# Том 47, номер 3, 2021

# **ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ**

\_

Особенности возбуждения электромагнитного поля в емкостном ВЧ-разряде. III. Симметричный разрял. Частично заполненная разрялная камера	
С. А. Двинин, О. А. Синкевич, З. А. Кодирзода, Д. К. Солихов	195
Исследование взаимодействия плазменных потоков и магнитного поля при имплозии конусно-цилиндрических вложенных сборок	
В. В. Александров, А. В. Браницкий, А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, К. Н. Митрофанов, О. Г. Ольховская, П. В. Сасоров	220
Нагрев локальной области ветвящегося стримера как начало объемного лидера и ступени отрицательного лидера	
И. М. Куцык, Л. П. Бабич	237
ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ	
Влияние эрозии поверхности коллектора на работу импульсно-периодического плазменного релятивистского СВЧ-генератора	
С. Е. Андреев, И. Л. Богданкевич, Н. Г. Гусейн-заде, О. Т. Лоза	244
ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	
Спектры плазменного релятивистского СВЧ-усилителя монохроматического сигнала	
П. С. Стрелков, И. Е. Иванов, Е. Д. Диас Михайлова, Д. В. Шумейко	257
ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ	
Проблема управляющих воздействий на разряд молнии	
Э. М. Базелян	267
Изучение улучшения однородности ионно-пучкового травления в установке с индуктивно связанной плазмой в магнитном поле	
HW. Cheong, JW. Kim, K. Kim, H. Lee	277
Памяти Вячеслава Сергеевича Стрелкова 13.08.1933–19.07.2020	287

#### \_\_\_\_ ДИНАМИКА \_\_ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

### ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЕМКОСТНОМ ВЧ-РАЗРЯДЕ. III. СИММЕТРИЧНЫЙ РАЗРЯД. ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННАЯ РАЗРЯДНАЯ КАМЕРА

© 2021 г. С. А. Двинин<sup>а, \*</sup>, О. А. Синкевич<sup>b, \*\*</sup>, З. А. Кодирзода<sup>с</sup>, Д. К. Солихов<sup>с, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

<sup>b</sup> Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт, Москва, Россия <sup>c</sup> Таджикский национальный университет, Физический факультет, Душанбе, Таджикистан

\*e-mail: dvinin@phys.msu.ru \*\*e-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru \*\*\*e-mail: davlat56@mail.ru Поступила в редакцию 16.02.2020 г. После доработки 20.05.2020 г. Принята к публикации 20.06.2020 г.

Исследованы аналитически и численно электродинамические характеристики емкостного ВЧ-разряда низкого давления (частота столкновений электронов много меньше частоты поля) с электролами большой плошали при возбуждении его электромагнитным полем частотами от 13 до 900 МГц. Показано, что для корректного расчета характеристик разряда в широком диапазоне плотностей электронов в этих условиях необходимо учитывать как поле основной моды (поле структуры металл-слой пространственного заряда-плазма-слой пространственного заряда-металл), так и поле высших не распространяющихся мод. С помошью разложения поля по собственным волнам пустого волновода и собственным модам трехслойной структуры получены формулы для расчета амплитуд возбуждаемых волн и импеданса разряда, учитывающие возбуждения этих волн. Детально рассмотрен случай, когда размер плазмы меньше размера электродов. В этом случае возбуждение высших типов волн в плазменном столбе обусловлено осевой неоднородностью плазмы, но не связано с электродинамическими эффектами у границ электрода. Показано, что положение резонансов токов и напряжений, связанных с распространением поверхностных волн вдоль трехслойной структуры, существенно модифицируется за счет возбуждения высших мод поля этой же структуры. Кроме того, возможны резонансы, обусловленные возбуждением стоячих поверхностных волн у боковой поверхности (резонансы высших мод трехслойной структуры и пустого волновода). Рассмотрено изменение взаимного положения резонансов при изменении геометрии разрядной камеры. Полученные результаты качественно согласуются с численным расчетом импеданса и распространения поля в разряде с помощью пакета программ COMSOL Multiphysics<sup>®</sup>.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, поверхностные высокочастотные электромагнитные волны, импеданс плазмы, высокочастотный разряд **DOI:** 10.31857/S0367292121020013

Высокочастотные емкостные разряды, поддерживаемые электромагнитными полями, представляют собой основу для реализации большого класса технологий [1–4]. Необходимость повышения плотности электронов в разряде потребовала поддержания разрядов полем более высоких частот [5]. Разряд при этом поддерживается поверхностными волнами, распространяющимися вдоль границы, плазма-слой пространственного заряда-металл [6, 7]. После 2002 г. появились первые модели разряда, описывающие его электродинамические свойства с помощью теории длинных линий [8–12], предсказывающие, в частности, возможности наблюдения на вольтамперных характеристиках разряда резонансов тока и резонансов напряжения. Экспериментальные исследования распределения поля подтвердили, что существующие в разряде пространственные неоднородности поля и плотности плазмы [13– 17] могут быть объяснены в рамках модели, учитывающей возбуждение этих волн. В разрядах небольшого размера трехслойной структуры (металл, слой пространственного заряда–плазма– слой пространственного заряда, металл) энергия подводилась с помощью высших мод [18]. Были предложены методы борьбы с возможными неоднородностями плазмы при возбуждении стоячей поверхностной волны за счет нарушения симметрии плазмы и нарушения синхронизма волн, распространяющихся вблизи разных границ плазмы [10]. Поскольку пространственная неоднородность плазмы в разряде зависит от радиальной структуры поля в разряде [19], а зависимость импеданса разряда от плотности электронов определяет его устойчивость [20–24], вплоть до настоящего времени анализ таких разрядов проводился посредством численного моделирования. Показано [25–30], что нелинейность слоя пространственного заряда приводит к появлению гармоник электромагнитного поля, поддерживающего разряд.

Несмотря на многочисленные работы и полученные в них результаты, в теоретическом и экспериментальном исследовании разрядов остается не выясненным множество вопросов. В частности, какую роль при возбуждении разрядов играют затухающие и поверхностные волны и как связаны амплитуды этих волн? В первой [31] из данного цикла статье авторов показано, что хорошо известный геометрический резонанс плазмаслой пространственного заряда [32, 33] не наблюдается ни для поверхностных, ни для затухающих волн в отдельности. Напротив, при выделении в возбуждаемом электромагнитном поле затухающих и поверхностных волн геометрический резонанс представляет собой компенсацию емкостного импеданса, вносимого поверхностными волнами (при малом размере плазмы), и индуктивного импеданса затухающих волн.

В данной работе рассчитываются амплитуды различных мод электромагнитного поля и анализируются типы резонансов. Здесь получены приближенные выражения для импеданса разряда с учетом возбуждения различных электромагнитных мод. Результаты проведенного анализа сопоставлены с численными расчетами импеданса разряда и пространственного распределения поля с помощью пакета программ COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> (лицензия принадлежит физическому факультету МГУ им. М.В. Ломоносова). Численные расчеты по аналитическим формулам и результаты численного моделирования приведены для частоты 137 МГц, где рассматриваемые эффекты проявляются наиболее ярко (аналогичные расчеты проводились авторами и в более широком диапазоне частот).

#### 1. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПОЛЯ В ВИДЕ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ ВНУТРИ И ВНЕ ПЛАЗМЫ

Известно, что в плазме малого размера возможны два типа резонанса — уже упоминавшийся ранее резонанс напряжений — геометрический плазма—слой пространственного заряда [32, 33] и резонанс токов, наблюдающийся, если действительная часть диэлектрической проницаемости обращается в ноль. В разряде большой площади, когда основная доля энергии передается поверхностной волне, расчеты предполагают, что высшие моды не оказывают существенного влияния на импеданс разряда в целом. Тем не менее в феноменологической модели, предложенной в [31], показано, что для корректного расчета импеданса существенны как поверхностные волны, так и высшие моды.

В данном разделе на примере разряда, сосредоточенного в конечной области пространства r < R, мы продемонстрируем расчет распределения поля и импеданса разряда. Геометрия разрядной камеры, для которой проводится расчет приведена на рис. 1. Мы покажем, что импеданс разряда определяется взаимодействием токов, вызванных тремя типами полей: полем поверхностной волны, полем нераспространяющихся мод в плазме и полем нераспространяющихся мод, сосредоточенным вне плазмы. В общем случае резонанс обусловливается компенсацией напряжений и токов, вносимых всеми типами полей. Однако в некоторых случаях отдельные типы полей могут не оказывать никакого влияния при определенных параметрах плазмы. Например, геометрический резонанс и резонанс токов, аналогичные наблюдаемым в разряде малого размера, вызваны взаимодействием поля поверхностной волны и поля высших мод плазменного столба (в первую очередь полем первой высшей моды). Компенсация импедансов высших мод плазменного столба и высших волноводных мод реально представляет собой резонанс поля поверхностной волны, распространяющейся вдоль внешней границы плазмы, легко наблюдаемый в СВЧ-плазме в волноводе [34, 35]. Конечно, резонансные частоты будут сдвинуты за счет наличия слоев пространственного заряда у электродов. Разумеется, на наблюдаемые резонансы будут оказывать влияние и параметры внешней цепи [36]. В данной работе мы ограничимся рассмотрением разряда с одинаковыми слоями пространственного заряда. Рассмотрен случай, когда размер плазмы меньше размера электродов. В этом случае возбуждение высших типов волн обусловлено осевой неоднородностью плазмы, но не связано с электродинамическими эффектами у границ электрода.

Поле внутри плазмы может быть представлено в виде суммы собственных волн трехслойной структуры (TC) металл–слой пространственного заряда–плазма–слой пространственного заряда– металл { $\mathbf{e}_{n+}(z)$ ,  $\mathbf{h}_{n+}(z)$ } [8, 19, 37–39]. При записи (1), (2) и ниже под обозначениями  $\mathbf{h}_{0\phi+}(z) =$ =  $\phi_0 h_{0\phi+}(z)$  и  $\mathbf{e}_{0z+}(z) = \mathbf{z}_0 \rho h_{0\phi+}(z) h_{0+}/k/\varepsilon(z)$ ,  $\mathbf{e}_{nz+}(z) = \mathbf{z}_0 \rho h_{n\phi+}(z) \tilde{h}_{n+}/k/\varepsilon(z)$  мы понимаем зависящие только от *z* сомножители в представлении



**Рис. 1.** Типичная схема экспериментальной установки 1, 2 – электроды, 3 – плазма, 4 – слои пространственного заряда между плазмой и стенкой (электродами), 5 – разрядная камера, 6 – граница расчетной области, через которую идет возбуждение электромагнитного поля; 2L – межэлектродное расстояние,  $d_1, d_2$  – толщины слоев пространственного заряда.

поля, приведенном в приложениях к работам [31, 40],  $\rho = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  – волновое сопротивление вакуума,  $k = \omega/c$ ,  $\omega$  – круговая частота электромагнитного поля, c – скорость света,  $\mathbf{r}_0$ ,  $\phi_0$ ,  $\mathbf{z}_0$  – единичные орты в направлениях r,  $\phi$ , z. В плазме (|z| < L и r < R)  $\varepsilon(z) = \varepsilon_P = 1 - n_e/(n_C (1 + i \nu/\omega))$ ,  $n_C = m\omega^2 \varepsilon_0/e^2$  – критическая концентрация электронов, e, m – заряд и масса электрона,  $n_e$  и  $\nu$  – плотность и эффективная частота столкновений электронов, вне плазмы  $\varepsilon(z) = \varepsilon_1 = 1$ . Используя эти выражения, при r < R получим для z компоненты электрического поля  $E_z$  и азимутальной компоненты магнитного поля  $H_{\omega}$ 

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{z} \\ \mathbf{H}_{\varphi} \end{pmatrix} = A_{0+} \begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{0+z}(z) J_{0}(h_{0+}r) \\ \mathbf{h}_{0+\varphi}(z) J_{1}(h_{0+}r) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n+} \begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{n+z}(z) I_{0}(\tilde{h}_{n+}r) \\ \mathbf{h}_{n+\varphi}(z) I_{1}(\tilde{h}_{n+}r) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t),$$

$$(1)$$

где первое слагаемое соответствует возбуждению симметричной поверхностной волны с радиальной постоянной распространения  $h_{0+}$ , а сумма содержит затухающие моды (постоянная затухания  $\tilde{h}_{n+} = ih_{n+}$ ). При малых плотностях электронов ( $n_e < 2n_C$ ), как и в [31, 40], в (1) и формулах ниже поля поверхностной волны заменяется полем квази-TEM волны, и она исключается из суммы по *n*. Вне плазмы используются стандартные соб-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

ственные функции для поля, ограниченного двумя плоскостями  $\{\hat{\mathbf{e}}_{n+}(z), \hat{\mathbf{h}}_{n+}(z)\}$  [31]. В области  $R \leq r \leq R_1$  можно записать

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{z} \\ \mathbf{H}_{\varphi} \end{pmatrix} = \exp\left(-i\omega t\right) \left[ A^{ext} \begin{pmatrix} i\hat{\mathbf{e}}_{0z+} H_{0}^{(2)}\left(kr\right) \\ \hat{\mathbf{h}}_{0\varphi+} H_{1}^{(2)}\left(kr\right) \end{pmatrix} + \\ A^{2} \left( i\hat{\mathbf{e}}_{0z+} H_{0}^{(1)}\left(kr\right) \\ \hat{\mathbf{h}}_{0\varphi+} H_{1}^{(1)}\left(kr\right) \end{pmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_{n+} \begin{pmatrix} -i\hat{\mathbf{e}}_{n+}\left(z\right) K_{0}\left(\hat{h}_{n+}r\right) \\ \hat{\mathbf{h}}_{\varphi n+}\left(z\right) K_{1}\left(\hat{h}_{n+}r\right) \end{pmatrix} \right].$$

$$(2)$$

Первое слагаемое в (2) описывает волну ТЕМ, приходящую из периферийной области ( $R_1 < r <$  $< R_3$ ) благодаря полю, генерируемому источником в области возбуждения ( $R_1 \le r \le R_2$ ), второе рассеянную трехслойной структурой ТЕМ-волну, распространяющуюся в сторону периферийной области. Для этих волн  $\hat{\mathbf{e}}_{0+z}(z) = \rho \hat{\mathbf{h}}_{0+\varphi}(z)$ . Сумма в уравнении (2) представляет собой сумму возбуждаемых высших мод поля, для которых  $\hat{\mathbf{e}}_{nz+}(z) = \mathbf{z}_0 \rho \hat{h}_{n\varphi+}(z) \hat{h}_{n+}/k, \ \hat{h}_{n+} = \sqrt{(n\pi/L)^2 - k^2}. \ \Pi p \mu$ этом мы предположили, что эти волны затухают в радиальном направлении достаточно быстро, поэтому их отражение от границ электродов и боковой стенки разрядной камеры пренебрежимо мало. Мы пока не учитываем высшие моды поля в области без плазмы, возбуждаемые на границе электрода. В соответствии с формулами для токов и напряжений, приведенными в [31], получим на внешней границе электродов  $r = R_1$ 

$$U(R_{1}) = -\int_{0}^{L} dz \hat{\mathbf{e}}_{z+} \left( i \hat{A}_{0} H_{0}^{(1)}(kR_{1}) + i A^{ext} H_{0}^{(2)}(kR_{1}) \right) =$$

$$= -L \rho \left( i \hat{A}_{0} H_{0}^{(1)}(kR_{1}) + i A^{ext} H_{0}^{(2)}(kR_{1}) \right),$$

$$I(R_{1}) = \frac{2\pi R}{L} \int_{0}^{L} dz \hat{\mathbf{e}}_{z+} \left( \hat{A}_{0} H_{0}^{(1)}(kR_{1}) + A^{ext} H_{0}^{(2)}(kR_{1}) \right) =$$

$$= 2\pi R \left( \hat{A}_{0} H_{0}^{(1)}(kR_{1}) + A^{ext} H_{0}^{(2)}(kR_{1}) \right).$$
(3)

При этом импеданс разряда при  $r = R_1$  определяется формулой

$$Z(R_{\rm l}) = \frac{U(R_{\rm l})}{I(R_{\rm l})}.$$
(4)

Здесь и далее везде под напряжением электрода U мы понимаем напряжение между электродом и вакуумной камерой, поэтому разность потенциалов между электродами равна 2*U*. Соотношения (3) позволяют рассчитать электрическое и магнитное поле TEM волн на границе плазмы (в точке r = R)

$$H^{ext}(R) = \left(\widehat{A}_0 H_1^{(1)}(kR) + A^{ext} H_1^{(2)}(kR)\right),$$
  

$$E^{ext}(R) = \rho\left(i\widehat{A}_0 H_0^{(1)}(kR) + iA^{ext} H_0^{(2)}(kR)\right).$$
(5)

В дальнейшем удобнее использовать в расчетах именно параметры  $H^{ext}(R)$  и  $E^{ext}(R)$ , вместо амплитуд цилиндрических волн  $\hat{A}_0$  и  $A^{ext}$ . Равенство тангенциальных компонент электромагнитного поля на боковой поверхности плазмы приводит к уравнению

$$A_{0+} \begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{z0+}(z) J_{0}(h_{0+}R) \\ \mathbf{h}_{\phi0+}(z) J_{1}(h_{0+}R) \end{pmatrix} + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n+} \begin{pmatrix} i\mathbf{e}_{zn+}(z) I_{0}(\tilde{h}_{n+}R) \\ \mathbf{h}_{\phin+}(z) I_{1}(\tilde{h}_{n+}R) \end{pmatrix} - \\ - \sum_{n=1}^{\infty} \widehat{A}_{n+} \begin{pmatrix} -i\widehat{\mathbf{e}}_{zn+}(z) K_{0}(\hat{h}_{n+}R) \\ \widehat{\mathbf{h}}_{\phin+}(z) K_{1}(\hat{h}_{n+}R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E^{ext}(kR) \\ H^{ext}(kR) \end{pmatrix}.$$
(6)

При его решении можно считать заданной амплитуду магнитного поля TEM-волн  $H^{ext}(kR)$ , тогда амплитуда электрического поля  $E^{ext}(kR)$  должна быть определена из (6). Затем соотношения (5) дают возможность рассчитать коэффициенты  $A_{TEM}$  и  $A^{ext}$ , а соотношения (3), (4) – рассчитать импеданс разряда. Ограничиваясь в данной работе четными волнами, получим при r < R

$$U(r) = A_{0+}U_{0+}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n+}U_{n+}(r),$$
  

$$I(r) = A_{0+}i_{0+}(r,L) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n}i_{n+}(r,L),$$
  

$$Z(r) = \frac{A_{0+}U_{0+}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n+}U_{n+}(r)}{A_{0+}i_{0+}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{n+}i_{n+}(r)},$$

а при *r* > *R* 

$$U(r) = A^{ext}U^{ext}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_{n+}\hat{U}_{n+}(r),$$
  

$$I(r) = A^{ext}i_{+}^{ext}(r,L) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_{n}\hat{i}_{n}(r),$$
  

$$Z(r) = \frac{A^{ext}U^{ext}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_{n}\hat{U}_{n}(r)}{A^{ext}I^{ext}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_{n}\hat{i}_{n}(r)},$$

где

$$\begin{split} \tilde{h}_{n+} &= ih_{n+}, \quad I_{+}\left(r\right) = 2\pi RH_{\varphi+}\left(L\right)J_{1}\left(h_{+}r\right), \\ &i_{n+}\left(r\right) = 2\pi rh_{\varphi n+}\left(L\right)I_{1}\left(\tilde{h}_{n+}r\right), \\ &\hat{i}_{n+}\left(r\right) = 2\pi r\hat{h}_{\varphi n+}\left(L\right)K_{1}\left(\hat{h}_{n+}r\right), \\ &U_{+}\left(r\right) = -i\int_{0}^{L}e_{z0+}\left(z\right)dzJ_{0}\left(h_{0+}r\right), \\ &U_{n+}\left(r\right) = -i\int_{0}^{L}e_{n+z}\left(z\right)dzI_{0}\left(h_{n+}r\right), \\ &\hat{U}_{n+}\left(r\right) = -i\int_{0}^{L}\hat{e}_{zn+}\left(z\right)dzK_{0}\left(\hat{h}_{n+}r\right) = 0. \end{split}$$

На боковой границе плазмы (r = R) в силу (6) полученные значения совпадают. На большом расстоянии от границы поля высших волн затухают, поэтому в последнем выражении можно оставить только первое слагаемое. Резонанс токов соответствует обращению в нуль знаменателя данного выражения, а резонанс напряжений – числителя.

Необходимость расчета полей высших мод диктуется их участием в развитии локальных возмущений плотности электронов в областях резкого изменения формы металлических элементов установки — границ электродов, углов вакуумной камеры и т. п. Амплитуда этих возмущений плотности может быть сравнима и даже превышать среднюю плотность электронов в разряде. Поэтому мы должны по возможности точно описывать

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

поля в этой области разряда, не ограничиваясь одной пространственной модой (например, поверхностной волной). Поэтому важно найти коэффициенты разложения поля в плазме по собственным функциям трехслойного волновода. Следует отметить, что как собственные функции в области, заполненной плазмой  $\{\mathbf{e}_n, \mathbf{h}_n\}$ , так и в области, свободной от плазмы  $\{\hat{\mathbf{e}}_n, \hat{\mathbf{h}}_n\}$ , представляют полную систему функций. И те, и другие могут быть использованы для представления поля границе плазмы. Для общности и удобства записи введем также системы собственных функций сопряженного к оператору Максвелла уравнения  $\{\mathbf{e}_n^*, \mathbf{h}_n^+\}$  и  $\{\hat{\mathbf{e}}_n^*, \hat{\mathbf{h}}_n^+\}$  [37].

Систему уравнений для коэффициентов  $A_{n+}$ ,  $\hat{A}_{n+}$  можно получить двояким образом: используя либо биортогональность систем собственных функций  $\{\hat{\mathbf{e}}_n, \hat{\mathbf{h}}_n\}$  и  $\{\hat{\mathbf{e}}_n^+, \hat{\mathbf{h}}_n^+\}$ , либо собственных функций  $\{\mathbf{e}_n, \mathbf{h}_n\}$  и  $\{\hat{\mathbf{e}}_n^+, \hat{\mathbf{h}}_n^+\}$ . Таким образом, уравнение (6) приводится к бесконечной системе матричных уравнений. Ее решение может быть проведено после оставления конечного числа слагаемых в разложениях поля (число оставленных собственных функций внутри и вне плазмы должно быть равным). Число уравнений в результате будет в два раза превышать число собственных функций.

При выборе большого числа собственных мод оба метода должны дать одинаковые результаты. Однако при этом могут сыграть свою роль ошибки округления при вычислении отдельных членов ряда, плохая обусловленность получаемой матрицы, а также громоздкость получаемой задачи.

#### 2. РАЗЛОЖЕНИЕ ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ПО СОБСТВЕННЫМ ВОЛНАМ ПУСТОГО ВОЛНОВОДА

Выберем функции из семейства  $\{\hat{\mathbf{e}}_n, \hat{\mathbf{h}}_n\}$ . Отметим, что осевые зависимости для этих функций полностью совпадают. Умножим каждое из уравнений для электрического поля на  $\{\hat{\mathbf{e}}_{j+z}^+\}$  и каждое из уравнений для магнитного поля на  $\{\hat{\mathbf{h}}_{j+q}^+\}$  и проинтегрируем от 0 до L. Полученная система уравнений будет иметь вид

$$A_{0+}J_0(h_{0+}R)\frac{h_{0+}}{k}C_{E00+} + \\ + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}\frac{\tilde{h}_{n+}}{k}I_0(\tilde{h}_{n+}R)C_{En0+} = \frac{E^{ext}(kR)}{i\rho}\hat{N}_{0+}^2$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

$$A_{0+}J_{1}(h_{0+}R)C_{B00+} + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)C_{Bn0+} = \\ = H^{ext}(kR)\hat{N}_{0+}^{2}, \\ \dots \\ A_{0+}J_{0}(h_{0+}R)\frac{h_{0+}}{k}C_{E0j+} + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}\frac{\tilde{h}_{n+}}{\epsilon_{P}k}I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)C_{Enj+} + \\ + \hat{A}_{j+}\frac{\hat{h}_{j+}}{k}K_{0}(\hat{h}_{j+}R)\hat{N}_{j+}^{2} = 0,$$
(7)  
$$A_{0+}J_{1}(h_{0+}R)C_{B0j+} + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)C_{Bnj+} - \\ - \hat{A}_{j+}K_{1}(\hat{h}_{j+}R)\hat{N}_{j+}^{2} = 0,$$
(7)  
$$A_{0+}J_{0}(h_{0+}R)\frac{h_{0+}}{k}C_{E0K+} + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}\frac{\tilde{h}_{n+}}{\epsilon_{P}k}I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)C_{EnK+} + \\ + \hat{A}_{K+}\frac{\hat{h}_{K+}}{k}K_{0}(\hat{h}_{K+}R)\hat{N}_{K+}^{2} = 0,$$
(7)

$$A_{0+}J_1(h_{0+}R)C_{B0K+} + \sum_{n=1}^{K} A_{n+}I_1(\tilde{h}_{n+}R)C_{BnK+} - \hat{A}_{K+}K_1(\hat{h}_{K+}R)\hat{N}_{K+}^2 = 0.$$

В данном случае  $\varepsilon_p$  — диэлектрическая проницаемость в центре плазменного столба (z = 0). Уравнения (7) записаны таким образом, чтобы при  $d \rightarrow 0$  третье и последующие уравнения переходили в уравнения для поверхностной волны, распространяющейся вдоль боковой поверхности. Выражения для коэффициентов  $C_{Bnj+}$ ,  $C_{Enj+}$  с учетом аналитических формул для полей [40] ввиду их громоздкости приведены в Приложении 1; квадраты норм волн в пустом волноводе рассчитываются по стандартным выражениям  $\hat{N}_{0+}^2 = L$ ,

Паваются по стандартным выражениям  $N_{0+} = L$ ,  $\hat{N}_{j+}^2 = L/2$ . Иногда нам также понадобится норма для собственной функции электрического поля  $\hat{N}_{0+}^E = \rho \sqrt{L}$ ,  $\hat{N}_{j+}^E = \rho \tilde{h}_{n+}/k \sqrt{L/2}$ . Следует отметить, что коэффициенты  $C_{E00+} C_{Ej0+}$ ,  $C_{E0n+}$  и  $C_{Enj+}$  определены разными формулами. В системе (7) можно выделить первых два уравнения, которые позволяют рассчитать амплитуду поверхностной волны и электрическое поле TEM-волн на границе разряда, как функцию магнитного поля. Остальные уравнения позволяют рассчитать амплитуды высших волн как функции амплитуды поверхностной волны. Из этих уравнений можно записать общие соотношения

$$\begin{split} A_{j+} &= -A_{0+} \Biggl( \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \Biggl( K_1 \left( \hat{h}_{i+} R \right) J_0 \left( h_{0+} R \right) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0i+} \\ &+ \frac{\hat{h}_{i+}}{k} K_0 \left( \hat{h}_{i+} R \right) J_1 \left( h_{0+} R \right) C_{B0i+} \Biggr) \Biggr), \\ \widehat{A}_{j+} &= \\ &= -\frac{1}{\hat{N}_{j+}^2} \sum_{n=1}^{K} A_{n+} \Biggl( J_1 \left( \hat{h}_{+} R \right) C_{B0j+} I_0 \left( \tilde{h}_{n+} R \right) \frac{\tilde{h}_{n+}}{k \varepsilon_P} C_{Enj+} + \\ &+ J_0 \left( h_{0+} R \right) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0j+} I_1 \left( \tilde{h}_{n+} R \right) C_{Bnj+} \Biggr) \times \\ &\times \Biggl( K_1 \left( \hat{h}_{j+} R \right) J_0 \left( h_{0+} R \right) \frac{h_{0+}}{k \varepsilon_P} C_{E0j+} - \\ &- K_0 \left( \hat{h}_{j+} R \right) \frac{\hat{h}_{j+}}{k} J_1 \left( \hat{h}_{0+} R \right) C_{B0j+} \Biggr), \end{split}$$

где матрица S определяется выражением  $S = \hat{S}^{-1}$ ,

 $\left(\tilde{h}_{i+}, L(\tilde{i}, \mathbf{p}), K(\tilde{i}, \mathbf{p})\right)$ 

$$S_{ji} = \left(\frac{1}{k\epsilon_P}I_0(h_{i+}R)K_1(h_{j+}R)C_{Eij+} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k}K_0(\hat{h}_{j+}R)I_1(\tilde{h}_{i+}R)C_{Bij+}\right)$$
. Подставляя значения коэффициентов в два первых уравнения (7), получим

$$A_{0+} = H^{ext}(kR) \hat{N}_{0+}^{2} \left[ J_{1}(h_{0+}R) C_{B00+} - \sum_{j=1}^{K} \left( \sum_{i=1}^{K} S_{ji}(K_{1}(\tilde{h}_{i+}R) J_{0}(h_{0+}R) C_{E0i+} + K_{0}(\tilde{h}_{i+}R) J_{1}(\hat{h}_{0+}R) C_{B0i+}) \right) I_{1}(h_{j+}R) C_{Bj0+} \right]^{-1}.$$

Последнее выражение свидетельствует о том, что наличие высших мод может существенно повлиять на положение резонансов. Усредненное по высоте электрическое поле на границе плазмы в пустой части разрядной камеры приводит к выражению для импеданса

$$Z(kR) = i\rho \frac{L}{2\pi R} \bigg[ J_0(h_{0+}R) \frac{h_{0+}}{k} C_{E00+} - \\ -\sum_{j=1}^{K} \bigg[ \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \bigg( K_1(\hat{h}_{i+}R) J_0(h_{0+}R) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0i+} + \\ + \frac{\hat{h}_{i+}}{k} K_0(\hat{h}_{i+}R) J_1(h_{0+}R) C_{B0i+} \bigg) \bigg] J_0(\tilde{h}_{j+}R) \frac{\hat{h}_{j+}}{k} C_{Ej0+} \bigg] \times \\ \times \big[ J_1(h_{0+}R) C_{B00+} - \big] (8)$$

$$-\sum_{j=1}^{K} \left( \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \left( K_1(\hat{h}_{i+}R) J_0(h_{0+}R) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0i+} + \frac{\hat{h}_{i+}}{k} K_0(\hat{h}_{i+}R) J_1(h_{0+}R) C_{B0i+} \right) \right) I_1(\tilde{h}_{j+}R) C_{Ej0+} \right]^{-1}.$$

Таким образом в соответствии с общими соотношениями возбуждение высших мод поля приводит к изменению положения как резонансов тока (нули знаменателя), так и резонансов напряжения (нули числителя). В соответствии с общими формулами (2) мы видим, что амплитуды высших волн зависят как от напряжения основной моды (слагаемое содержащее  $J_0(h_{0+}R)$ ), так и от ее тока  $(J_1(h_{0+}R))$ . На первый взгляд, из (8) следует, что при изменении характеристик линии в среднем ее импеданс будет равен нулю, т.е. участки с емкостным и с индуктивным импедансом на оси плотностей электронов будут занимать примерно одинаковые области, так как все слагаемые тем или иным образом зависят от функций Бесселя. Поэтому интересно записать соотношение (8) таким образом, чтобы выделить отдельно составляющие, относительно слабо и сильно зависящие от соотношения между длиной радиальной поверхностной волны и радиусом плазмы (т.е. в конечном счете от плотности электронов):

$$Z(kR) = i\rho \frac{L}{2\pi R} \times \left\{ \frac{(A - B(1 - D/(C - D)))J_0(h_{0+}R)}{(C - D)J_1(h_{0+}R) - EJ_0(h_{0+}R)} - \frac{D}{(C - D)} \right\},$$
<sup>(9)</sup>

где

$$A = \frac{h_{0+}}{k} C_{E00+},$$

$$B = \frac{h_{0+}}{k} \sum_{j=1}^{K} \left( \sum_{i=1}^{K} S_{ji} K_1(\hat{h}_{i+}R) C_{E0i+} \right) I_0(\tilde{h}_{j+}R) \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} C_{Ej0+},$$

$$C = C_{B00+},$$

$$D = \sum_{j=1}^{K} \left( \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \frac{\hat{h}_{i+}}{k} K_0(\hat{h}_{i+}R) C_{B0i+} \right) I_1(\tilde{h}_{j+}R) C_{Bj0+},$$

$$E = \frac{h_{0+}}{k} \sum_{j=1}^{K} \left( \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \left( K_1(\hat{h}_{i+}R) C_{E0i+} \right) \right) I_1(\tilde{h}_{j+}R) C_{Bj0+}.$$

Можно получить аналогичное выражение для проводимости разряда

$$Y(kR) = Z^{-1}(kR) = -i\frac{\pi R}{\rho L} \times \left\{ \frac{(C - D(1 - B/(A - B)))J_1(h_{0+}R)}{(A - B)J_0(h_{0+}R) - CJ_1(h_{0+}R)} - \frac{B}{(A - B)} \right\}.$$
(10)

Из (10) следует, что при возбуждении поверхностной волны в выражении для импеданса можно выделить два слагаемых. При фиксированной

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

â

где

фазе тока первое слагаемое описывает импеданс, вносимый радиальными поверхностными волнами и высшими модами поля, возбуждение которых связано с напряжением на линии, т.е. фаза которых изменяется в соответствии с фазой напряжения. Второе слагаемое описывает возбуждение высших волн током, протекающим по линии, их фаза связана с фазой тока и это слагаемое вносит индуктивный импеданс. Аналогичный анализ может быть проведен для проводимости (10) с той разницей, что привязку по фазе лучше привести к напряжению.

#### 3. РАЗЛОЖЕНИЕ ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ПО СОБСТВЕННЫМ ФУНКЦИЯМ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Теперь выберем функции из семейства  $\{\mathbf{e}_n, \mathbf{h}_n\}$ и  $\{\mathbf{e}_n^+, \mathbf{h}_n^+\}$ . Условия ортогональности для этих функций рассмотрены в работе [40]. Там же рассчитаны квадраты нормы  $N_{j+}^2$  для всех волн. Аналог системы уравнений (7) имеет вид

$$A_{0+} \frac{h_{0+}}{k} J_{0} (h_{0+}R) N_{0+}^{H2} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+} \frac{\widehat{h}_{n+}}{k} K_{0} (\widehat{h}_{n+}R) D_{0n+}^{E} = \frac{E^{ext} (kR)}{i\rho} D_{00+}^{E},$$

$$A_{0+}J_{1} (h_{0+}R) N_{0+}^{H2} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+}K_{1} (\widehat{h}_{n+}R) D_{0n+}^{B} =$$

$$= H^{ext} (kR) D_{00+}^{B},$$

$$...$$

$$A_{j+} \frac{\widehat{h}_{j+}}{k} I_{0} (\widehat{h}_{j+}R) N_{j+}^{H2} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+} \frac{\widehat{h}_{n+}}{k} K_{0} (\widehat{h}_{n+}R) D_{jn+}^{E} = \frac{E^{ext} (kR)}{i\rho} D_{j0+}^{E},$$

$$A_{j+}I_{1} (\widehat{h}_{j+}R) N_{j+}^{H2} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+}K_{1} (\widehat{h}_{n+}R) \frac{1}{\epsilon_{p}} D_{jn+}^{B} =$$

$$= H^{ext} (kR) D_{j0+}^{B},$$

$$...$$

$$A_{K+} \frac{\widehat{h}_{K+}}{k} I_{0} (\widehat{h}_{K+}R) D_{Kn+}^{E} = \frac{E^{ext} (kR)}{i\rho} D_{K0+}^{E},$$

$$A_{K+}I_{1} (\widehat{h}_{jK+}R) N_{K+}^{H2} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+}K_{1} (\widehat{h}_{n+}R) \frac{1}{\epsilon_{p}} D_{K0+}^{E},$$

$$A_{K+}I_{1} (\widehat{h}_{jK+}R) N_{K+}^{H2} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+}K_{1} (\widehat{h}_{n+}R) \frac{1}{\epsilon_{p}} D_{Kn+}^{E} =$$

$$= H^{ext} (kR) D_{K0+}^{B}.$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

Выражения для коэффициентов  $D_{jn}^{B}$ ,  $D_{jn}^{E}$  также приведены в Приложении 1. При сравнении матриц уравнений (7) и (11) мы видим, что их элементы для электрического и магнитного полей меняются местами. Можно получить общие формулы амплитуд соответствующих мод и импедансов, повторяя действия предыдущего раздела статьи. Импеданс разряда и амплитуды различных мод определяются выражениями

$$Z(R) = \frac{L}{2\pi R} i\rho \left[ D_{00+}^{B} J_{0}(h_{0+}R) - \sum_{j=1}^{K} \sum_{i=1}^{K} P_{ji} D_{i0+}^{B} \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} I_{0}(\tilde{h}_{i+}R) \times \left( \frac{\hat{h}_{j+}}{k} K_{0}(\hat{h}_{j+}R) D_{0j+}^{E} J_{1}(h_{0+}R) + K_{1}(\hat{h}_{j+}R) D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} J_{0}(h_{0+}R) \right) \right] \times$$
(12)  
$$\times \left[ D_{00+}^{E} J_{1}(h_{+}R) - \sum_{j=1}^{K} \sum_{i=1}^{K} P_{ji} D_{i0+}^{E} I_{1}(h_{i+}R) \times \left( \frac{\hat{h}_{j+}}{k} K_{0}(\hat{h}_{j+}R) D_{0j+}^{E} J_{1}(h_{0+}R) + K_{1}(\hat{h}_{j+}R) D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} J_{0}(h_{0+}R) \right) \right]^{-1},$$
  
$$P_{ji} = \left( \frac{\tilde{h}_{j+}}{k\epsilon_{P}} I_{0}(\tilde{h}_{j+}R) K_{1}(\hat{h}_{i+}R) D_{jn+}^{B} + I_{1}(\tilde{h}_{j+}R) \frac{\hat{h}_{i+}}{k} \times 1 \right) \right)$$

 $\times K_0(\hat{h}_{i+}R)D^E_{ji+}$ . Амплитуды высших мод поля вне плазмы рассчитываются по формуле

$$\begin{split} \tilde{A}_{j+} &= \frac{1}{N_{j+}} \sum_{i=1}^{K} P_{ji} \bigg( H^{ext} \left( kR \right) D_{i0+}^{B} \frac{\tilde{h}_{i+}}{k} I_{0} \left( \tilde{h}_{i+}R \right) + \\ &+ E^{ext} \left( kR \right) \sqrt{\frac{\varepsilon_{0}}{\mu_{0}}} D_{i0+}^{E} I_{1} \left( \tilde{h}_{i+}R \right) \bigg). \end{split}$$

Для амплитуды поверхностной волны, возбуждаемой в плазме, получим  $A_{0+}J_1(h_+R)N_{0+}^2 =$  $= H^{ext}(kR)D_{00+}^B - \sum_{n=1}^K \hat{A}_{n+}K_1(\hat{h}_{n+}R)D_{0n+}^B$ . Отметим, что при учете только одной моды обе формулы дают одинаковый результат для импеданса. Как мы уже говорили ранее, в общем случае система урав-

ют одинаковый результат для импеданса. Как мы уже говорили ранее, в общем случае система уравнений содержит бесконечное число уравнений. С учетом возможных ошибок при вычислении коэффициентов, численное решение этой системы уравнений, может оказаться более трудоемким, чем непосредственное решение уравнений Максвелла с помощью метода конечных элементов или разностных методов. Тем не менее указанная система оказывается очень удобной для классификации резонансных состояний, поскольку вблизи резонанса при качественном анализе число коэффициентов можно существенно сократить. Рассмотрим классификацию возможных резонансов.

# 4. УПРОЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ИМПЕДАНСА РАЗРЯДА

Формула (8) (или (12)) дает общее выражение для импеданса разряда. Однако для понимания результатов их необходимо упростить. Предположим, что влияние слоев пространственного заряда в уравнениях для высших мод в уравнениях (7) мало, поэтому осевые постоянные распространения для высших волн в плазме и вне плазмы близки. Тогда в (8) и (12) можно оставить только одно диагональное слагаемое. Матрицы  $S_{ij}$  и  $P_{ij}$  становятся диагональными, и решения, полученные в предыдущем параграфе, существенно упрощаются. Из (7) для элементов матрицы следует

$$egin{split} S_{ij} &= \delta_{ij} igg( rac{ ilde{h}_{j+}}{k arepsilon_P} I_0 ig( ilde{h}_{j+} R ig) K_1 ig( ilde{h}_{j+} R ig) C_{Ejj+} + \ &+ rac{ ilde{h}_{j+}}{k} K_0 ig( ilde{h}_{j+} R ig) I_1 ig( ilde{h}_{j+} R ig) C_{Bjj+} igg)^{-1}. \end{split}$$

Следует отметить, что справедливость данного приближения нуждается в дополнительном исследовании, которое оказывается очень громоздким и может быть темой отдельной статьи. В пользу этого приближения может сыграть тот факт, что вклады возмущений с меньшим волновым числом и с большим волновым числом будут иметь разные знаки и частично компенсировать друг друга. Тем не менее переход от общих формул разд. 3 к формулам данного раздела означает переход от количественного исследования к качественному. Используя выражения для различных компонент поля [31, 40], мы можем получить следующее выражение для импеданса разряда

$$Z = i\rho \frac{L}{2\pi R} \frac{J_{0}(h_{0+}R)}{J_{1}(h_{0+}R)} \left( \frac{h_{0+}}{k} C_{E00+} - \sum_{n=1}^{K} \frac{\left(\frac{h_{0+}}{k} C_{E0n+} + \frac{J_{1}(h_{0+}R)}{J_{0}(h_{0+}R)} C_{B0n+} \frac{\hat{h}_{n+}}{k} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} \right)}{\left(\frac{\hat{h}_{n+}}{\epsilon_{p}k} C_{Enn+} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)}{I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)} + C_{Bnn+} \frac{\hat{h}_{n+}}{k} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} \right)}{\frac{\hat{h}_{n+}}{k} C_{En0+} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)}{I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)}} \right) \times$$

$$\times \left( C_{B00+} - \sum_{n=1}^{K} \frac{\left(\frac{J_{0}(h_{0+}R)}{J_{1}(h_{0+}R)} \frac{h_{0+}}{k} C_{E0n+} + C_{B0n+} \frac{\hat{h}_{n+}}{k} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} \right)}{\left(\frac{\tilde{h}_{n+}}{\epsilon_{p}k} C_{Enn+} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)}{I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)} + C_{Bnn+} \frac{\hat{h}_{n+}}{k} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} \right)} C_{Bn0+} \right)^{-1}.$$

$$(13)$$

Детали расчета и выражения для амплитуд волн см. в Приложениях 2 и 3. Аналогичное выражение для малых плотностей, когда поверхностная волна отсутствует, имеет вид

$$\begin{split} Z &= i\rho \frac{L}{2\pi R} \frac{I_0\left(\tilde{h}_{0+}R\right)}{I_1\left(\tilde{h}_{0+}R\right)} \Biggl( \frac{\tilde{h}_{0+}}{k} C_{E00+} - \sum_{n=1}^{K} \frac{\left(\frac{\tilde{h}_{0+}}{k} C_{E0n+} + C_{B0n+} \frac{\tilde{h}_{n+}}{k} \frac{I_1\left(\tilde{h}_{0+}R\right)}{I_0\left(\tilde{h}_{0+}R\right)} \frac{K_0\left(\tilde{h}_{n+}R\right)}{K_1\left(\tilde{h}_{n+}R\right)} \right)}{\frac{\tilde{h}_{n+}}{k} \frac{I_0\left(\tilde{h}_{n+}R\right)}{I_1\left(\tilde{h}_{n+}R\right)}} \Biggr) \frac{\tilde{h}_{n+}}{k} \frac{I_0\left(\tilde{h}_{n+}R\right)}{I_1\left(\tilde{h}_{n+}R\right)} C_{En0+} \Biggr) \times \\ & \times \left( C_{B00+} - \sum_{n=1}^{K} \frac{\left(\frac{I_0\left(\tilde{h}_{0+}R\right)}{I_1\left(\tilde{h}_{0+}R\right)} \frac{\tilde{h}_{0+}}{k} C_{E0n+} + C_{B0n+} \frac{\tilde{h}_{n+}}{k} \frac{K_0\left(\tilde{h}_{n+}R\right)}{K_1\left(\tilde{h}_{n+}R\right)} C_{Bn0+} \right)^{-1} \right) \Biggr) \Biggr) \Biggr)^{-1}, \end{split}$$

где индексом 0 отмечена уже не поверхностная волна, а квази-TEM-мода, переходящая при Re  $\epsilon$  < 0 в первую нераспространяющуюся моду. Коэффициенты уравнения рассчитываются по тем

же формулам Приложения 1, что и в области распространения поверхностных волн. Аналогичные выражения можно получить с помощью системы уравнений (12). Считая, что

$$P_{ij} = \delta_{ij} \left( \frac{\tilde{h}_{j+}}{k \varepsilon_P} I_0\left(\tilde{h}_{j+} R\right) K_1\left(\hat{h}_{j+} R\right) D_{jj+}^B + I_1\left(\tilde{h}_{j+} R\right) \frac{\hat{h}_{j+}}{k} K_0\left(\hat{h}_{j+} R\right) D_{jj+}^E \right)^{-1},$$

получим следующий результат:

$$Z = i\rho \frac{L}{2\pi R} \frac{J_{0}(h_{0+}R)}{J_{1}(h_{0+}R)} \Bigg[ D_{00+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} - \sum_{j=1}^{K} \frac{\frac{D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} + D_{0j+}^{E} \frac{\hat{h}_{j+}}{k} J_{1}(h_{0+}R)}{J_{0}(h_{0+}R) \frac{1}{k} J_{0}(h_{0+}R)} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{j+}R)}{I_{1}(\hat{h}_{j+}R)} \frac{\tilde{h}_{j+}}{L_{1}(\tilde{h}_{j+}R)} \frac{J_{0}(\tilde{h}_{j+}R)}{L_{1}(\tilde{h}_{j+}R)} \frac{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)}{L_{1}(\tilde{h}_{j+}R)} \frac{\tilde{h}_{j+}}{L_{1}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{B} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{j+}R)}{L_{1}(\tilde{h}_{j+}R)} \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} J_{0}(h_{0+}R)}{\frac{\tilde{h}_{j+}}{k} \frac{J_{0}(h_{0+}R)}{L_{1}(h_{0+}R)} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} J_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{\frac{\tilde{h}_{j+}}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{E} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}^{B} \frac{h_{0+}}{k} J_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{\frac{\tilde{h}_{j+}}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{E} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{B} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{E} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{E} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{D_{0j+}}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{jj+}^{E} + \frac{\hat{h}_{j+}}{k} D_{jj+}^{E} \frac{K_{0}(\hat{h}_{j+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{j+}R)} D_{j0+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{1}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{j+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{1}{k} \frac{1}{L_{0}(\tilde{h}_{j+}R)} D_{j+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} D_{j+}^{E} - \sum_{j=1}^{K} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} \frac{1}{k} D_{j+}^{E} - \sum_{$$

Проанализируем теперь различные типы резонансов, которые могут наблюдаться в разряде.

#### 4.1. Резонанс поверхностных волн у боковой поверхности

Рассмотрим сначала резонансы, связанные с возбуждением стоячих поверхностных волн вдоль боковой поверхности. В формуле (13) (также как в (14)) выделен импеданс, вносимый поверхностными модами (первое слагаемое), и импеданс вносимый высшими нераспространяющимися модами. При этом амплитуды высших мод могут возрастать при выполнении условия резонанса, которое соответствует возбуждению поверхностных волн, распространяющихся вдоль боковой поверхности, учитывающего цилиндричность системы (функции Бесселя мнимого аргумента и Макдональда) и влияние слоев пространственного заряда (коэффициенты  $C_{jj}^{E}$ ,  $C_{jj}^{B}$ , в (13) или  $D_{jj}^{E}$ ,  $D_{ij}^{B}$  в (14)):

$$\operatorname{Re}\left(\frac{\tilde{h}_{n+}}{\varepsilon_{P}k}C_{Enn+}\frac{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}+\frac{I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)}{I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)}C_{Bnn+}\frac{\hat{h}_{n+}}{k}\right)=0.$$

Это выражение представляет собой упрощенное дисперсионное уравнение для поверхностных волн. Влияние этих мод существенно как в числителе (влияние на резонанс напряжений), так и в знаменателе (влияние на резонанс токов). Данный резонанс хорошо заметен на кривой зависимости импеданса от плотности электронов, если кроме рассматриваемой моды в числителе или знаменателе необходимо учитывать не только данную моду, но и хотя бы одну из других волн. Именно в этом случае резонансы токов сдвигаются относительно резонансов напряжения и на вольтамперной характеристике мы видим соответствующие всплески на зависимости импедан-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

са разряда от плотности электронов. Амплитуда поверхностной волны достаточно велика, поэтому в окрестности резонанса фаза напряжения, или фаза тока поверхностной волны в определенной области изменяется в пределах (0,  $\pi$ ) и соответственно амплитуда напряжения или амплитуда тока превышает амплитуду основной моды. На зависимости импеданса разряда от плотности электронов эта особенность проявляется как резонанс тока или резонанс напряжения.

В альтернативном случае, если обе амплитуды (и напряжения и тока) резонансной моды превышают амплитуду основной моды — происходит временный переход от импеданса, рассчитываемого по формуле (13) к импедансу, определяемому данной модой, очень близкому к импедансу в одномодовом режиме [31]

$$Z_{j+} = \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} \frac{2L}{2\pi R} i \rho \frac{C_{Ej0+}}{C_{Bj0+}} \frac{I_0(h_{j+}R)}{I_1(\tilde{h}_{j+}R)}$$

#### 4.2. Резонансы радиальных поверхностных волн и геометрический резонанс плазма—слой пространственного заряда

Кроме резонансов связанных с возбуждением поверхностных волн у боковой поверхности, в разряде могут быть еще два типа резонансов. Все эти резонансы описываются нулями числителя (резонанс напряжений) или знаменателя (резонанс токов) в выражениях (8), (12), (13) или (14).

Во-первых, это резонансы, связанные с возбуждением радиальных поверхностных волн, математически описываются функциями Бесселя и связаны с их нулями.

Во-вторых, физически также это резонансы, связанные с глобальным распределением токов и напряжения в разряде, среди которых можно выделить резонанс токов, наблюдающийся при выполнении условия

$$\operatorname{Re}\varepsilon_P = 0$$

и резонанс напряжений, получивший в квазистатическом разряде название "геометрический резонанс плазмы и слоя" [32, 33]. В этом случае индуктивный импеданс, вносимый высшими модами, компенсируется импедансом короткой разомкнутой линии, который имеет емкостной характер. Этот резонанс наблюдается при высоких плотностях плазмы, когда ее радиус меньше длины поверхностной волны. Условие резонанса, при учете индуктивного импеданса, вносимого высшими типами мод (при плотностях электронов выше резонансной для боковой поверхностной волны), описывается соотношением

$$\operatorname{Re} \frac{J_{0}(h_{0+}R)}{RJ_{1}(h_{0+}R)} \left( \frac{h_{0+}}{k} C_{E00+} - \frac{\sum_{j=1}^{K} \sum_{i=1}^{K} S_{ji} K_{1}(\hat{h}_{i+}R) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0i+} I_{0}(\tilde{h}_{j+}R) \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} C_{Ej0+} \right) - \frac{1}{R} \sum_{j=1}^{K} \sum_{i=1}^{K} S_{ji} \frac{\hat{h}_{i+}}{k} K_{0}(\hat{h}_{i+}R) C_{B0i+} I_{0}(\tilde{h}_{j+}R) \frac{\tilde{h}_{j+}}{k} C_{Ej0+} = 0.$$

Используя приближенное выражение (13) получим

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} & \left( \frac{h_{0+}}{k} C_{E00+} - \sum_{n=1}^{K} C_{Bnn+}^{-1} \left( \frac{h_{0+}}{k} C_{E0n+} \frac{K_1(\hat{h}_{n+}R)}{K_0(\hat{h}_{n+}R)} + \frac{J_1(h_{0+}R)}{J_0(h_{0+}R)} C_{B0n+} \frac{\hat{h}_{n+}}{k} \right) \frac{I_0(\tilde{h}_{n+}R)}{I_1(\tilde{h}_{n+}R)} \right) = 0. \end{aligned}$$

Для разряда малого размера  $J_0(h_{0+}R)/J_1(h_{0+}R) =$  $= (h_{0+}R/2)^{-1}$ . При уменьшении плотности электронов в точке геометрического резонанса происходит смена емкостного импеданса разряда на индуктивный. При дальнейшем уменьшении плотности электронов растет глубина проникновения высших волн в плазму и индуктивный импеданс, вносимый вторым слагаемым, увеличивается. Осцилляции первого слагаемого в последнем выражении приводят к всплескам амплитуды поглощения, связанным с возбуждением поверхностных волн, либо к появлению новых резонансов тока и напряжения, если поглошение поверхностных волн невелико и амплитуда отраженной от центра разряда волны мала. В противном случае, если реактивная часть импеданса, вносимая поверхностными волнами, будет превышать индуктивный импеданс основной моды, возможно не только появление дополнительных всплесков, но и новых резонансов тока и напряжения.

Результаты расчета импеданса по формуле (13) приведены на рис. 2 для различных радиусов плазмы 2, 5 10, 15 и 20 см при длине плазменного столба 8 см. Отношение эффективной частоты столкновений к частоте поля равно 0.1. Толщина слоев – 3 мм. При расчетах учитывалось возбуждение поверхностной волны и двух высших мод. Расчеты показывают, что в области возбуждения поверхностных волн разряд в целом имеет индуктивный импеданс, поскольку в силу большого поглощения поверхностных волн, вносимый ими импеданс почти везде чисто активный. При более высоких плотностях электронов сказывается отражение поверхностной волны от центра разряда, приводящее к всплескам поглощения на кривой импеданса. На рис. 2 эти всплески заметны при радиусах разряда 5 см и выше и отмечены тонкими вертикальными линиями и звездочкой. Заметность этих всплесков увеличивается с ростом плотности электронов, так как с одной стороны при этом уменьшается затухание поверхностной волны, а с другой стороны уменьшается индуктивный импеданс высших мод, на фоне которого он наблюдается.

На всех графиках наблюдаются резонансы тока при плотности, равной критической, и геометрический резонанс, который при увеличении радиуса смещается в область больших плотностей электронов, что связано с уменьшением отношения  $J_0(h_{0+}R)/J_1(h_{0+}R)$ .

#### 5. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ ЧАСТИ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ НА ИМПЕДАНС РАЗРЯДА

Прежде чем перейти к сравнению результатов аналитических расчетов с численным решением уравнений Максвелла, исследуем влияние внешней части камеры на импеданс разряда в целом. В рассматриваемой геометрии разряда следует учесть влияние внешней части электродов, области возбуждения, периферийной части рабочей камеры и линии, соединяющей камеру с источником поля. Рассмотрим эти процессы последовательно.

#### 5.1. Влияние емкости внешней части электродов

В предыдущих разделах рассчитывался импеданс разряда  $Z_0$  на цилиндрической поверхности r = R, ограничивающей область, занятую разрядом. Тем не менее предполагалось, что размер электродов не совпадал с размером плазмы (рис. 1). В простейшем случае, когда разность радиусов много меньше длины ТЕМ волны, импе-



**Рис. 2.** Импеданс разряда (1 - Re Z, 2 - Im Z, Ом) (результаты аналитического расчета) для симметричного разряда при синфазном возбуждении; радиус плазмы R = 2 (a), 5 (б), 10 (в), 15 (г) и 20 (д) см; частота поля 135.6 МГц; толщина слоев  $d_1 = d_2 = 3$  мм. Частота столкновений – 0.1 от частоты поля. В области, где отсутствует распространение поверхностных волн масштаб уменьшен в 20 раз (3 - Re Z/20, 4 - Im Z/20, Ом). Звездочкой и вертикальной линией обозначено положение резонансов, связанных с возбуждением поверхностных волн.

данс в точке  $R = R_1$  равен (см. Приложение 4, где приведены также и более общие формулы)

$$Z^{(\text{int})} = Z(R_1) = \left(Z_0 - \frac{ik}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \tilde{L} \Delta r\right) \times \\ \times \left(1 - \frac{ik}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \tilde{C} \Delta r Z_+\right)^{-1}.$$
(15)

Здесь  $\tilde{C}\Delta r$  и  $\tilde{L}\Delta r$  – вносимые периферийной областью емкость (2–10 пФ) и индуктивность (ме-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

нее 0.01 мкГн),  $\Delta r = R_i - R$ . В условиях, рассматриваемых авторами в данной статье, влиянием индуктивности можно пренебречь.

# 5.2. Влияние импеданса внешней части рабочей камеры и высших мод поля, возбуждаемых вблизи точки подвода мощности

В предыдущем пункте изучена задача о влиянии дополнительной площади электродов вблизи разряда. Теперь мы исследуем влияние внешней **Рис. 3.** Эквивалентная схема разряда. Line 1 — разомкнутая длинная линия, описывающая поверхностную волну в области  $r < R_1$ , Line 3 — замкнутая линия в периферийной области, описывающая распространение волны ТЕМ в области  $r > R_2$ ,  $Z_{ji}$ ,  $Z_{je}$  — сосредоточенные последовательно включенные импедансы, описывающие возбуждение высших мод поля во внутренней r < R и внешней r > R областях. Line 2 линия, подводящая энергию от генератора,  $Z_S$  внутреннее сопротивление генератора.

части камеры (рис. 1). Расчет может быть проведен точно также, как и для разрядной камеры, полностью заполненной плазмой [40], с точностью до замены собственных волн трехслойной структуры собственными волнами внешнего волновода (Приложение 5)

$$Z_{D2} = \left[ \left( Z_{D1} - i \frac{L}{2\pi R_{1}} \rho \frac{Q_{0}(kR_{1})}{Q_{1}(kR_{1})} \right)^{-1} - \frac{2i}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k}{\hat{h}_{n+}} \left( \frac{I_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1})}{I_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})} + \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1})}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})} \right)^{-1} \right]^{-1}.$$
(16)

Здесь  $Z_{D1}$  определяется формулами разд. 5.1 или Приложения 4,  $z = \rho L/(2\pi R)$ . Эквивалентная схема для разряда в этих условиях геометрии приведена на рис. 3. Здесь  $Z_0$  – импеданс плазмы (рассчитываемый по формулам разд. 2 с учетом высших мод), Line 1 – линия передачи энергии от плоскости возбуждения до границы разряда, образуемая внешней частью электродов. Обычно размер этой области мал по сравнению с длиной ВЧ-волны в вакууме, поэтому этот импеданс представляет собой емкость, подсоединенную параллельно разряду. Последовательно с этой линией включена замкнутая линия Line 3, образованная внешней пустой частью вакуумной камеры. Параллельно этой линии подключены сосредоточенные элементы, представляющие собой вклад полей высших волн пустого волновода, порождаемых в области возбуждения. Следует отметить, что в отличие от случая камеры, полностью заполненной плазмой, возбуждение высших мод в пустом волноводе вносит дополнительный емкостной импеданс, причем импедансы, вносимые высшими модами при r < R и r > R также в согласии с предыдущей формулой соединены последовательно. На схеме так же обозначены:  $Z_S$  – внутреннее сопротивление источника питания,  $U_S$  – его эдс,  $Z_e^j$ ,  $Z_i^j$  – импедансы, вносимые высшими модами, возбуждаемыми внутри и вне плазмы.

Из полученных формул следуют два очевидных вывода.

1. Возбуждение высших мод поля приводит к появлению дополнительных токов, сдвигающих положение резонансов тока.

2. Поле волны ТЕМ во внешней части камеры тоже может сушественно повлиять на возбуждение поля в разряде. При этом импеданс внешней части камеры оказывается соединенным с импедансом внутренней части последовательно (для каждой волны). Это означает, что он не будет влиять на положение резонансов токов, но может существенно изменить значение плотностей электронов, на которых наблюдается резонанс напряжений. При малых размерах вносимый этой частью камеры импеданс будет индуктивным. При его большой величине геометрический резонанс плазма-слой может исчезнуть. С другой стороны, компенсация реактивной части импеданса центральной части может обеспечить резкое увеличение поля в центре разряда. А если в точке подвода энергии импеданс внешней части

оказывается очень большим  $H_0^{ext}(R_3) \rightarrow 0$  (четвертьволновый поршень), то амплитуда поля в области плазмы оказывается очень малой, и поддержание разряда в этих условиях может стать невозможным.

Результаты расчета импеданса с помощью аналитических формул приведены на рис. 4. Отношение емкости, подключенной параллельно разряду, к емкости разряда при малых токах уменьшается при увеличении радиуса разряда, поэтому смещение положения резонанса токов в сторону больших концентраций электронов максимально для разряда диаметром 2 см и монотонно уменьшается с увеличением его радиуса. В силу малости вносимой внешними частями индуктивности положение геометрического резонанса практически не меняется (см. рис. 2 и 4). Поэтому для разряда малого размера, плотности электронов, при которых наблюдается резонанс токов и при кото-





**Рис. 4.** Влияние импеданса, вносимого периферийной частью рабочей камеры на импеданс разряда (1 - Re Z, 2 - Im Z, Ом) (результаты аналитического расчета) для симметричного разряда при синфазном возбуждении. Радиус плазмы R = 2 (a), 5 (б), 10 (в), 15 (г) и 20 (д) см; частота поля 135.6 МГц; толщина слоев  $d_1 = d_2 = 3$  мм. Частота столкновений – 0.1 от частоты поля.

рых наблюдается резонанс напряжений достаточно близки. В остальных случаях эти плотности различаются в 3–10 раз.

Резонанс токов, как и в случае разрядной камеры, полностью заполненной плазмой наблюдается при компенсации индуктивного тока через плазму и емкостного тока, протекающего через область, не заполненную плазмой. При плотностях ниже, чем плотность геометрического резонанса и выше резонанса токов, в среднем разряд

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

имеет индуктивный импеданс. На фоне относительно слабо изменяющегося индуктивного импеданса заметны слабо выраженные резонансы, связанные с отражением поверхностной волны от центра разряда. Малое влияние этих резонансов обусловлено сильным поглощением поверхностной волны. При учете дополнительной емкости эти резонансы проявляются более ярко, чем на рис. 2, так как часть индуктивного импеданса, вносимого высшими модами, компенсируется емкостью внешней части камеры.

#### 6. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДА С СИММЕТРИЧНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Аналитические результаты, полученные в предыдущих пунктах, сопоставлялись с численными расчетами, проводимыми с помощью математического пакета COMSOL Multiphysics<sup>®</sup>. Также как в [40] уравнения Максвелла решались в области пространства, включающей центральную часть камеры ( $0 \le r \le R_3, -L \le z \le L$ ) и межэлектродное пространство,  $(R_1 < r < R_2, -L < |z| < L +$  $+ L_2$ ), рис. 1. На электродах и стенке вакуумной камеры ставились нулевые граничные условия лля тангеншиальной компоненты электрического поля. Рассматривался разряд с симметричным возбуждением, для которого ток І, втекающий через нижний электрод, равен току, вытекающему через верхний. На внешней границе  $6(R_1 \le r \le R_2,$  $-|z| = L + L_2$ ) азимутальное магнитное поле считалось заданным  $H_{\omega}(r, \pm (L + L_2)) = I/2\pi r$ .

Импеданс рассчитывался в нескольких точках. Во-первых, на границе разряда (r = R), в этом случае в соответствии с общими формулами статьи [31]

$$I(R) = \frac{2\pi R}{L} \int_{0}^{L} H_{\varphi}(R, z) dz,$$
$$U = -\int_{0}^{L} E_{z}(R, z) dz, \quad Z = U/I$$

При этом предполагалось, что ток определяется усредненным по высоте значением магнитного поля (обсуждение различных вариантов связи тока электродов, с помощью которого рассчитывается импеданс, и пространственного распределения поля приведено в [31]).

Во-вторых, на границе *6* расчетной области, формулы для импеданса в данном случае совпадают с приведенными в [40]:

$$I = 2\pi R_1 H_{\varphi} (R_1, \pm L + L_2) = 2\pi R_2 H_{\varphi} (R_2, \pm L + L_2),$$
$$U = \int_{R_1}^{R_2} E_r (r, \pm (L + L_2)) dr, \quad Z = U/I.$$

Распределение плотности электронов в плазме при расчетах было однородно, а диэлектрическая проницаемость была задана в модели холодной плазмы. Со стороны внешней стенки разряд ограничен диэлектриком с  $\varepsilon = 1$ .

Расчеты импеданса на границе разряда приведены на рис. 5 (1, r = R). Поскольку значения импеданса существенно падают при изменении плотности электронов на три порядка, кривые построены в двух масштабах (рисунки слева и справа), позволяющих показать поведение импеданса и при низких и при высоких плотностях плазмы. Сравнение с аналитическими расчетами (рис. 2) показывает их качественное согласие. При малых плотностях (менее 5-6 критических) результаты согласуются и количественно, однако с ростом плотности электронов рассогласование численной и аналитической кривых нарастает. Геометрический резонанс плазма-слой пространственного заряда в численных расчетах лежит при более низких значениях плотности электронов. Это рассогласование может быть связано с теми приближениями, которые делались при аналитическом расчете – использованием диагонального приближения в получаемой матрице и учетом только двух высших мод. Однако наличие всплесков импеданса (причем как в аналитических, так и в численных расчетах) свидетельствует о существенном изменении соотношения между амплитудами поля поверхностной волны и нераспространяющихся мод.

Расчеты импеданса на границе расчетной области проводились на расстоянии  $L_2 = 1$  см (2, рис. 6) и  $L_2 = 10$  см (3, в статье не приводятся) от границы разрядной камеры. Влияние периферийной части рабочей камеры при разности радиусов  $R_3 - R_2$  менее 5 см и частоте 135.6 МГц, как показали оценки и численные расчеты в СОМ-SOL Multiphysics<sup>®</sup> несущественно, так как индуктивность, вносимая внешней частью камеры, менее 0.01 мкГн. Емкости периферийной части электродов и внешней подводящей линии, напротив, существенно изменяют положение резонанса токов в сторону больших плотностей, положение геометрических резонансов плазмаслой практически не меняется (рис. 6). Резонансы, связанные с возбуждением поверхностных волн, при компенсации части индуктивного импеданса высших мод емкостью подводящей линии проявляются более ярко.

Поскольку в численном счете влияние резонансов, связанные с возбуждением стоячих поверхностных волн, на расчетных вольт-амперных кривых при отношении частоты столкновений электронов к частоте поля  $v/\omega = 0.1$  проявлены слабо, были также проведены расчеты при  $v/\omega =$ = 0.01 (рис. 7), хотя для типичных ВЧ-разрядов данное значение частоты столкновений слишком мало. На рис. 7 явно выделен скачок импеданса (А), связанный с появлением бегущих радиальных поверхностных волн. Этот скачок наблюдается при плотности электронов немного меньше удвоенной критической, что может быть обусловлено влиянием слоя пространственного заряда. Однако для точного определения причины этого сдвига необходимо проведение дополнительных расчетов, в том числе прямого расчета дисперсии собственных волн трехслойной структуры с учетом столкновений, но без использования теории возмущений. Дальнейший рост плотности элек-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



**Рис. 5.** Импеданс разряда (*1* – Re *Z*, *2* – Im *Z*, OM) (результаты численного моделирования) для симметричного разряда при синфазном возбуждении. Рисунок справа представляет собой те же кривые, что и на рисунках выше, но в большем масштабе. Параметры такие же, как и на рис. 4. Импеданс рассчитывался на внешней границе плазмы.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



**Рис. 6.** То же, что и на рис. 5. Исключено влияние внешней части камеры, так как  $R_3 = R_2$ , однако учитывается емкость подводящей линии.

тронов приводит к появлению всплесков поглощения и осцилляций на кривой мнимой части импеданса, соответствующих возбуждению стоячих поверхностных волн. Значения плотностей электронов, при которых возбуждаются стоячие поверхностные волны у боковой поверхности, не изменяются при изменении радиуса разряда (В). В то же время резонансы, связанные с возбуждением радиальных стоячих поверхностных волн, при увеличении радиуса плазмы перемещаются в область более высоких плотностей электронов (С). Отдельно обозначен геометрический резонанс плазма—слой (D).

Отметим, что изменение параметров внешней цепи очень сильно влияет на положение на оси концентраций электронов резонансов тока, которые можно назвать глобальными, так как компенсация напряжений и токов происходит в разряде в целом, и изменение этих токов и напряжений с изменением параметров плазмы происходит плавно. В то же время положение (но не амплитуда) внутренних резонансов (возбуждение поверхностных волн) определяется внутренними свойствами системы и слабо зависит от параметров внешней цепи. Амплитуда их может резко возрастать, если положение этого резонанса.

Следует отметить, что при расчете характеристик разряда в данной работе мы предполагали, что радиус электродов, превышает радиус плазмы, поэтому поверхностные волны и высшие типы мод возбуждались не полем источника непосредственно, а только после преобразования последнего в волну ТЕМ. Мы рассмотрим второй случай в одной из следующих работ, одновременно с аналитическими расчетами.

На рис. 8-10 приведены рассчитанные пространственные распределения напряженности магнитного поля в плазме. Поскольку в отличие от случая полностью заполненной разрядной камеры [40] зависимости импеданса от плотности электронов при всех радиусах плазмы (2, 5, 10, 15 и 20 см) качественно меняются слабо, в данной работе мы проведем сравнение распределений азимутального магнитного поля в разрядах разного радиуса с плотностями плазмы, соответствующим одинаковым характерным точкам на зависимости импеданса от плотности электронов. Поскольку во всех случаях внешняя часть разрядной кафедры имеет одинаковую конфигурацию, сравнение пространственного распределения полей позволит оценить влияние изменения размера плазмы на пространственное распределение поля. На рис. 8а, б, 9а, б, 10а, б, приведены распределения поля для разряда радиусом 2 см, 8в, г, 9в, г, 10в, г – 5 см, 8д, е, 9д, е, 10д, е – 10 см, 8ж, з, 9ж, з, 10ж, 3 – 15 см, 8и, к, 9и, к, 10и, к – 20 см. При повышении плотности электронов свыше двух кри-



Рис. 7. Импеданс разряда (1 - Re Z, 2 - Im Z, Ом) (результаты численного моделирования) для симметричного разряда при синфазном возбуждении. Все расчеты такие же, как на рис. 5, только частота столкновений – 0.01 от частоты поля.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

тических в разряде малого радиуса наблюдаются резонансы, связанные с возбуждением стоячей поверхностной волны на боковой диэлектрической стенке разряда. При увеличении радиуса большую роль начинает играть возбуждение поверхностной волны, распространяющейся вдоль электрода. В силу того, что коэффициент поглощения этой волны существенно выше, чем у волны, распространяющейся вдоль боковой поверхности, ее наличие приводит к перераспределению протекающего тока в эту волну и поверхностная волна у боковой поверхности становится менее заметной.

Рисунок 9 соответствует резонансу токов. В этом случае ток по области вне плазмы компенсируется током по плазменному столбу. С увеличением радиуса плазмы плотность тока, протекающая через плазму, должна уменьшаться. В силу этого плотность электронов, соответствующая резонансу, падает. В основном в силу малой плотности плазмы и большой глубине проникновения поля высшей моды ток переносится высшими модами поля. Поскольку одновременно растет радиус разряда, то улучшаются условия возбуждения радиальной поверхностной волны, которую можно обнаружить на рис. 9д—е, однако амплитуда этой волны существенно меньше амплитуды поля высшей моды.

Наконец. рис. 10 содержит распределение поля, соответствующее геометрическому резонансу, плазма-слой пространственного заряда. В резонансной точке энергия, перекачиваемая в поверхностною волну и высшие моды поля примерно равны. Длина поверхностной волны при высоких плотностях электронов оказывается больше размеров системы, поэтому ее ток распределен по площади электрода равномерно. В то же время ток высших мод сосредоточен вблизи границы плазмы, т.е. протекает по меньшей площади. Поэтому амплитуда магнитного поля высших мод оказывается выше, хотя и не намного, амплитуды поля поверхностной волны. Таким образом, анализ пространственной структуры высокочастотного поля с помощью численных расчетов подтверждает качественную картину, полученную в аналитических расчетах.

Сравним полученные кривые импеданса с теми, которые были получены в предыдущей работе цикла ([40], рис. 2) для расчетов, выполненных при одинаковых радиусах плазмы. Во-первых, глобальный резонанс токов, вызванный резонансом тока через плазму и тока через дополнительную емкость внешней области камеры и емкость подводящей линии, в рассматриваемой в данной статье линии сдвинут в область больших плотностей электронов. Это отличие вполне согласуется с формулой (15) и связано с дополнительной ем-



**Рис. 8.** Пространственное распределение магнитного поля при возбуждении поверхностной волны у боковой поверхности разряда при различных радиусах плазмы и рабочей камеры. Условия соответствуют рис. 2. Слева – действительная составляющая магнитного поля, справа – мнимая, А/м. Радиус плазмы 2 см (а, б), 5 см (в, г), 10 см (д, е), 15 см (ж, и), 20 см (и, к).

костью, которую вносит не закрытая плазмой часть электродов.

Во-вторых, резонансы, связанные с возбуждением поверхностных волн, выражены слабее, чем для камеры, полностью заполненной плазмой. По-видимому, это отличие связано с конфигурацией поля источника, возбуждающего плазму. В работе [40] это поле сосредоточено в области вблизи электрода (в модели используется  $\delta$ -образный источник). В этой области поле поверхностной волны максимально, а поле высших мод, наоборот имеет минимум. В данной работе и по-



**Рис. 9.** Распределение магнитного поля в плазме при плотности электронов, соответствующей резонансу токов разряда при различных радиусах плазмы и рабочей камеры. Условия соответствуют рис. 4, а распределение параметров рис. 8.

верхностные волны и высшие типы волн возбуждаются волной TEM, распределение поля которой по оси равномерно, что должно дать преимущество возбуждению высших мод поля, имеющих максимум в центре (z = 0). В-третьих, в рассматриваемой в данной работе геометрии возможен резонанс, связанный с компенсацией токов высших мод полей вне и внутри плазмы — резонансное возбуждение поверхностных волн у боковой поверхности.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



**Рис. 10.** Распределение магнитного поля в плазме при плотности электронов, соответствующей резонансу напряжений при различных радиусах плазмы и рабочей камеры. Условия соответствуют рис. 3, а распределение параметров рис. 8.

Отметим, что в целом в данной геометрии есть возможность влиять на поле двух компонент: поле поверхностной волны и поле высших мод. В то же время в полностью заполненной камере есть три компоненты: поверхностная волна в центральной области, поверхностная волна в периферийной области и высшие моды в окрестности области возбуждения, что дает преимущества в возможностях управления пространственным распределением плотности электронов, но, с другой стороны, может привести и к дополнительным сложностям.

При противофазном возбуждении разряда в области без плазмы в рассматриваемой конструкции разрядной камеры распространяющихся волн нет, по крайней мере, если расстояние между пластинами меньше длины волны в вакууме. Поэтому ток на боковую стенку при противофазном возбуждении должен протекать через очень малую емкость между плазмой и стенкой. Таким образом, в симметричном разряде в рассматриваемой геометрии возбуждение антисимметричных волн затруднено. Однако возбуждение этих волн возможно при нарушении симметрии (размера слоев, плотности электронов), в особенности если учесть, что такое нарушение может происходить спонтанно [34, 35, 41]. Как следует из расчета дисперсионных кривых [31] длина антисимметричных волн с широкой области плотностей электронов существенно меньше, чем симметричных. Поэтому резонансы, связанные с возбуждением этих волн, наблюдаются при более высоких плотностях электронов, что подтверждается расчетами, выполненными для разрядной камеры, полностью заполненной плазмой [40]. Несимметрия разряда в не полностью разрядной вакуумной камере может привести к возбуждению антисимметричных волн и появлению дополнительных резонансов. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании в будущих работах.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Аналитические расчеты поля в емкостном высокочастотном разряде низкого давления показали, что поле в плазме с достаточной точностью может быть представлено в виде суммы поверхностных и нераспространяющихся собственных мод Е-волн в трехслойной структуре слой пространственного заряда–плазма–слой пространственного заряда, окруженной металлическими электродами. Для корректного расчета импеданса разряда и пространственного распределения поля необходимо учитывать как поверхностные волны, так и высшие не распространяющиеся моды поля.

2. Основной наблюдаемый в разряде резонанс тока, который мы будем называть "глобальным", связан с компенсацией емкостного импеданса внешней части камеры и индуктивного импеданса разряда. Поскольку этот резонанс для рассматриваемой геометрии наблюдается в условиях, когда длина поверхностной волны кратна размерам плазмы, резонансы, соответствующие этим волнам, в массе своей маскируются данным резонансом.

3. Основной резонанс напряжений, наблюдаемый в системе, — геометрический резонанс плазмы и слоя. В области параметров, характерных для плазменных реакторов, и частоты поля, рассматриваемой в задаче, он наблюдается при размерах плазмы меньше 15 см. При больших размерах длинная линия, вдоль которой распространяются поверхностные волны, имеет индуктивный импеданс, или ее емкостной импеданс недостаточен для компенсации индуктивного импеданса, вносимого высшими модами.

4. Высшие моды поля имеют большую амплитуду и играют большую роль в поддержании разряда в сравнении с разрядом, полностью заполняющим разрядную камеру [36].

5. Для корректного аналитического описания свойств разряда с плотностями от критической до удвоенной критической теория возмущений по параметру  $v/\omega$  недостаточна. Поэтому характеристики поверхностных и не распространяющихся волн должны быть дополнительно исследованы без использования теории возмущений.

6. Влияние емкости цепи, соединяющей плазму с генератором и индуктивности, вносимой пустой частью камеры, могут оказывать существенное влияние на характеристики разряда и даже на возможность его поддержания. Роль этих эффектов растет с увеличением частоты поля, поддерживающего разряд.

7. Сопоставление в целом результатов аналитических расчетов и численного моделирования свойств разряда с помощью пакета COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> показало их удовлетворительное качественное согласие.

Проведенные в данном цикле работ (включая [31, 40]) исследования показали, что импеданс высокочастотного емкостного разряда низкого давления в целом, а также пространственное распределение поля определяется высшими, нераспространяющимися модами поля не в меньшей степени, чем поверхностными волнами, распространяющимися вдоль интерфейсов, плазмаслой пространственного заряда-металл. Высшие типы мод возбуждаются у всех резких неоднородностей рабочей камеры – границ (и ребер) электродов, углов вакуумной камеры, в области подвода энергии. При этом соотношение амплитуд различных типов волн может очень сильно изменяться в зависимости от плотности плазмы и выбранной геометрии рабочей камеры. Поэтому получение единых рекомендаций для всех возможных режимов разряда, которые требуются для реализации существующих (и возможно новых) технологических процессов маловероятно. Тем не менее расчеты дают возможность оценить эффективность передачи энергии в данную моду поля, в каких условиях какой вид полей оказывает какое влияние на импеданс, и как он может влиять на пространственное распределение плотности плазмы. Наше исследование наглядно демонстрирует возможность выбирать и исследовать широкий класс установок не только на основании экспериментального опыта на предыдущих установках, но на основе теоретического анализа электродинамических свойств системы.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

#### Расчет коэффициентов уравнения

Нормы собственных функций рассчитаны в работе [40]. Приведем выражения для коэффициентов в системах уравнений в (7) и (11) (первый индекс – номер волны в трехслойной структуре, второй — в пустом пространстве):

/

$$\begin{split} C_{B00+} &= D_{00+}^{E} = \left(\frac{\operatorname{th}\left(a_{0+}d_{1}\right)}{a_{0+}} + \frac{\operatorname{th}\left(p_{0+}L_{2}\right)}{p_{0+}}\right), \\ C_{Bj0+} &= D_{0j+}^{E} = \left(\frac{\operatorname{tg}\left(\tilde{a}_{j+}d_{1}\right)}{\tilde{a}_{j+}} + \frac{\operatorname{tg}\left(\tilde{p}_{j+}L_{2}\right)}{\tilde{p}_{j+}}\right), \\ C_{B0n+} &= D_{0n+}^{E} = \left(\frac{a_{0+}\operatorname{th}\left(a_{0+}d_{1}\right) - \hat{a}_{n+}\operatorname{tg}\left(\hat{a}_{n+}d_{1}\right)}{a_{0+}^{2} + \hat{a}_{n+}^{2}} + \right. \\ &+ \frac{p_{0+}\operatorname{th}\left(p_{0+}L_{2}\right) + \hat{a}_{n+}\operatorname{tg}\left(\hat{a}_{n+}L_{2}\right)}{p_{0+}^{2} + \hat{a}_{n+}^{2}}\right), \\ C_{Bjn+} &= D_{nj+}^{E} = \left(\frac{1}{\cos\left(\tilde{a}_{j+}d_{1}\right)} \times \right. \\ &\left. \left(\frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{a}_{j+}\right)d_{1}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{a}_{j+}\right)} + \frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)}\right) + \\ &+ \left. \left(\frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} + \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} + \tilde{p}_{j+}\right)}\right)\right) \approx \left(d_{1} + \frac{1}{\cos\left(\tilde{p}_{j+}L_{2}\right)} \times \\ \times \left(\frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)} + \frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} + \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)}\right), \end{split}$$

$$\begin{split} C_{E00+} &= D_{00+}^{B} = \left(\frac{\operatorname{th}\left(a_{0+}d_{1}\right)}{a_{0+}} + \frac{\operatorname{th}\left(p_{0+}L_{2}\right)}{\varepsilon_{P}p_{0+}}\right), \\ C_{Ej0+} &= D_{0j+}^{B} = \left(\frac{\operatorname{tg}\left(\tilde{a}_{j+}d_{1}\right)}{\tilde{a}_{j+}} + \frac{\operatorname{tg}\left(\tilde{p}_{j+}L_{2}\right)}{\varepsilon_{P}\tilde{p}_{j+}}\right), \\ C_{E0n+} &= D_{n0+}^{B} = \left(\frac{a_{0+}\operatorname{th}\left(a_{0+}d_{1}\right) - \hat{a}_{n+}\operatorname{tg}\left(\hat{a}_{n+}L_{2}\right)}{a_{0+}^{2} + \hat{a}_{n+}^{2}} + \frac{1}{\varepsilon_{p}}\frac{p_{0+}\operatorname{th}\left(p_{0+}L_{2}\right) + \hat{a}_{n+}\operatorname{tg}\left(\hat{a}_{n+}L_{2}\right)}{p_{0+}^{2} + \hat{a}_{n+}^{2}}\right), \\ C_{Ejn+} &= D_{nj+}^{B} = \left(\frac{\varepsilon_{p}}{\cos\left(\tilde{a}_{j+}d_{1}\right)} \left(\frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{a}_{j+}\right)d_{1}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{a}_{j+}\right)} + \frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)}\right) + \frac{\sin\left(\left(\hat{a}_{n+} + \tilde{p}_{j+}\right)L_{2}\right)}{2\left(\hat{a}_{n+} - \tilde{p}_{j+}\right)}\right). \end{split}$$

При записи формул использованы обозначения  $a_{0+} = \sqrt{h_{0+}^2 - k^2 \varepsilon_1}, \ p_{0+} = \sqrt{h_{0+}^2 - k^2 \varepsilon_P}, \ \tilde{a}_{n+} = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - h_{n+}^2},$  $\tilde{p}_{n+} = \sqrt{k^2 \epsilon_P - h_{n+}^2}, \ \hat{a}_{n+} = n\pi/L, \ \epsilon_P, \ \epsilon_1 - диэлектрические проницаемости плазмы и слоя. Все коэф$ фициенты (С, D) имеют размерность длины. Отметим также, что для удобства численных расчетов Е, по-разному входит в выражения для разных коэффициентов.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 2

#### Расчет амплитуд различных типов волн в диагональном приближении. Разложение по волноводным модам

Используя предположение о преобладающей роли диагональных слагаемых, мы можем записать выражения для различных компонент электрического поля. Амплитуды полей высших типов волн будут иметь вид внутри плазмы (r < R)

$$A_{j+} = -\frac{A_{0+}}{I_0(\tilde{h}_{j+}R)} \frac{\left(J_0(h_{0+}R)\frac{h_{0+}}{k}C_{E0j+} + J_1(h_{0+}R)C_{B0j+}\frac{\tilde{h}_{j+}}{k}\frac{K_0(\tilde{h}_{j+}R)}{K_1(\tilde{h}_{j+}R)}\right)}{\left(\frac{\tilde{h}_{j+}}{\epsilon_Pk}\frac{I_0(\tilde{h}_{j+}R)}{I_1(\tilde{h}_{j+}R)}C_{Ejj+} + C_{Bjj+}\frac{\tilde{h}_{j+}}{k}\frac{K_0(\tilde{h}_{j+}R)}{K_1(\tilde{h}_{j+}R)}\right)}I_0(\tilde{h}_{j+}R)$$
(II2.1)

и вне плазмы (*r* > *R*)

$$\hat{A}_{j+} = A_{0+} \frac{I_0(\tilde{h}_{j+}R)}{K_0(\hat{h}_{j+}R)} \frac{\left(\frac{\tilde{h}_{j+}}{\epsilon_P k} C_{Ejj+} J_1(h_{0+}R) C_{B0j+} \frac{I_0(\tilde{h}_{j+}R)}{I_1(\tilde{h}_{j+}R)} - C_{Bjj+} J_0(h_{0+}R) \frac{h_{0+}}{k} C_{E0j+}\right)}{\left(\frac{\tilde{h}_{j+}}{\epsilon_P k} C_{Ejj+} \frac{I_0(\tilde{h}_{j+}R)}{I_1(\tilde{h}_{j+}R)} + C_{Bjj+} \frac{\hat{h}_{j+}}{k} \frac{K_0(\hat{h}_{j+}R)}{K_1(\hat{h}_{j+}R)}\right)} \frac{K_0(\hat{h}_{j+}R)}{K_1(\hat{h}_{j+}R)}$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 Nº 3 2021 Слагаемое в знаменателе в двух предыдущих формулах одно и то же, то есть и вне, и внутри плазмы поля высших мод возрастают одновременно, и плотности плазмы, при которых наблюдается резонанс — одни и те же. Этот резонанс может быть интерпретирован, как резонанс, связанный с возбуждением поверхностных волн на боковой поверхности плазменного столба. Амплитуда поверхностной волны, распространяющейся вдоль слоя пространственного заряда, может быть рассчитана по формуле

$$A_{0+} = H^{ext}(kR)\hat{N}_{0+}^{2} \left( J_{1}(h_{0+}R)C_{B00+} - \sum_{n=1}^{K} \frac{\left( J_{0}(h_{0+}R)\frac{h_{0+}}{k}C_{E0n+} + \frac{\hat{h}_{n+}}{k}C_{B0n+} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} J_{1}(h_{0+}R) \right)}{\left( \frac{\tilde{h}_{n+}}{\epsilon_{p}k}C_{Enn+} \frac{I_{0}(\tilde{h}_{n+}R)}{I_{1}(\tilde{h}_{n+}R)} + \frac{\hat{h}_{n+}}{k}C_{Bnn+} \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R)}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R)} \right)} C_{Bn0+} \right)^{-1}.$$

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 3

#### Расчет амплитуд различных типов волн в диагональном приближении. Разложение по модам трехслойной структуры

Используя общие формулы получим, что в диагональном приближении амплитуда высших мод поля вне плазмы рассчитывается по формуле

$$\hat{A}_{j+} = \\ = \frac{\left(\frac{E^{ext}(kR)}{i\rho}D_{j0}^{E}I_{1}(\tilde{h}_{j+}R) - H^{ext}(kR)D_{j0}^{B}\frac{\tilde{h}_{j+}}{k}I_{0}(\tilde{h}_{j+}R)\right)}{\left(\frac{\hat{h}_{j+}}{k}K_{0}(\hat{h}_{j+}R)D_{jj}^{E}I_{1}(\hat{h}_{j+}R) + K_{1}(\hat{h}_{j+}R)\frac{D_{jj}^{B}}{\epsilon_{P}}\frac{\tilde{h}_{j+}}{k}I_{0}(\tilde{h}_{j+}R)\right)},$$

где  $E^{ext}(kR) = \rho H^{ext}(kR) Z\pi R/L$ . Амплитуда поверхностной волны, распространяющейся вдоль слоя пространственного заряда, удовлетворяет выражению

$$A_{0+} = \frac{H^{ext}(kR) D_{00}^{B} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+} K_{1}(\widehat{h}_{n+}R) D_{0n}^{B}}{J_{1}(h_{0+}R)}$$

а поле высших мод внутри плазмы

$$A_{j+} = \frac{H^{ext}(kR) D_{j0}^{B} - \sum_{n=1}^{K} \widehat{A}_{n+} K_{1}(\widehat{h}_{n+}R) D_{jn}^{B}}{I_{1}(\widetilde{h}_{j+}R)}.$$

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 4

# Расчет импеданса, вносимого внешней частью электродов

Пусть импеданс разряда, рассчитанный в соответствии с любой из формул (10)—(12) равен  $Z_D$ . Распределение потенциала и тока в области R < r $< R_1$  удовлетворяет телеграфным уравнениям [37—39]:

$$U = \frac{1}{-i\omega\tilde{C}} \frac{R}{r} \frac{di}{dr}, \quad I = \frac{1}{-i\omega\tilde{L}} \frac{r}{R} \frac{dU}{dr}, \quad (\Pi 4.1)$$

где  $\tilde{C}r/R$  и  $\tilde{L}R/r$  — погонные емкость и индуктивность линии,  $\tilde{C} = \varepsilon_0 2\pi R/L$ ,  $\tilde{L} = \mu_0 L/(2\pi R)$ . Вводя сопротивление линии  $z = \rho L/(2\pi R)$  и представляя напряжение и ток в виде сумм функции Бесселя и Неймана,

$$\begin{pmatrix} U \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_0 \\ 1 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} zJ_0(kr) \\ J_1(kr) \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} zN_0(kr) \\ N_1(kr) \end{pmatrix},$$

получим что импеданс в точке r > R будет равен

$$Z_{D1}(r) = z \frac{(Z_D N_1(kR) - zN_0(kR))J_0(kr) - (Z_D J_1(kR) - zJ_0(kR))N_0(kr)}{(Z_D N_1(kR) - zN_0(kR))J_1(kr) - (Z_D J_1(kR) - zJ_0(kR))N_1(kr)}.$$
(II4.2)

В случае малой разности радиусов  $k(r - R) \ll 1$  поправку к импедансу проще получить непосредственно из формулы (П4.1)

$$Z_{D1}(r) = \frac{Z_0 - i\omega\tilde{L}\Delta r}{1 - i\omega\tilde{C}\Delta r Z_0},$$
 (II4.3)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

1

 $\Delta r = r - R$ . В условиях данной работы влиянием индуктивности линии в большинстве случаев можно пренебречь.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 5

#### Расчет импеданса, вносимого периферийной частью рабочей камеры

Условия равенства тангенциальных компонент электромагнитного поля на поверхности в которой происходит подвод внешней энергии приводит к соотношению ( $U_{D1}$  – напряжение основной моды,  $Z_{Dl}$  – импеданс внутренней линии передачи на границе электрода, рассчитанный в предыдущем пункте)

$$\begin{pmatrix} \hat{e}_{z0+}U_{D1}/L \\ \hat{h}_{\phi0+}U_{D1}/(2\pi R_{1}Z_{D1}) \end{pmatrix} + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} B_{n+} \begin{pmatrix} i\hat{e}_{zn+}(z) \\ \hat{h}_{\phin+}(z) I_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})/I_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1}) \end{pmatrix} - \\ - \sum_{n=1}^{\infty} \hat{B}_{n+} \begin{pmatrix} -i\hat{e}_{zn+} \\ \hat{h}_{\phin+}(z) K_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})/K_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1}) \end{pmatrix} - \\ - \hat{B}_{0+} \begin{pmatrix} i\hat{e}_{z0+} \\ \hat{h}_{\phi0+}Q_{1}(kR_{1})/Q_{0}(kR_{1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E^{S} \\ H^{S} \end{pmatrix}.$$

Здесь в левой части первое слагаемое соответствует полю волны ТЕМ во внутренней области, рассчитанной в Приложении 4, две суммы – поля высших мод во внутренней и внешней областях  $(B_{n+} \, \mu \, \hat{B}_{n+} - \text{амплитуды волн}),$  последнее слагаемое — поле волны ТЕМ с амплитудой  $\widehat{B}_{0+}$  во внешней области, представляющей собой замкнутую линию передачи. слагаемое в правой части – внешний источник поля. Поскольку боковая поверхность камеры выполнена их металла, то  $Q_0(kR_3) = 0$ . В рассматриваемой геометрии (рис. 1) мы можем записать

$$\begin{pmatrix} Q_0(r) \\ Q_1(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_0^{(1)}(kr) \\ H_1^{(1)}(kr) \end{pmatrix} - \frac{H_0^{(1)}(kR_3)}{H_0^{(2)}(kR_3)} \begin{pmatrix} H_0^{(2)}(kr) \\ H_1^{(2)}(kr) \end{pmatrix}$$

Точно также как в [36] будем считать область, в которой подводится мощность, малой, предполагая  $R_2 - R_1 \ll R_1$ . Условие равенства токов при  $r = R_1$  и  $r = R_2$  означает  $H^S = 0$ . Напряжение, равное *U*, прикладывается в граничных точках  $z = \pm L$ :  $E^{S} = -U\delta(z - L)$ . Расчет амплитуд полей может быть проведен так же, как и в [40], с точностью до замены собственных волн трехслойной

структуры на собственные волны пустого волновода. В данном случае из (П5.1) следует

$$\begin{split} \widehat{B}_{0+} &= \frac{U_{D1}}{2\pi R_{1} Z_{D1}} \frac{Q_{0}\left(kR_{1}\right)}{Q_{1}\left(kR_{1}\right)}, \\ \widehat{B}_{n+} &= B_{n+} \frac{I_{1}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right) K_{0}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right)}{I_{0}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right) K_{1}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right)}, \\ \frac{U_{D1}}{L} &= U_{D2} \frac{e_{z0+}\left(L\right)}{\widehat{N}_{0+}^{E2}} \left(1 - i\frac{L}{2\pi R_{1} Z_{D1}} \frac{Q_{0}\left(kR_{1}\right)}{Q_{1}\left(kR_{1}\right)}\right)^{-1}, \\ B_{n+} &= -iU_{D2} \frac{e_{zn+}\left(L\right)}{\widehat{N}_{n+}^{E2}} \left(1 + \frac{I_{1}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right) K_{0}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right)}{I_{0}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right) K_{1}\left(\hat{h}_{n+}R_{1}\right)}\right)^{-1}. \end{split}$$

Знание амплитуд всех волн позволяет найти ток источника благодаря соотношению  $i_n = 2\pi r \hat{h}_{0n+}(L)$ :

$$I_{D2} = U_{D2} \left[ \frac{L\hat{e}_{z0+}(L)\hat{h}_{\varphi0+}(L)}{\hat{N}_{0+}^{E2}} \left( \frac{Z_{D1}}{\rho} - \frac{iL}{2\pi R_{1}} \frac{Q_{0}(kR_{1})}{Q_{1}(kR_{1})} \right)^{-1} - 2\pi i R_{1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\hat{e}_{zm+}(L)\hat{h}_{\varphi n+}(L)}{\hat{N}_{n+}^{E2}} \left( \frac{I_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1})}{I_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})} + \frac{K_{0}(\hat{h}_{n+}R_{1})}{K_{1}(\hat{h}_{n+}R_{1})} \right)^{-1} \right]$$

и импеданс в точке возбуждения (16).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N.-Y.: Wiley, 2005
- 2. Perrin J., Schmitt J., Hollenstein C., Howling A., Sansonnes L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. P. B353.
- 3. Schmitt J., Elyaakoubu M., Sansonnes L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. V. 11. P. A206.
- 4. Park A.E., Cho B.U., Lee J.K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 628.
- 5. Samukawa S., Hori M., Raul S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A.B., Gutsol A.F., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J.-P., Sommerer T.J., Kushner M.J., Czarnetzki U., Mason N. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 253001.
- 6. Cooperberg D.J. // Phys Plasmas. 1998. V. 5. P. 862.
- 7. Cooperberg D.J., Birdsall C.K. // Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 41.
- 8. Liberman M.A., Booth J.P., Chabert P., Rax J.-M., Turner M.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002, V. 11. P. 283.
- 9. Chabert P., Ramimbault J.-L., Rax J.-M., Lieberman M.A. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1175.
- 10. Chabert P., Ramimbault J.-L., Rax J.-M., Pepper A. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 4081.
- 11. Sansonnens L., Howling A.A., Hollenstein Ch. // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 11. P. 302.
- 12. Chabert P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. R63.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 Nº 3 2021

- Hebner G.A., Barnat E.V., Miller P.A., Paterson A.M., Holland J.P. // Plasma Source Sci. Technol. 2006. V. 15. P. 889.
- 14. Gekelman W., Barnes M., Vincena S., Pribyl P. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 045003.
- 15. Eremin D., Brinkman R.P., Mussenbrock T. // Plasma Processes Polymers. 2017. V. 14. P. 1600164.
- Zhao K., Liu Y.-X., Kawamura E., Wen De-Qi, Lieberman M.A., Wang Y.-N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 055017.
- Zhao K., Wen De-Qi, Liu Y.-X., Lieberman M.A., Economou D.J., Wang Y.-N. // Phys. Rev. Lett. V. 122. P. 185002.
- Mussenbrock T., Hemke T., Ziegler D., Brinkman R.P., Klick M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 025018.
- Sansonnens L., Howling A.A., Hollenstein Ch. // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 15. P. 302.
- Leprince P., Mattieussent G., Allis W.P. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 4.
- Lee I., Graves D.B., Lieberman M.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 015018.
- Eremin D., Hemke T., Brinkmann R.P., Mussenbrock T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 084017.
- 23. Eremin D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2017. V. 45. P. 527.
- Wen De-Qi, Kawamura E, Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Wang Y.-N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 015007.
- Lieberman M.A. // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V. 16. P. 638.
- Lieberman M.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989.
   V. 17. P. 338.

- Mussenbrock T., Brinkman R.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. P. 377.
- Mussenbrock T., Brinkman R.P., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Kawamura E. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 085004.
- 29. Yamazava Y. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 191504.
- Lieberman M.A., Lichtenberg A.J., Kawamura E., Marakhtanov A.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 055011.
- Двинин С.А., Синкевич О.А., Кодирзода З.А., Солихов Д.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1094.
- 32. Taillet J. // American J. Phys. 1969. V. 37. P. 423.
- 33. *Годяк В.А. //* Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 141.
- 34. *Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. //* Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 1228.
- Двинин С.А., Постников С.А., Солнцев Г.С., Цветкова Л.И. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1297.
- 36. Rauf S., Chen Z., Collins K. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 093302.
- 37. *Фелсен Л., Маркувитц Н.* Излучение и рассеяние волн. Т. 1. М.: Мир. 1978. 547 с.
- Никольский В.В., Никольская Т.А. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 543 с.
- Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1990. 442 с.
- 40. Двинин С.А., Синкевич О.А., Кодирзода З.А., Солихов Д.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 1. С. 40.
- 41. Kawamura E., Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 093517.

#### \_\_\_\_ ДИНАМИКА \_\_ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ИМПЛОЗИИ КОНУСНО-ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК

© 2021 г. В. В. Александров<sup>*a*</sup>, А. В. Браницкий<sup>*a*</sup>, А. С. Болдарев<sup>*b*</sup>, В. А. Гасилов<sup>*b*</sup>, Е. В. Грабовский<sup>*a*</sup>, А. Н. Грицук<sup>*a*</sup>, К. Н. Митрофанов<sup>*a*, \*</sub>, О. Г. Ольховская<sup>*b*</sup>, П. В. Сасоров<sup>*a*, *b*, *c*</sup></sup>

<sup>а</sup> ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

<sup>c</sup> Institute of Physics of the ASCR, ELI-Beamlines project, Prague, Czech Republic

\*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г. После доработки 05.10.2020 г. Принята к публикации 06.10.2020 г.

Представлены результаты исследований сжатия плазмы конусно-цилиндрических вложенных сборок смешанного состава при протекании по ним тока до 3 МА на установке Ангара-5-1. Внешний каскад вложенных сборок представлял собой конусную сборку из тонких капроновых волокон или вольфрамовых проволок, а внутренний — цилиндрическую вольфрамовую проволочную сборку. Токовая имплозия такого типа вложенных сборок представляет собой уникальную возможность для моделирования взаимодействия потоков замагниченной плазмы с сильным магнитным полем. В межкаскадном пространстве вложенных сборок имеет место столкновение сверхальфвеновского потока плазмы с внешнего каскада с магнитным полем разрядного тока, протекающего по внутреннему каскаду. В результате такого взаимодействия в пространстве между каскадами реализуются различные режимы течения плазмы: доальфвеновский  $(V_r < V_A)$ , сверхальфвеновский  $(V_r > V_A)$  и режим с формированием переходной области – ударной волны (УВ) между каскадами, в зависимости от отношения темпов плазмообразования каскадов вложенных сборок и от отношения их радиусов. Образование области УВ в пространстве между каскадами происходит вблизи внутреннего каскада, где кинетическое давление потока плазмы с внешнего каскада уравновешивается магнитным давлением разрядного тока внутреннего каскада. Получены новые экспериментальные данные об особенностях образования области УВ вблизи поверхности внутреннего каскада и характере ее изменения в процессе взаимодействия. Применение внешней конусной сборки позволило получать зависимость положения УВ от отношения радиусов внешней и внутренней сборок в одном выстреле. Показано, что взаимодействие плазменных потоков внешней конусной сборки с магнитным полем внутреннего цилиндрического каскада приводит к существенному уменьшению зиппер-эффекта на финальной стадии сжатия плазмы внутреннего каскада и образования пинча. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами расчета движения плазмы между каскадами с помощью трехмерного радиационно-магнитогидродинамического кода MARPLE3D.

*Ключевые слова:* имплозия вложенных проволочных сборок, плазма, затянутое плазмообразование, взаимодействие плазмы с магнитным полем, Z-пинч, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S036729212103001X

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросы генерации мощных потоков замагниченной плазмы и взаимодействия их с магнитным полем представляют как фундаментальный, так и практический интерес. Одно из направлений изучения плазменных потоков и создания на их основе мощных источников мягкого рентгеновского излучения (МРИ,  $hv > 100 \ 3B$ ) по программе УТС тесно связано с токовой имплозией вложенных проволочных сборок [1–11].

В таком типе плазменных лайнеров взаимодействие плазмы, генерируемой внешним каскадом, с плазмой внутреннего каскада может привести при определенных условиях к формированию более однородного пространственного распределения плотности плазмы. Это будет способствовать компактному сжатию плазмы пинча на финальной стадии имплозии. Одной из особенностей сжатия плазмы вложенных лайнеров является высокая воспроизводимость параметров импульса мощности МРИ — амплитуды и длительности на половине его высоты. Получены более высокая амплитуда и меньшая длительность импульса МРИ по сравнению с одиночны-

ми многопроволочными сборками. Поэтому результаты экспериментального изучения физических процессов, которые возникают при токовой имплозии вложенных сборок, имеют критически важное значение для исследования фундаментальных процессов взаимодействия высокоскоростного плазменного потока с магнитным полем. Это способствует пониманию физики формирования пространственно-временной структуры Z-пинча, зависимости временного профиля и пиковой мощности импульса рентгеновского излучения от параметров каскадов вложенных сборок. Данные о трехмерной динамике плазмы при имплозии вложенных сборок необходимы для верификации современных радиационных магнитогидродинамических (РМГД-) кодов.

На установке Ангара-5-1 была выполнена серия экспериментальных и теоретических работ [4, 8–13] по исследованию имплозии двухкаскадных вложенных цилиндрических сборок. Информация о распределении разрядного тока (магнитного поля), скорости движении плазмы, которые реализуются в межкаскадном пространстве, а также о временном профиле выходной мощности МРИ, приведена в работе [4]. Возможность стабилизации сжатия плазмы внутреннего каскада была исследована в опытах по токовой имплозии вложенных цилиндрических сборок в работе [8]. Теоретическое описание различных течений плазмы, которые формируются в пространстве между каскадами при сжатии двухкаскадных вложенных сборок, впервые были теоретически рассмотрены в работе [13] в рамках одномерной МГД стационарного течения плазмы. Представлению результатов экспериментального изучения параметров течения плазмы, которое создано в межкаскадном пространстве пенно-проволочных сборок, состоящих из двух полых оболочек, изготовленных из W-проволок и малоплотной пены, посвящена работа [12]. Характерные особенности при токовой имплозии вложенных лайнеров смешанного состава приведены в работе [9]. Результаты исследования режимов течения плазмы, которые возникают при сжатии смешанных по составу вложенных (капрон-вольфрамовых) цилиндрических сборок с различным отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов  $r_{inner}/r_{outer}$ , представлены в работе [10]. Показано, что при имплозии вложенных сборок в зависимости от отношения радиусов каскадов  $r_{inner}/r_{outer}$  и отношения интенсивностей плазмообразования *m
<sub>inner</sub>/m
<sub>outer</sub>* создаются условия для возникновения в межкаскадном пространстве различных режимов взаимодействия плазменного потока и азимутального магнитного поля. Впервые экспериментально зарегистрирован режим движения плазмы, когда в пространстве между каскадами образуется переходная область – область ударной

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

волны (УВ), где происходит переход от сверхальфвеновского ( $V_r > V_A$ ) течения плазмы к доальфвеновскому ( $V_r < V_A$ ) течению. Расчетные значения плотности плазмы и ее электронной температуры в области локализации УВ. генерируемой при взаимодействии плазменного потока внешнего каскада с азимутальным магнитным полем тока, текущего по плазме внутреннего каскада, составляют ~50 мкг/см<sup>3</sup> и 60-70 эВ, соответственно [11]. На основе сравнительного анализа результатов опытов и расчетов предложен механизм взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок [10, 11]. Показано качественное и количественное согласие результатов выполненных опытов и прогнозных РМГД-расчетов имплозии в (*r*- $\phi$ )-геометрии.

Настоящая работа является продолжением упомянутых выше исследований и посвящена изучению процессов взаимодействия потоков замагниченной плазмы и азимутального магнитного поля, которые возникают при имплозии двухкаскадных вложенных сборок с внешним конусным каскадом при протекании токов мегаамперного уровня. В данной работе для формирования трехмерного движения плазменных потоков внутри вложенных сборок используются нагрузки типа двухкаскадных конусно-цилиндрических вложенных сборок. Токовая имплозия внешнего конусного каскада представляет собой уникальную возможность для моделирования трехмерного сжатия потоков замагниченной плазмы и ее взаимодействия с сильным магнитным полем внутреннего цилиндрического каскада, необходимого для понимания физики сжатия плазмы, например, в квазисферических лайнерах [14]. Эксперименты по исследованию взаимодействия потоков токонесущей плазмы с магнитным полем выполнены в условиях высокой плотности электромагнитной энергии, которая достигается на существующих в мире электрофизических установках со сверхвысокой импульсной электрической мощностью. К таким установкам относятся: ZR (20 MA, США); Julong-1 (PTS) (10 MA, КНР); Ангара-5-1 (4 MA, Россия); MAGPIE (1.4 MA, Beликобритания) и др.

#### Данная работа посвящена:

— комплексному экспериментальному и расчетно-теоретическому исследованию в лабораторных условиях взаимодействия мощных сверхбыстрых ( $V_r > 100$  км/с) потоков замагниченной плазмы внешнего каскада с магнитным полем тока, протекающего по внутреннему каскаду;

 изучению процесса взаимодействия высокоскоростного потока плазмы с магнитным полем, при котором в объеме между каскадами исследуемых образцов вложенных сборок происходит формирование области УВ;  получению новых экспериментальных данных о форме УВ, а также о ее трансформации во времени при нецилиндрическом характере сжатия плазменных струй внешнего конусного каскада в область сильного магнитного поля (~1 МГс) вблизи поверхности внутреннего каскада;

выяснения влияния внутреннего цилиндрического каскада на явления, присущие сжатию плазмы конусных сборок (т.н. "зиппер-эффект");

 применению трехмерных РМГД-расчетов для прогнозирования временной динамики пространственного распределения характеристик плазмы.

#### 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по сжатию магнитным полем плазмы вложенных сборок проводились на установке Ангара-5-1 [15] с разрядным током 3 МА. Вложенные сборки представляли собой двухкаскадную конструкцию, в которой внешним каскадом могла выступать проволочная или волоконная конусная сборка, а внутренним каскадом была вольфрамовая проволочная сборка с большим числом проволок ( $N_{inner} = 40$ ), расположенных на радиусе  $r_{inner} = 3$  мм. Вложенные сборки подключались к электродам установки параллельно. Это обеспечивало одновременное включение тока по внешнему и внутреннему каскадам. Использованный в эксперименте анодный электрод имел кольцевую полость в пространстве между каскадами вложенных сборок, как показано на рис. 1, чтобы исключить из поля зрения диагностических приборов явления, связанные с взаимодействием плазменных потоков с поверхностью анода. В представленных в данной работе экспериментах использовались конические сборки, у которых  $r_{outer}^{anode} > r_{outer}^{cathode}$ . Для таких сборок величина начального радиуса расположения участков проволок (или волокон) внешнего каскада увеличивается по высоте сборки в направлении от катода к аноду. Ток между каскадами распределялся в зависимости от соотношения их индуктивностей. Внешний конусный каскад состоял из небольшого числа проволок или волокон ( $N_{outer} = 4$ ), расположенных на радиусах на аноде  $r_{outer}^{anode}$  = = 10 мм и катоде  $r_{outer}^{cathode}$  = 6 мм. Такое малое количество проволок (волокон) во внешнем каскаде было необходимо для того, чтобы они не перекрывали плазму в пространстве между каскадами для рентгеновских и оптических диагностик. Высота сборок *h* составляла 16 мм. Диаметр вольфрамовых проволок был 6 мкм и 12 мкм с соответствующими линейными массами 5.5 мкг/см и 22 мкг/см. Диаметр капроновых  $([-HN(CH_2)_5CO-]_n)$ волокон был 25 мкм, а линейная масса 5.5 мкг/см.



**Рис. 1.** Общий вид вложенной сборки: внешний каскад – конусная сборка из 4 капроновых волокон, расположенных на поверхности конуса с радиусом на катоде  $r_{outer}^{cathode} = 6$  мм и на аноде  $r_{outer}^{anode} = 10$  мм; внутренний каскад – цилиндрическая сборка из 40 Wпроволок, расположенных на радиусе  $r_{inner} = 3$  мм, высота сборок h = 16 мм.

Использованный в данной серии экспериментов набор диагностических средств обеспечивал получение кадровых изображений сжатия плазмы вложенных сборок в оптическом и рентгеновском диапазонах спектра излучения. Для этого использовалась многокадровая рентгеновская камера, расположенная под углом 90° (СХР6, 10 кадров) к оси вложенных сборок. Пространственное разрешение рентгеновской камеры лежит в диапазоне 200-300 мкм для фотонов с энергией 20-500 эВ. Экспозиция кадров – от 1 нс до 5 нс. Спектральный состав излучения Z-пинча вложенных сборок регистрировался при помощи интегрального по времени ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения с пространственным и временным разрешением. Пространственное разрешение спектрографа составляло для энергии квантов ~60 эВ порядка 500 мкм, для энергии квантов ~300 эВ порядка 250 мкм, спектральное разрешение λ/δλ ~ 100. Регистрация спектров излучения осуществлялась в три момента времени, для чего в спектрографе использовалась система на основе трехсекционной микроканальной пластины с послелующей регистрацией спектров на ПЗС-матрицу фотоаппарата, время экспозиции кадров ~1.5 нс. Трехкадровое теневое зондирование (LAS) осуществлялось световым пучком лазера EXPLA SL233 на  $\lambda = 532$  нм с регистрацией на цифровые фотоаппараты Canon EOS



**Рис. 2.** Результаты одномерного МГД-моделирования: а) — зависимости критического отношения темпов плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах вложенного двухкаскадного лайнера 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 ( $M_A < 1$ ). В области III между кривыми *1* и 2 в пространстве между каскадами течение из сверхальфвеновского стано-

вится доальфвеновским при переходе через ударную волну сжатия (УВ). и – прогноз режима течения плазмы между каскадами согласно выражению (3) для капрон-вольфрамовой и вольфрам-вольфрамовой вложенных сборок соответственно при различных отношениях их радиусов  $r_{inner}/r_{outer}$ ; б) – зависимости радиуса  $r_{SW}$  (нормированного на  $r_{outer}$ ) расположения области УВ в пространстве между каскадами от отношения  $\dot{m}_{inner}/\dot{m}_{outer}$  при различных отношениях их радиусов  $r_{inner}/r_{outer} = 0.3, 0.4$  и 0.5. По оси абсцисс – логарифмический масштаб.

450D. Пространственное разрешение лазерной диагностики было не хуже 50-100 мкм. Время экспозиции лазерным пучком около 0.6 нс. Камера щелевой оптической развертки (регистратор СФЭР-2) с радиальным пространственным разрешением (около 150 мкм) позволяла регистрировать сжатие плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок на различных высотах  $H_1 = 0.2$  см и  $H_2 = 0.6$  см над поверхностью катода с временным разрешением не хуже 0.3 нс. Производная тока и напряжение измерялись 8петельным датчиком тока и индуктивным делителем напряжения соответственно. Мягкое рентгеновское излучение ( $hv > 20 \ 3B$ ) регистрировалось набором вакуумных рентгеновских диодов за различными фильтрами.

#### 2.1. Режимы формирования плазменных потоков в двухкаскадных вложенных сборках

Существует несколько режимов течения плазмы между каскадами вложенных сборок, рассмотренных ранее в рамках стационарной 1D МГД-модели в работах [9, 13] и полученных в экспериментах [10–12]. В этих работах сделан прогноз реализуемости того или иного режима течения плазмы, выбраны конструкции и состав веществ вложенных лайнеров. Теоретически предсказано и экспериментально проверено, что реализация одного из трех типов течения плазмы между каскадами: режима I (сверхальфвеновский,  $V_r > V_A$ ), режима II (доальфвеновский,  $V_r < V_A$ ) и режима III с формированием переход-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

ной области — ударной волны (УВ) между каскадами зависит от соотношения интенсивностей плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах  $\dot{m}_{inner}/\dot{m}_{outer}$  и отношения радиусов сборок  $r_{inner}/r_{outer}$ , как показано на рис. 2а.

Известно [16], что интенсивность плазмообразования *m* [мкг/(см<sup>2</sup>·нс)], необходимая для поддержания стационарного радиального истечения плазмы из области плазмообразования без учета дискретного расположения проволок в многопроволочных сборках, выражается следующим образом [17, 18]:

$$\dot{m}(t) = K_m \left(\frac{I(t)}{R_0}\right)^{\mu}, \qquad (1)$$

где I(t) — полный ток через проволочную сборку (в MA) — полный ток в системе,  $R_0$  — начальный радиус сборки (в см),  $K_m$  [мкг/(нс · MA<sup>2</sup>)] — коэффициент, зависящий от вещества проволок (напр. для W-проволок и капроновых волокон —  $K_m^W = (0.125-0.18)$  и  $K_m^{kapron} = (0.04-0.07)$  соответственно) или металлизированных различными веществами (Al, In, Sn, Bi) волокон [19–23],  $\mu \approx$  $\approx 1.5-2.0$ .

Для внешнего каскада в виде конической сборки, изготовленной из проволок или волокон одного вещества (в нашем случае вольфрама или капрона), величина  $\dot{m}_{outer}(t)$  вдоль длины проволок согласно выражению (1) будет, в основном, определяться не только известной для W-проволок или капроновых волокон величиной коэф-

фициента  $K_m$ , но и отношением  $\left(\frac{I_{outer}(t)}{R_0(z)}\right)^{\mu}$ . Изме-

рив в эксперименте временную зависимость тока  $I_{outer}(t)$  через коническую проволочную сборку, фактически, остается неизвестным характер зависимости интенсивности плазмообразования от начального радиуса расположения проволок в ви-

де  $1/R_0^{\mu}(z)$ . Данная зависимость означает, что чем меньше радиус окружности  $R_0(z)$  расположения участка проволоки (волокна), тем выше интенсивность плазмообразования вещества на данном участке.

Определение момента времени окончания плазмообразования вдоль длины проволок в такой сборке позволило выяснить данную зависимость экспериментально [24]. Согласно полученным данным интенсивность плазмообразования вещества проволок для одиночных конических проволочных сборок, с учетом выражения (1), будет зависеть от z вдоль оси сборки и угла раствора конуса  $\alpha$  следующим образом

$$\dot{m}(z,t) \propto \left(\frac{I(t)}{r_{cathode} + z \cdot \mathrm{tg}\alpha}\right)^{\mu}$$
 (2)

Благодаря этому, имплозия конического лайнера отличается от имплозии обычного цилиндрического лайнера, включая возникновение радиальной компоненты тока. изменение вдоль оси Z конического лайнера азимутального магнитного поля  $B_{\varphi}(z, t) = 0.2I(t)/(r_{cathode} + z \cdot tg(\alpha))$  и межпроволочного расстояния  $\Delta(z) = 2\pi r_{cathode}/N +$  $+ z \cdot tg(\alpha)$ . Эти особенности имплозии конусной сборки делают такой лайнер полезным инструментом для изучения физических явлений на различных стадиях процесса плазмообразования и формирования Z-пинча на основе проволочных и волоконных сборок. Именно поэтому, в качестве внешнего каскада вложенных сборок был выбран лайнер конической формы. У такого типа вложенных сборок, на основании вышесказанного, отношение  $\dot{m}_{inner}/\dot{m}_{outer}$  изменяется по высоте сборок (вдоль оси *Z*).

Изменение вещества внешнего каскада (капрон или вольфрам) и радиуса внешнего каскада  $R_0(z)$  за счет его конической формы позволило менять в наших экспериментах отношение  $\dot{m}_{inner}/\dot{m}_{outer}$  в широких пределах, на порядок величины, в соответствии с формулами (1) и (2) согласно следующему выражению

$$\frac{\dot{m}_{inner}}{\dot{m}_{outer}} = \frac{K_m^{inner}}{K_m^{outer}} \left(\frac{I_{inner}}{I_{outer}}\right)^{\mu} \left(\frac{r_{outer}}{r_{inner}}\right)^{\mu}.$$
(3)

На основании этого же выражения сделан прогноз реализации того или иного режима течения плазмы в пространстве между внешним коническим и внутренним цилиндрическим каскадами при следующих параметрах:  $r_{inner}/r_{outer} = 0.5, 0.4, 0.3; I_{inner}/I_{outer} = 0.5-0.7; K_m^{inner}/K_m^{outer} = 1 - для W$  $проволочных сборок и <math>K_m^{inner}/K_m^{outer} = 1.8-3.0 - для$ капроновой сборки во внешнем каскаде и Wсборки во внутреннем каскаде. Из прогноза следует (см. столбики и и на рис. 2а), что в широком диапазоне отношений радиусов  $r_{inner}/r_{outer} \in$  $\in (0.3; 0.5)$ , которые соответствуют прикатодной и прианодной области вложенных сборок, практически по всей высоте зазора анод-катод, в пространстве между каскадами должна наблюдаться область УВ.

На рис. 26 показана рассчитанная по 1D МГДмодели зависимость радиуса расположения области УВ r<sub>SW</sub> (нормирован на r<sub>outer</sub>) в пространстве между каскадами от отношения темпов плазмообразования на каскадах *m<sub>inner</sub>/m<sub>outer</sub>* для различных значений отношений радиусов каскадов  $r_{inner}/r_{outer} = 0.3, 0.4$  и 0.5, которые соответствуют позициям вдоль высоты внешнего конического каскада с координатами: z = 1.6 см (анод), z == 0.8 см и z = 0 (катод). На основании прогноза, сделанного по выражению (3), из данных рис. 26 следует, что положение области УВ должно меняться вдоль оси Z, т.е. радиус  $r_{SW}$  расположения УВ должен увеличиваться по высоте вложенной сборки в направлении от катода к аноду. Вблизи катода, где отношение радиусов  $r_{inner}/r_{outer} = 0.5$ , радиус  $r_{SW} \approx 0.3 - 0.35$  см, а вблизи анода, где отношение радиусов  $r_{inner}/r_{outer} = 0.3$ , радиус  $r_{SW}$  больше, чем у катода и лежит в диапазоне 0.35-1.0 см. Следует ожидать, что в эксперименте область УВ будет в основном прижата к поверхности внутреннего каскада в прикатодной части и несколько отстоять от этой поверхности в середине высоты сборки и в ее прианодной части.

Очевидно, что в эксперименте не реализуется стационарного течения плазмы в пространстве между каскадами, и поэтому, на разных стадиях имплозии вложенных сборок, вначале возможно сушествование сверхальфвеновского течения плазмы с внешнего каскада. При увеличении доли тока по внутреннему каскаду, возможно существование течения плазмы с УВ, меняющей со временем свое положение в направлении от внутреннего каскада к внешнему каскаду. Далее, область УВ может разрушаться под воздействием неустойчивостей плазмы, развивающихся на финальной стадии имплозии, когда закончилось плазмообразование. Таким образом, экспериментальное наблюдение области УВ является некоторым индикатором реализации того или иного режима течения плазмы в пространстве между каскадами вложенных сборок.



**Рис. 3.** Пример расчетного распределения плотности плазмы во вложенных сборках. "УВ" — положение области УВ.

#### 2.2. Численные модели

Для моделирования имплозии плазмы вложенных сборок был использован трехмерный РМГД код MARPLE3D, разработанный в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН [25, 26]. Данные по уравнениям состояния и оптическим свойствам вещества были рассчитаны с помощью программы THERMOS (разработка ИПМ им. М.В. Келдыша РАН) [27]. Для описания испарения проволок под действием разрядного тока применяется полуэмпирическая модель (1), учитывающая экспериментальные данные о продолжительности плазмообразования. Программная реализация источника плазмы позволяет воспроизводить магнитное поле отдельных проволок сборки и в промежутках между ними, а также моделировать неоднородное распределение массы и несинхронность окончания плазмообразования вдоль длины проволоки.

Все расчеты выполнялись для вложенных сборок смешанного состава, у которых внешний конический каскад состоял из 4-х капроновых волокон, а внутренний цилиндрический каскад — из 40-ка вольфрамовых проволок. Аксиальные неоднородности на данном этапе моделирования не рассматривались. Остальные параметры сборок были такие же, как показано на рис. 1. Модельный ток генератора задавался следующей функциональной зависимостью  $I(t) = I_0 \sin^2(\pi t/2T)$  и примерно соответствовал экспериментально измеренной временной зависимости полного тока. Амплитуда разрядного тока —  $I_0 = 4$  MA, T = 100 нс — время нарастания тока до максимума.

Расчеты выполнялись в области, имеющей форму сектора  $45^{\circ}$  (или  $90^{\circ}$ ) с периодическими граничными условиями, которая соответствует 1/8 (или 1/4) части разрядной камеры установки Ангара-5-1 с 5 (или 10) проволоками сборки во внутреннем каскаде (см. рис. 3). Разрешение расчетной сетки было 50 мкм на радиусе внешнего каскада, 7 мкм вблизи оси сборки и 140–160 мкм вдоль оси *Z*. Зазор между проволоками во внутреннем каскаде был разрешен на 20 расчетных ячейках, что позволяет надежно воспроизводить движение плазменных струй до момента их слияния по азимутальному углу.

#### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Эксперименты с капрон-вольфрамовыми вложенными сборками

Результаты экспериментов с цилиндрическими вложенными сборками смешанного состава были представлены ранее в работе [11]. Было показано, что в пространстве между каскадами могут быть реализованы различные режимы течения плазмы между сборками в зависимости от скорости плазмообразования и соотношения радиусов каскадов, а при определенном соотношении между радиусами каскадов образуется замкнутая плазменная оболочка вокруг внутреннего каскада. В представленных в этой работе экспериментах с конусными сборками, отношение радиусов каскадов  $r_{inner}/r_{outer}$  меняется с высотой, и это позволяет в одном выстреле получить пространственно-временную зависимость формирования области ударной волны вблизи внутреннего цилиндрического каскада (W-сборки) от геометрических параметров каскадов.

На рис. 4-6 представлены кадровые рентгеновские и лазерные теневые изображения сжимающейся плазмы в таких вложенных сборках. Из рис. 4б, в видно, что на стадии плазмообразования в моменты времени  $t < T_{pl}$  на кадровых изображениях (см. кадры  $t_1, t_2$  и кадры  $t_1^*, t_2^*$ ) зарегистрировано образование области ударной волны (УВ) в пространстве между каскадами, вблизи внутреннего каскада, где кинетическое давление потока плазмы с внешнего каскада уравновешивается магнитным давлением разрядного тока внутреннего каскада, т.е., когда  $1/2\rho V_r^2 \approx (B_{inner})^2/8\pi$ . Форма ударной волны, а также ее трансформация во времени, как следует из характеристик расположения области УВ в (r-z)-плоскости (см. рис. 7ав), указывает на смещение области баланса кинетического и магнитного давлений в теле потока плазмы в направлении от поверхности внутреннего каскада в сторону внешнего каскада. Это происходит из-за перераспределения разрядного тока между каскадами в процессе длительного плазмообразования за счет переключения суще-



W-сборка волоконная сборка

Рис. 4. Результаты эксперимента с вложенными сборками (выстрел № 6279): <u>внешний каскал</u> коническая сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см, радиус сборки – 10/6 мм; <u>внутренний каскал</u> сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 3 мм. Высота сборок – 16 мм: а) – временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения на сепаратрисе; 3 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне hv > 100 эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми. Там же времена 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). Анод – вверху, катод – внизу.

ственной доли тока во внутренний каскад. Таким образом, перемещение области ударной волны в межкаскадном пространстве вложенных сборок является визуальным индикатором изменения характеристик потоков плазмы (ее плотности и кинетической энергии). Ширина области УВ в радиальном направлении, определенная по лазерному кадровому изображению ее тени составила не более 150–200 мкм (см. рис. 7г).

Следует отметить, что интенсивности свечения плазмы в области ударной волны хватает, чтобы уверенно регистрировать ее на кадровых рентгеновских изображениях с наносекундной длительностью экспозиции (см. рис. 46, рис. 56 и рис. 66). Данный экспериментальный факт позволяет сделать убедительный вывод о том, что область УВ, которая индуцирована столкновением потока капроновой плазмы с магнитным полем внутреннего каскада еще на стадии плазмообразования в процессе имплозии вложенных сборок, является достаточно интенсивным источником рентгеновского излучения. Необходимо учитывать радиационное воздействие такого источника излучения на характеристики состояния плазменной оболочки, формирующейся из вещества внутреннего каскада перед стадией финального сжатия вложенной двухкаскадной сборки.

В последующие моменты времени  $t > T_{pl}$  (см. лазерные и рентгеновские кадры на рис. 4–6), а также оптические щелевые развертки радиального сжатия плазмы, наблюдается финальное сжатие плазмы и разрушение области УВ неустойчивостями плазменного потока с внешнего каскада. При этом плазма внутреннего каскада (W-сборки) сжимается без видимых неоднородностей, присущих развитию магнитной Релей-Тейлоров-



W-сборка \волоконная сборка

Рис. 5. Результаты эксперимента № 6281 с вложенными сборками: <u>внешний каскал</u> – коническая сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см. Радиус сборки – 10/6 мм; <u>внутренний каскал</u> – цилиндрическая сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 3 мм, высота вложенных сборок – 16 мм: а) – временные зависимости: *1* – производной полного тока; *2* – напряжения; *3* – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне hv > 100 эВ; изображения (негатив) сжатия плазмы, полученные с помощью оптических радиальных разверток, синхронизированные с представленными кривыми. Щели оптических разверток расположены на высотах  $H_1 = 0.2$  см и  $H_2 = 0.6$  см над поверхностью катода; 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 ( $\downarrow$  СХР6). 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 вертикальными стрелками ( $\bigcirc$  LAS) на рис. (а). Анод – вверху, катод – внизу.

ской неустойчивости при сжатии одиночных W-сборок. Как следствие этого процесса, в моменты времени  $t_4$  и  $t_5$  (см. рентгеновские кадры на рис. 4б) или  $t_8$  на рис. 6б, близкие к моменту максимума импульса мощности МРИ (см. кривую *3* на рис. 4а), на оси вложенных сборок образуется компактный (диаметр ~1 мм) и устойчивый пинч. К моменту максимального сжатия плазмы, определенному по изображениям оптических щелевых разверток (см. рис. 5а и ба) и максимуму импульса мощности МРИ, на последовательных кадровых

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

рентгеновских изображениях процесса имплозии вокруг Z-пинча отсутствует отставшая излучающая плазма с высоким атомным номером.

#### 3.2. Эксперименты с вольфрамовыми вложенными сборками

Известно, что при сжатии одиночных проволочных сборок наблюдается влияние на компактность сжатия Z-пинча явлений, связанных с "*sunnep-эффектом*" – несинхронностью сжатия



Рис. 6. Результаты эксперимента № 6283 с вложенными сборками: <u>внешний каскад</u> – коническая сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см. Радиус сборки – 10/6 мм; <u>внутренний каскад</u> – цилиндрическая сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 3 мм, высота вложенных сборок – 16 мм: а) – временные зависимости: *I* – производной полного тока; *2* – напряжения; *3* – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне *h*v > 100 эВ; изображения (негатив) сжатия плазмы, полученные с помощью оптических радиальных разверток, синхронизированные с представленными кривыми. Щели радиальных оптических разверток расположены на высотах  $H_1 = 0.2$  см и  $H_2 = 0.6$  см над поверхностью катода; 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 (↓СХР6). 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 вертикальными стрелками (● LAS) на рис. (а). Анод – вверху, катод – внизу.

плазмы по высоте пинча (в основном от катода к аноду), которая приводит к увеличению длительности импульса МРИ и снижает его мощность [28, 29]. Методы компенсации влияния зипперэффекта: 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 по имплозии квазисферических проволочных лайнеров [14]. Другим методом на установке Sphinx (до 5 MA,  $\Delta t = 600$  нс) [30] показано положительное влияние "медленного" предымпульса (10 кА,  $\Delta t = 50$  мкс) на уменьшение зиппер-эффекта сжатия плазмы. В работе [31] на установке Z исследовалось влияние зиппер-эффекта на синхронность выхода рентгеновского излучения в радиальном и аксиальном направлениях вложенных проволоч-


Рис. 7. Восстановленная пространственно-временная характеристика поведения области УВ в пространстве между каскадами вложенных сборок в (*r*−*z*)-плоскости по результатам обработки кадровых лазерных теневых изображений вложенных сборок: а) – по данным рис. 4в; б) – по данным рис. 6в; в) – по данным рис. 5в. ○ – УВ, расположенная справа от оси сборки; г) – пример лазерного теневого изображения межкаскадного пространства вложенных сборок. Во врезке к рисунку показан увеличенный фрагмент прикатодной области вложенных сборок.

ных сборок с целью применения их в схеме "динамический хольраум" для ИТС.

В наших экспериментах исследовалось влияние внутреннего цилиндрического каскада на проявление зиппер-эффекта на финальной стадии имплозии вложенных конусно-цилиндрических сборок из вольфрамовых проволок. При помощи камеры оптической развертки с пространственным разрешением вдоль оси Z измерялось время  $\Delta t_z$  распространения сжатия плазмы в направлении от катода к аноду в приосевой области сборок. В эксперименте, результаты которого представлены на рис. 8а, время  $\Delta t_z$  составило около 6-7 нс. С другой стороны, по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений следует, что зиппер-эффект на финальной стадии имплозии вложенных сборок составляет промежуток времени между 2-мя соседними кадрами (см. кадры t<sub>7</sub> и t<sub>8</sub> на рис. 8б) – 10 нс. По порядку величины это соответствует промежутку времени  $\Delta t_{z}$ , определенному по данным оптической развертки.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

Сделаем "*грубую*" оценку такой несинхронности сжатия плазмы конической сборки в случае, если бы на пути ее сжатия отсутствовала плазма внутреннего каскада (W-цилиндрической сборки), т.е. для одиночной конусной сборки. Скорость сжатия плазмы внешнего каскада (конической сборки) на финальной стадии имплозии была определена по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений (см. рис. 8б) и составила величину ~ $(1-2) \times 10^7$  см/с. Разница времен прихода плазмы на ось сборки с "большого" ( $r_{outer}^{anode}$ ) и "малого" ( $r_{outer}^{cathode}$ ) радиусов, учитывая, что вектор скорости плазменных потоков из области плазмообразования перпендикулярен поверхности взорванной проволоки [32–34], составляет около 15–30 нс.

Сделанная выше оценка величины разницы времен прихода плазмы на ось сборки с радиусов  $r_{outer}^{anode}$  и  $r_{outer}^{cathode}$  для однокаскадной конусной сборки в несколько раз больше промежутка времени, определенного из анализа изображения щелевой оптической развертки свечения плазмы на рис. 8а при имплозии вложенной конусно-цилиндрической сборки и равного  $\Delta t_z \sim 6-7$  нс.

Таким образом, использование конусной сборки во внешнем каскаде не привело к существенному развитию зиппер-эффекта на финальной стадии сжатия плазмы внутреннего каскада и образования пинча. Скорее всего, это обусловлено эффективным взаимодействием плазменных потоков внешнего конического каскада с магнитным полем внутреннего каскада цилиндрической формы.

Также, как и при имплозии смешанных по составу капрон-вольфрамовых вложенных сборок, во вложенных вольфрамовых сборках зарегистрировано формирование области УВ в пространстве между каскадами (см. лазерные теневые изображения на рис. 8в в моменты времени  $t_2^*$ и t<sub>3</sub><sup>\*</sup>). Одним из основных отличий имплозии вольфрамовых вложенных сборок от имплозии вложенных сборок смешанного состава с внешним каскадом из капрона, является присутствие отставшей плазмы с высоким атомным номером вещества внешнего каскада (вольфрама). В данном случае на рентгеновских кадровых изображениях (см. рис. 8б) в момент максимума импульса МРИ (кадр  $t_7$ ) вокруг пинча диаметром ~1 мм зарегистрирована излучающая отставшая плазма.

Спектральные измерения, выполненные с помощью ВУФ-спектрографа (GIS-3d) с пространственным (вдоль высоты сборок) и временным разрешениями, также демонстрируют особенности динамики сжатия плазмы вложенных сборок, у которых внешний каскад имеет коническую форму. На рис. 9 представлены результаты обработки кадровых спектральных измерений в моменты времени  $t'_1$  и  $t'_2$  за 5 нс до и через 5 нс после максимума импульса мощности МРИ, которые отмечены двумя вертикальными стрелками (<sup>↑</sup>GIS) на рис. 8а. Из представленных спектральных плотностей мощности МРИ следует, что, вследствие наклона проволок во внешнем каскаде сборки, при токовой имплозии плазма сжимается неоднородно в аксиальном направлении. При этом максимум спектральной мощности излучения пинча из разных областей лайнера: прикатодной, прианодной или в его середине (по высоте), соответствует разным длинам волн. Такая картина аналогична распределению излучения пинча по высоте в обычных конусных сборках (см. рис. 10а).

Электронную (спектральную) температуру плазмы в этих областях можно оценить по максимуму спектра  $\lambda_{max}$  [Å] в предположении чернотельного источника излучения  $T_{spectr} = 2431/\lambda_{max}$ [эВ] (см. рис. 9). В экспериментах с вложенными сборками она лежит в диапазоне  $T_{spectr} \approx 30-37$  эВ для момента времени  $t'_1$ , а для момента времени  $t'_2$  – в диапазоне 23–26 эВ. В случае одиночной конусной сборки температура, полученная из интегральных по времени спектров (см. рис. 10а), аналогично падает в направлении от катода к аноду и находится в диапазоне 33—43 эВ. В то же время, в случае имплозии цилиндрических сборок спектральное распределение излучения пинча является аксиально-однородным, и максимумы в спектрах излучения пинча из прианодной и прикатодной областей совпадают (см. рис. 10).

Присутствие вокруг цилиндрической сборки внешнего конусного каскада (даже из небольшого числа проволок или волокон) приводит к изменению пространственного распределения магнитного поля вокруг нее, и, как следствие, к изменению темпа плазмообразования в цилиндрической сборке. В свою очередь, это приводит к изменению характера имплозии такой вложенной сборки.

Следует отметить, что моменты времени  $t_1'$  и  $t_2'$  соответственно близки к моментам времени  $t_6$  и  $t_8$  кадровых изображений, представленных на рис. 86, на которых зарегистрировано появление рентгеновского излучения вначале в прикатодной области, а позже в прианодной области вложенной сборки. Таким образом, отсюда следует, что изменением формы внешнего каскада можно управлять характером сжатия внутренней цилиндрической сборки, параметрами импульса МРИ и его спектром излучения. Это, в дальнейшем, можно использовать для реализации квазисферической имплозии во вложенной сборке.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ 3D РМГД-МОДЕЛИРОВАНИЯ

Проведено численное РМГД-моделирование сжатия плазмы вложенных сборок смешанного состава, у которых внешний каскад был конусной волоконной сборкой, а внутри располагалась цилиндрическая вольфрамовая проволочная сборка. Параметры каскадов были такие же, что и в представленных ранее в данной статье экспериментах.

На рис. 11 представлены рассчитанные распределения плотности плазмы  $\rho(r, z, t_i)$  в (r-z)-плоскости на различные моменты времени  $t_i$  имплозии вложенных сборок. Вначале, к 62 нс разряда, область УВ прижата к поверхности внутреннего цилиндрического каскада (см. рис. 11а). Далее, начиная с 65 нс и вплоть до 80 нс имплозии, область УВ отходит от внутреннего каскада в сторону внешнего каскада (см. рис. 116–г). При этом в прикатодной части лайнера УВ все время остается прижатой к поверхности внутреннего каскада, как было получено в п. 2.1 настоящей статьи на основании 1D МГД-модели.

На рис. 12 показан пример определения положения и формы УВ в (r-z)-плоскости по максимуму плотности плазмы  $max[\rho(r, z, t_i)]$  на расчет-



Рис. 8. Результаты эксперимента № 6296 с вложенными сборками: <u>внешний каскал</u> – коническая сборка из 4 вольфрамовых 12 мкм проволок, линейной массы 88 мкг/см. Радиус сборки – 10/6 мм; <u>внутренний каскал</u> – цилиндрическая сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 3 мм, высота вложенных сборок – 16 мм: а) – временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения; 3 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне hv > 100 эВ; изображение (негатив) сжатия плазмы, полученное с помощью оптической осевой шелевой развертки, синхронизированное с представленными кривыми. Щель шириной 300 мкм аксиальной оптической развертки расположена вдоль оси вложенной сборки; 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 вертикальными стрелками ( $\uparrow$ LAS) на рис. (а). Времена вертикальными стрелками ( $\uparrow$ GIS). Анод – вверху, катод – внизу.

ном распределении  $\rho(r, z, t_i)$  в этой области на некоторый момент времени. Такое определение положения и формы УВ было необходимо для восстановления пространственно-временной характеристики поведения области УВ в пространстве между каскадами вложенных сборок и проведения сравнения с результатами обработки кадровых лазерных теневых изображений, пред-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

ставленными на рис. 7. Результаты такого сравнения подробно представлены ниже.

#### Сравнение форм УВ, полученных при РМГД моделировании и в эксперименте

На рис. 13а представлены результаты сравнения формы области УВ и ее изменения во време-



Рис. 9. Результаты эксперимента № 6296 с вложенными сборками: <u>внешний каскал</u> – коническая сборка из 4 вольфрамовых 12 мкм проволок, линейной массы 88 мкг/см. Радиус сборки – 10/6 мм; <u>внутренний каскал</u> – цилиндрическая сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки – 3 мм, высота вложенных сборок – 16 мм. Спектральная плотность мощности (hv > 60 эВ): а) – за 5 нс до максимума импульса МРИ; б) – 5 нс после максимума импульса МРИ. Кривые: 1 - в прикатодной части лайнера,  $h \in [0, 4]$  см; 2 - в средней части лайнера,  $h \in [4, 9]$  см; 3 - в прианодной части лайнера,  $h \in [9, 16]$  см. Времена регистрации кадровых спектральных изображений  $t'_1$  и  $t'_2$  указаны вертикальными стрелками (**†GIS**) на рис. 8а.



Рис. 10. а) – спектральная плотность энергии в эксперименте № 4903, нагрузка – <u>конусная сборка</u> из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10/6 мм; б) – спектральная плотность мощности через 5 нс после максимума импульса мощности МРИ в эксперименте № 6403, нагрузка – <u>шилиндрическая сборка</u>, 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 6 мм. Кривые: I – в прикатодной части лайнера,  $h \in [0, 4]$  см; 2 – в средней части лайнера,  $h \in [4, 9]$  см; 3 – в прианодной части лайнера,  $h \in [9, 16]$  см.

ни в пространстве между каскадами вложенных сборок в (r-z)-плоскости, восстановленных из РМГД-расчета и лазерных теневых кадровых изображений. Как следует из проведенного сравнения, область УВ прижата к поверхности внутреннего цилиндрического каскада в прикатодной части лайнера по высоте  $\Delta z \approx 0.10 \pm 0.05$  см.

С другой стороны, вектор скорости  $\vec{V}$  плазменных потоков, вылетающих из области плазмообразования внешнего каскада, перпендикулярен его поверхности (см. напр. рис. 7г), то высоту поднятия плазмы над катодом вблизи поверхности внутреннего каскада можно оценить как  $\Delta z = (r_{outer}^{cathode} - r_{inner}) \cdot tg(\alpha)$ , согласно показанной справа на рис. 136 схемы. Учтя параметры каскадов вложенных сборок и угол  $\alpha \approx 13^{\circ}$ , получим оценку  $\Delta z \approx 0.07$  см, что по порядку величины совпадает с величиной  $\Delta z$ , полученной из лазерных теневых изображений и представленной выше.

Следует заметить, что форма области УВ, реализованная в эксперименте на 57-ю нс разряда, несколько отлична от формы УВ, полученной в результате РМГД-расчета. Однако, основная тенденция прослеживается — радиус расположения УВ растет по направлению от катода к аноду. Основное отличие наблюдается вблизи анода. В экспери-



**Рис. 11.** Рассчитанные по РМГД модели распределения плотности плазмы  $\rho(r, z, t_i)$  вложенных сборок смешанного состава (внешний каскад – конусная волоконная сборка из капроновых волокон, внутренний каскад – цилиндрическая W-проволочная сборка) в (r-z)-плоскости на различные моменты времени  $t_i$ : а)—е) – на 62 нс, 65 нс, 70 нс, 80 нс, 88 нс и 90 нс разряда, соответственно. УВ – область ударной волны. Цветовая шкала плотности плазмы представлена в логарифмическом масштабе.



**Рис. 12.** Пример определения положения и формы УВ в (r-z)-плоскости по максимуму плотности плазмы в этой области на некоторый момент времени  $t = t_i$ : а) – распределение плотности плазмы  $\rho(r, z, t_i)$  на момент времени  $t_i$ ; б) – восстановленные радиальные распределения плотности плазмы  $\rho(r, z_i)$  в некоторых позициях  $z_i$  по высоте лайнера, которые указаны горизонтальными пунктирными линиями на рис. (а). Кружками отмечены максимумы плотности плазмы в области УВ.

менте область УВ отклонена в сторону внешнего каскада, в то время, как расчетная область УВ практически не отклонена. Скорее всего, такое отличие связано с различием форм анодного электрода вложенных сборок в эксперименте и в расчете. Использованный в эксперименте анодный электрод

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



**Рис. 13.** Сравнение формы области УВ и ее изменения во времени в пространстве между каскадами вложенных сборок, полученных из данных РМГД-расчета и лазерных теневых кадровых изображений: а) – линиями представлены формы области УВ на несколько моментов времени ( $t_1 = 62$  нс,  $t_2 = 65$  нс,  $t_3 = 70$  нс и  $t_4 = 80$  нс разряда), восстановленные из РМГД-расчета способом, представленным на рис. 12. Кружками ( $\bigcirc$ ) и квадратами ( $\square$ ) представлена форма УВ (обозначения те же, как на рис. 5) на 57 нс разряда, восстановленная из лазерного теневого изображения; б) – геометрия распространения плазменных потоков от поверхности внешнего конического каскада в направлении внутреннего цилиндрического каскада область конической сборки.

сборок имел кольцевую полость в пространстве между каскадами, как показано на рис. 1, чтобы исключить из поля зрения лазерной диагностики явления, связанные с взаимодействием плазменных потоков с поверхностью анода. В РМГД-расчете был использован сплошной анодный электрод.

# 5. ВЫВОДЫ

На основании проведенных экспериментов с конусно-цилиндрическими вложенными сборками смешанного состава можно сделать следующие выводы:

1. Нецилиндрический характер сжатия плазменных струй с внешнего конусного каскада позволяет экспериментально моделировать трехмерную динамику плазмы и ее взаимодействие с сильным магнитным полем разрядного тока, протекающего по внутреннему цилиндрическому каскаду.

2. Таким способом исследована динамика формирования области УВ в пространстве между каскадами вложенных сборок. Обнаружено, что положение ударной волны в (r-z)-плоскости меняется во времени, а ее форма позволяет судить о некоторых параметрах плазменного потока внешнего каскада, а именно: его радиальной скорости движения  $V_r$ , кинетическом давлении плаз-

мы  $\rho V_r^2$  и характерном пространственном масштабе неустойчивостей в плазменном потоке. 3. Получено, что радиус расположения области формирования УВ растет по направлению от катода к аноду. При этом в прикатодной части лайнера УВ все время остается прижатой к поверхности внутреннего каскада. Радиальный размер области УВ не превышает 150–200 мкм.

4. Форма ударной волны, а также ее трансформация во времени, указывает на смещение области баланса кинетического и магнитного давлений в теле потока плазмы в направлении от поверхности внутреннего каскада в сторону внешнего каскада. Это происходит из-за перераспределения разрядного тока между каскадами в процессе длительного плазмообразования за счет переключения существенной доли тока на внутренний каскад.

5. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами численного расчета движения плазмы между каскадами с помощью трехмерного РМГД-кода. Получено, что профиль УВ в (r-z)-плоскости, зарегистрированный на кадровых изображениях при помощи лазерной и рентгеновской многокадровых диагностик, по форме близок к расчетному профилю распределения плотности плазмы  $\rho(r, z, t_i)$ .

6. Взаимодействие плазменных потоков внешней конусной сборки с магнитным полем внутреннего цилиндрического каскада приводит к существенному уменьшению развития зипперэффекта на финальной стадии сжатия плазмы внутреннего каскада и образования пинча. Дальнейшие исследования взаимодействия плазменных потоков и магнитного поля будут направлены на:

изучение фундаментальных процессов, которые определяют эффективность трансформации энергии потоков замагниченной плазмы при их взаимодействии с магнитными полями, в зависимости от состава и пространственно-временных параметров исследуемых плазменных потоков;

 – разработку методов трехмерного моделирования пространственно-временных характеристик процессов взаимодействия потоков замагниченной плазмы и магнитного поля при высокой плотности энергии импульсных полей;

– измерение температуры плазменного потока при столкновении его с магнитным полем (в области формирования УВ), которое будет проводиться методами ВУФ-спектроскопии с временным и пространственным разрешениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № № 20-02-00007, 18-29-21005, 18-02-00170 и 20-31-70015).

Численные расчеты выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова и вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов, а также благодарят проект High Field Initiative Европейского фонда регионального развития (the project High Field Initiative [CZ.02.1.01/0.0/0.0/15\_003/0000449] from the European Regional Development Fund).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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. Enhancement of X-Ray Power from a Z Pinch Using Nested-Wire Arrays // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 22. P. 4883–4886.
- Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Zakaullah M. Two Different Modes of Nested Wire Array Z-Pinch Implosions // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 8. P. 1708– 1711.
- 3. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C., Haines M.G. Nested wire array Z-pinch experiments operating in the current transfer mode // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. № 4. P. 1100–1112.
- 4. *Grabovskii E.V., Zukakishvili G.G., Mitrofanov K.N., Oleĭnik G.M., Frolov I.N., Sasorov P.V.* Study of the magnetic fields and soft X-ray emission generated in the implosion of double wire arrays // Plasma Physics Reports. 2006. V. 32. № 1. P. 32–46.

 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. Compact single and nested tungsten-wire-array dynamics at 14–19 MA and applications to inertial confinement fusion // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. № 5. P. 056318-1-056318-18.

- Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Smirnov V.P., Bakshaev Yu.L., Bartov A.V., Blinov P.I., Dan'ko S.A., Dubas L.G., Korel'ski A.V., Korolev V.D., Mizhiritski V.I., Ustroev G.I., Chernenko A.S., Chikin R.V., Shashkov A.Yu., Li Z., Hua X., Peng X., Feng S., Guo C., Jiang S., Ning C., Song F., Xu R., Xu Z., Yan C., Yang J., Yang L. Experiments on the implosion of heterogeneous wire arrays on the S-300 facility // Plasma Physics Reports. 2006. V. 32. № 8. P. 656–667.
- Ampleford D.J., Jennings C.A., Hall G.N., Lebedev S.V., Bland S.N., Bott S.C., Suzuki-Vidal F., Palmer J.B.A., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Frank A., Blackman E.G., Ciardi A. Bow shocks in ablated plasma streams for nested wire array z-pinches: A laboratory astrophysics testbed for radiatively cooled shocks // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. № 5. P. 056315-1-056315-7.
- Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Grabovski E.V., Branitsky A.V., Gritsuk A.N., Frolov I.N., Laukhin Ya.N. Stability of Compression of the Inner Array Plasma in Nested Arrays // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 9. P. 916–927.
- 9. *Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Grabovski E.V., Sasorov P.V., Branitsky A.V., Gritsuk A.N., Frolov I.N., Laukhin Ya.N.* Study of Implosion of Combined Nested Arrays // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 12. P. 1147–1171.
- Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Gritsuk A.N., Branitsky A.V., Frolov I.N., Grabovski E.V., Sasorov P.V., Ol'khovskaya O.G., Zaitsev V.I. Study of Plasma Flow Modes in Imploding Nested Arrays. // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 2. P. 203–235.
- 11. 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. Study of interaction between plasma flows and the magnetic field at the implosion of nested wire arrays // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. № 3. P. 035009-1-035009-16.
- Mitrofanov K.N., Grabovski E.V., Aleksandrov V.V., Frolov I.N., Oleinik G.M., Laukhin Ya.N., Gritsuk A.N., Sasorov P.V., Medovshchikov S.F. Study of the Implosion of Foam–Wire Loads at the Angara-5-1 Facility // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38. № 12. P. 941–959.
- Sasorov P. Dynamics of plasma jets in multiwire arrays // 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81–84.
- Aleksandrov V.V., Volkov G.S., Grabovski E.V., Gribov A.N., Gritsuk A.N., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Frolov I.N. Study of the Implosion Characteristics of QuasiSpherical Wire Arrays on the Angara-5-1 Facility at Currents of up to 4 MA // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38. № 4. P. 315–337.
- 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.,

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

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. Импульсный термоядерный комплекс "Ангара-5-1" // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.

- Yu E.P., Oliver B.V., Sinars D.B., Mehlhorn T.A., Cuneo M.E., Sasorov P.V., Haines M.G., Lebedev S.V. Steady-state radiation ablation in the wire-array Z pinch // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 022705-1-022705-15.
- Aleksandrov V.V., Branitskii A.V., Volkov G.S., Grabovskii E.V., Zurin M.V., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Fedulov M.V., Frolov I.N. Dynamics of Heterogeneous Liners with Prolonged Plasma Creation // Plasma Physics Reports. V. 27. № 2. 2001. P. 89–109.
- Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakishvili G.G. Prolonged plasma production at current-driven implosion of wire arrays on Angara-5-1 facility // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. V. 30. № 2. P. 559–566.
- Zukakishvili G.G., Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Grabovski E.V., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Sasorov P.V., Frolov I.N. Measurements of the Azimuthal Magnetic Field within Imploding Multiwire Arrays in the Angara-5-1 Facility // Plasma Physics Reports. V. 31. № 11. 2005. P. 908–918.
- Aleksandrov V.V., Grabovski E.V., Gritsuk A.N., Laukhin Ya.N., Medovshchikov S.F., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Fedulov M.V., Frolov I.N. Studies of the Implosion of Cylindrical Fiber Arrays on the Angara-5-1 Facility // Plasma Physics Reports. 2010. V. 36. № 6. P. 482–506.
- Mitrofanov K.N., Grabovski E.V., Oleinik G.M., Aleksandrov V.V., Gritsuk A.N., Frolov I.N., Laukhin Ya.N., Sasorov P.V., Samokhin A.A. Study of the Radial Distribution of the Magnetic Field in the Wire Array Plasma at the Angara-5-1 Facility // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38. № 10. P. 797–819.
- Aleksandrov V.V., Mitrofanov K.N., Gritsuk A.N., Frolov I.N., Grabovski E.V., Laukhin Ya.N. Effect of the Plasma Production Rate on the Implosion Dynamics of Cylindrical Wire/Fiber Arrays with a Profiled Linear Mass // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39. № 10. P. 809–821.
- Mitrofanov K.N., Aleksandrov V.V., Gritsuk A.N., Grabovski E.V., Frolov I.N., Laukhin Ya.N., Breshkov S.S. Specific Features of Implosion of Metallized Fiber Arrays // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 2. P. 141–163.
- Grabovski E.V., Aleksandrov V.V., Volkov G.S., Gasilov V.A., Gribov A.N., Gritsuk A.N., Dyachenko S.V., Zaytsev V.I., Medovshchikov S.F., Mitrofanov K.N., Laukhin Ya.N., Oleinik G.M., Ol'khovskaja O.G., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Frolov I.N. Use of Conical Wire Arrays for Modeling Three-Dimensional MHD Implosion Effects // Plasma Physics Reports. 2008. V. 34. № 10. P. 815–829.

- 25. Gasilov V., D'yachenko S., Olkhovskaya O., Boldarev A., Kartasheva E., Boldyrev S. Object-Oriented Programming and Parallel Computing in Radiative Magnetohydrodynamics Simulations // Proceedings ECCOMAS, Venetia, 2008. Section: Parallel Computing: Architectures, Algorithms and Applications. IOS Press: Advances in Parallel Computing. 2008. V. 15. P. 475–482.
- 26. Gasilov V.A., Boldarev A.S., D'yachenko S.V., Olkhovskaya O.G., Kartasheva E.L., Boldyrev S.N., Bagdasarov G.A., Gasilova I.V., Boyarov M.S., Shmyrov V.A. Program package MARPLE3D for simulation of pulsed magnetically driven plasma using high performance computing // Matem. Mod. 2012. V. 24. № 1. P. 55–87.
- 27. http://www.keldysh.ru/cgi/thermos/navigation.pl?en,home
- Aleksandrov V.V., Grabovski E.V., Gribov A.N., Gritsuk A.N., Medovshchikov S.F., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M. Spatiotemporal Behavior of X-ray Emission above 20 keV from a Z-Pinch Produced by Wire-Array Implosion // Plasma Physics Reports. 2009. V. 35. № 2. P. 136–148.
- 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 Study of a Fine Spatial-Temporal Structure of X-ray Emission of Z Pinch at the "Angara-5-1" Installation // Proc. of the 15<sup>th</sup> 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.
- Calamy H., Lassalle F., Loyen A., Zucchini F., Chittenden J.P., Hamann F., Maury P., Georges A., Bedoch J.P., Morell A. Use of microsecond current prepulse for dramatic improvements of wire array Z-pinch implosion // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 012701-1-012701-11.
- 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. Wire Initiation Critical for Radiation Symmetry in Z-Pinch–Driven Dynamic Hohlraums // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 065003-1-065003-4.
- 32. Ivanov V.V., Kantsyrev V.L., Sotnikov V.I., Fedin D.A., Astanovitskiy A.L., Le Galloudec B., Nalajala V., Shrestha I., Cowan T.E. Investigation of regimes of wire array implosion on the 1 MA Zebra accelerator // Phys.Plas. 2006. V. 13. P. 012704-1-012704-8.
- Grabovski E.V., Zukakishvili G.G., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu. Roentgenographic Investigations of the Dynamics and Spatial Structure of Wire-Array Z-Pinches // Plasma Physics Reports. V. 30. № 1. 2004. P. 30–37.
- 34. Lebedev S.V., Ampleford D.J., Bland S.N., Bott S.C., Chittenden J.P., Jennings C., Haines M.G., Palmer J.B.A., Rapley J. Implosion dynamics of wire array Z-pinches: experiments at Imperial College // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. № 12. P. S215–S220.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

236

# \_\_\_\_ ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ =

УДК 533.9

# НАГРЕВ ЛОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ВЕТВЯЩЕГОСЯ СТРИМЕРА КАК НАЧАЛО ОБЪЕМНОГО ЛИДЕРА И СТУПЕНИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ЛИДЕРА

© 2021 г. И. М. Куцык<sup>а, \*</sup>, Л. П. Бабич<sup>а, \*\*, \*\*\*</sup>

<sup>а</sup> Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская обл., Россия

\*e-mail: kimsar@list.ru \*\*e-mail: babich@elph.vniief.ru \*\*\*e-mail: leonid.babich52@gmail.com Поступила в редакцию 30.07.2020 г. После доработки 29.10.2020 г. Принята к публикации 01.11.2020 г.

В стримерных коронах отрицательных лидеров длинных лабораторных искр наблюдаются локализованные плазменные образования, называемые "объемные лидеры" ("space leaders"). После контакта объемного лидера с головкой основного лидера следует ступень лидера. В данной статье мы обсуждаем механизм формирования локальных плазменных образований, называемых далее обобщенно "горячими пятнами" ("hot spots"), способных инициировать объемный лидер. Предполагается, что спонтанное увеличение проводимости в локальной области одного из стримеров короны основного лидера инициирует две вторичные короны с концов этой области. Ток короны нагревает эту область, так что формируется "горячее пятно" при условии достаточной величины напряженности поля в нагреваемой области. В конце концов, с дальнейшим увеличением температуры и проводимости "горячие пятна" перерастают в объемный лидер. Необходимым условием для достижения в "горячем пятне" температуры  $\approx 2000$  К за наблюдаемое время  $t_{obs} \leq 1$  мкс является величина напряженности внешнего поля  $E_0 = 20$  кВ · см<sup>-1</sup>, почти в два раза превышающая среднюю величину напряженности  $\approx 11$  кВ · см<sup>-1</sup> в отрицательной короне.

*Ключевые слова:* отрицательный лидер, корона, ветвящийся стример, локальный нагрев стримера, горячее "пятно"

**DOI:** 10.31857/S0367292121030082

#### введение

Несмотря на многолетние исследования (см. [1–15] и цитированную там литературу), ступенчатый характер распространения лидера отрицательной полярности в природной молнии и длинной лабораторной искре остается до конца непонятым. Объемный лидер, первоначально не связанный ни с электродом, ни с основным лидером, формируется в глубине газоразрядного промежутка [5–8]. Шаг вперед основного лидера происходит в результате контакта с объемным лидером.

Экспериментальные исследования последних десятилетий показали, что локализованные горячие плазменные "пятна" формируются в местах старта вторичных положительных стримеров. В качественном сценарии, предложенном в работе [15], показанном на рис. 1, компактные заряженные области, называемые "воздушные стебли" ("space stems"), формируются в точках ветвления/усиления стримеров отрицательной короны, за которыми следует старт распространяющихся в противоположную сторону положительных стримеров, старт вторичных отрицательных стримеров (negative streamers) и развитие "пилотов", т.е. плазменных образований, вырастающих из возникающих из "воздушных стеблей". С дальнейшим нагревом "пилоты" трансформируются в воздушный лидер. В этом сценарии подразумевается усиление локального радиального поля вблизи области накопления объемного заряда около точек ветвления/усиления стримеров. Появление положительных "воздушных стеблей", далее называемых "горячие пятна", в которых происходит нагрев газа, принимается без обоснования их природы как экспериментальный факт.

Следуя идеям работы [15], мы попытаемся численно обосновать природу и механизм нагрева горячего пятна. С этой целью исходим из предположения об "усиления стримера" ("streamer intensification" [15]), т.е. появления локальной об-



**Рис.** 1. Схема стримерной короны отрицательного лидера с "воздушными стеблями" (а), трансформирующимися в "пилоты" положительными стримерами, соединенными с головкой лидера (б) [15].

ласти увеличенной проводимости в одном из стримеров короны отрицательного лидера. Если напряженность поля в области достаточно велика, то вторичные короны стартуют с ее концов, и их общий ток приводит к дальнейшему нагреву и формированию "горячего пятна", т.е. области старта объемного лидера.

#### ОD-МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ОДИНОЧНОГО СТРИМЕРА

В работах [3, 16] анализировалась эволюция положительного лидера с учетом ионизационноперегревной неустойчивости. Проводимость одного из стримеров в короне лидера в результате флуктуации возрастает до значений выше, чем в окружающих стримерах, что приводит к дальнейшему нагреву и возрастанию проводимости в этом стримере. В процессе развития неустойчивости почти весь ток короны концентрируется в одном стримере, который в результате нагрева становится продолжением основного лидерного канала. Мы полагаем, что подобный механизм является первым шагом формирования объемного лидера.

Для анализа мы используем 0D плазмохимическую модель [17], содержащую 67 уравнений реакций с участием атомов и молекул азота и кислорода: ионизация электронным ударом, ступенчатая и ассоциативная ионизация, двух- и трехчастичное прилипание электронов к атомам и молекулам кислорода, отлипание электронов от отрицательных атомарных и молекулярных ионов кислорода, рекомбинация электронов и положительных ионов, возбуждение метастабильных состояний, диссоциация молекул электронным ударом, диссоциация молекул кислорода в процессе прилипания электронов, двухчастичная рекомбинация большого числа различных положительных и отрицательных ионов, плазмохимия с участием положительных и отрицательных ионов, ударная и радиационная деактивация возбужденных состояний, а также плазмохимия с участием основных и возбужденных состояний, включая диссоциацию молекул азота и кислорода. В кинетической схеме [17] в основном используются база данных работы [18], а также некоторые данные работ [19-22]. Константы многих реакций даны в зависимости от температуры. Авторы [17] ограничились хорошо документированными данными о реакциях двухчастичной рекомбинации ионов и специально не включили реакции трехчастичной рекомбинации (реакции (V) и (VI) базы данных [18]). По их мнению, с включением последних значительно возросло бы число неизвестных скоростей реакций, что, следовательно, привело бы к дополнительному источнику неопределенности [17]. Они отмечают, что в работе [19] используется еще более упрощенное описание взаимодействия ионов которое сводит все реакции рекомбинации к единственной реакции, обозначенной  $X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$ ,

где  $X^+$  и  $Y^-$  являются положительным и отрицательным ионами соответственно.

Сначала, с использованием модели [17], мы вычисляем временную эволюцию температуры газа T(t), концентраций электронов (e), положительных (+) и отрицательных (-) ионов  $n_{e,+,-}(t)$ , проводимости плазмы  $\sigma(t)$ , плотности тока j(t)для различных значений напряженности электрического поля  $E_0$ . Расчеты проводятся при стандартных атмосферных условиях и значений  $E_0$  в диапазоне от 15 до 22 кВ · см<sup>-1</sup> при начальной концентрации электронов и положительных ионов  $n_{e,+}(0) = 10^{20}$  м<sup>-3</sup> [17]. Здесь описание остается качественным и изменение плотности газа в результате нагрева в отличие от [17, 23, 24] не учитывается.

В работе [3] горячей условно называется плазма с температурой  $\approx 2000$  К. Хотя термическая ионизация должна учитываться при более высоких температурах, в модели [17] она отсутствует. Поэтому моделирование ограничено временем  $t_{2000}$ , когда температура возрасла до значения 2000 К, которое мы считаем достаточным для образования "горячего пятна". Заметим, что время пробоя  $t_{br}$ , обычно определяемое как время нагрева газа до 5000 К (см. [17, 23, 24] и цитируемую там литературу), не намного больше, так как в области выше 2000 К рост температуры со временем резко увеличивается (см. рис. 6 в [17]).

Вычисленные значения  $t_{2000}$  уменьшаются с ростом  $E_0$ , подобно  $t_{\rm br}$  в экспериментах [25, 26], изменяясь приблизительно от 20 до 0.3 мкс при

**Таблица 1.** Время нагрева  $t_{2000}$  до 2000 К, минимальная концентрация электронов  $n_e^{\min}$  (см. рис. 2) и максимальное число стримеров  $N_{\text{str}}^{\max}$  во вторичной короне, необходимое для нагрева области первичного стримера до 2000 К согласно (2)

$E_0,$ кВ · см <sup>-1</sup>	t <sub>2000</sub> , мкс	$n_{\rm e}(t_{2000}),$ $10^{21} { m m}^{-3}$	$n_e^{\min},$ $10^{19} \text{ m}^{-3}$	$N_{str}^{\max}$
19	1.07	1.47	4.26	34
20	0.60	2.45	6.39	38
22	0.21	5.78	12.9	45

изменении  $E_0$  от 15 до 22 кВ · см<sup>-1</sup>. Концентрация электронов  $n_e$  сначала уменьшается до минимального значения  $n_e^{\min}$ , а затем возрастает. Значения  $t_{2000}$  и  $n_e^{\min}$  приведены в табл. 1 и на рис. 2 (фиолетовые кривые) для нескольких значений  $E_0$ . Видно, что  $n_e$  изменяется приблизительно в пределах  $3 \times 10^{19} - 10^{22}$  м<sup>-3</sup>.

Время  $t_{\text{step}} \approx 10-50$  мкс [8] между ступенями лидера включает время, необходимое для трансформации "горячего пятна" в объемный лидер и установления контакта с основным лидером. Естественно, это относится и к короне лидера молнии. Кроме того,  $t_{\text{step}}$  включает время нарастания напряжения в разрядном промежутке. Время



**Рис. 2.** (Цветной онлайн) Зависимости от времени концентрации электронов, вычисленные нами для  $E_0 = 19, 20 \text{ и } 22 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$  по 0D-модели [17] (*1*, фиолетовые линии) и по 1D "модели ветвящихся стримеров" описываемой (3) совместно с системой [17] при  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 4$  (*2*, голубые линии),  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 16$  (*3*, зеленые линии).

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

tobs наблюдения появления "горячего пятна" в короне отрицательного лабораторного лидера значительно меньше, чем t<sub>step</sub>. В работе [6] время задержки между моментом приложения импульса напряжения и появлением "воздушного стебля" ("space stem" [6]) на кадре конвертера длительностью 40-50 нс зависит от формы импульса напряжения; в частности, приведены такие значения времени задержки: 90 нс (рис. 4 работы [6]) и 1.15 мкс (рис. 8 работы [6]). В работе [13] выявлены изолированные точки, являющиеся потенциальными точками ветвления (isolated dots which are potential branching points). Авторы отмечают, что такое "положительное инициирующее облако (positive inception cloud) появляется в момент *t* = 0.73 мкс" (рис. 3b работы [13]). Поскольку температура "горячего пятна" точно не известна, то, полагая, что к моменту наблюдения пятна t<sub>obs</sub> относительно момента приложения напряжения его температура достигает значения  $T_{\rm spot} = 2000$  K, получаем условие согласно приведенным выше данным [6, 13] для t<sub>obs</sub>:

$$t_{2000} \approx t_{\rm obs} \le 1 \text{ MKC}, \tag{1}$$

которое соответствует  $E_0 > 20 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$  (см. табл. 1). Таким образом, значение напряженности внешнего поля  $E_0 = 20 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$  необходимо для нагрева "пятна" до высокой температуры. Если это условие не выполнено, то вторичные короны в сценарии, предложенном в [15], не могут обеспечить нагрев до высокой температуры за время  $t_{\text{obs}}$ . Однако средняя напряженность поля в отрицательной короне близка к напряженности, минимально необходимой для стабильного распростране-

ния отрицательного стримера  $E_{\text{str}}^- \approx 11 \text{ kB} \cdot \text{сm}^{-1}$ [3], для которого мы вычислили  $t_{2000}(E_{\text{str}}^-) > > 100 \text{ мкс}$ , т.е. больше, чем  $t_{\text{step}}$ . Это противоречие разрешается предположением, что в неоднородной короне недалеко от головки основного лидера могут быть области с локальной напряженностью поля выше 20 кВ · см<sup>-1</sup>, в контрасте со сред-

ним значением  $E_{str}^-$ , что косвенно подтверждается величиной напряженности поля стримерно-лидерного перехода 20 кВ · см<sup>-1</sup>, приведенной в [27]. Ниже численно иллюстрируется роль ветвления в нагреве локального участка стримера.

## ЭФФЕКТ ВЕТВЛЕНИЯ СТРИМЕРОВ

Моделирование стримеров, стартующих с электрода, выполненное в работе [28] в предположении постоянной проводимости, показывает, что ветвление стримеров приводит к усилению поля между точкой ветвления и электродом. Однако в действительности рост проводимости в области локального нагрева стримера вследствие поляризации плазмы приводит к накоплению за-



**Рис. 3.** Схема формирования "горячего пятна". Реальная 3D-система ветвящихся стримеров (вверху) редуцирована к 1D-системе (внизу). Средняя часть показывает область нагреваемого стримера, с которой развиваются две противоположно направленные стримерные короны.



**Рис. 4.** Зависимость от времени напряженности поля в центре (z = 0) нагреваемой области (рис. 3) во внешнем поле  $E_0 = 20 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$ .



**Рис. 5.** Эволюция напряженности поля вдоль канала во внешнем поле  $E_0 = 20 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$  для случая  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 8.$ 

рядов на ее краях, что уменьшает самосогласованное поле в нагреваемой области и, следовательно, нагрев прекращается. Мы обходим эту трудность, предполагая развитие двух стримерных корон с концов нагреваемой области.

Для выяснения механизма нагрева "горячего пятна", из которого формируется объемный лидер, необходимо объяснить протекание довольно большого заряда через поперечное сечение одиночного стримера, так как ток одного стримера слишком мал для создания горячего пятна. Авторы [3] утверждают, что объемный лидер возникает из локальной нагреваемой области ("горячего пятна") вдали от электродов и основного лидера.

Постулируем, что ток, необходимый для нагрева "пятна" до достаточно высокой температуры, обеспечивается двумя системами (коронами) вторичных стримеров, развивающимися с концов "пятна" (рис. 3). Таким образом, предполагается следующая положительная обратная связь: усиление проводимости в локальной области одного из стримеров короны отрицательного лидера приводит к увеличению тока и, как результат, накоплению зарядов на концах области, с которых развиваются противоположно направленные стримерные короны, как видно из рис. 5 работы [29]. Так как число ветвей в коронах растет, их общий ток аккумулируется в нагреваемой области, температура в которой возрастает, что обеспечивает дальнейший рост проводимости и т. д.

Далее рассмотрим конфигурацию двух стримерных систем, возникающих из области первичного стримера, нагрев которой приводит к появлению "горячего пятна". Полагая одинаковый радиус для всех стримеров  $r_{\rm str}$ , максимальное число стримерных ветвей, необходимое для нагрева первичной области до 2000 К, оценивается следующим образом:

$$N_{str}^{\max} \approx \frac{n_e(t_{2000}(E_0))}{n_e^{\min}(E_0)},$$
 (2)

где  $n_e(t_{2000}(E_0))$  — концентрация электронов в момент времени  $t_{2000}$  (табл. 1) и  $n_e^{\min}(E_0)$  — минимум концентрации электронов (табл. 1), определенный как минимум на рис. 2. Числа  $N_{str}^{\max}$ , приведенные в табл. 1, показывают, что вторичные короны содержат довольно большое число ветвей в момент времени  $t_{2000}$ .

## НАГРЕВ ОБЛАСТИ ПЕРВИЧНОГО СТРИМЕРА МЕЖДУ ЕГО СТРИМЕРНЫМИ КОРОНАМИ (1.5D-МОДЕЛЬ)

Так как самосогласованное моделирование ветвящихся стримеров в настоящее время невыполнимо [28], для упрощения задачи мы сводим ее к 1.5D модели. Моделируется нагрев некото-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

ben r str	ппапряженно		o shekiph lee	Koro nom L <sub>0</sub>				
$N_{str}^{\max}$ 16			4					
$E_0$	$\kappa \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} \mathbf{M}^{-1}$	18	19	20	22	19	20	22
$t_{2000}$	нс	954	647	411	201	1080	679	308

2.45

4.85

**Таблица 2.** Время нагрева до 2000 К  $t_{2000}$  и соответствующие концентрации электронов для различного числа ветвей  $N_{\rm str}^{\rm max}$  и напряженности внешнего электрического поля  $E_0$ 

рой области первичного стримера между двумя системами положительных и отрицательных стримеров (вторичных корон), развивающихся с концов этой области (рис. 3). Конфигурация этой системы полагается симметричной относительно точки z = 0, что позволяет ограничиться моделированием одной короны. Стример стартует с края начальной проводящей области (выделена на рис. 3) из точки с координатой  $z_0$ . Полагая, что число стримерных ветвей  $N_{\rm str}$  описывается уравнением  $dN_{\rm str}(z-z_0)/dz = N_{\rm str}(z-z_0)/l_{br}$ , мы использовали экспоненциальный закон ветвления  $N_{\rm str}(z-z_0) = \exp(z-z_0/l_{br})$  с длиной ветвления  $l_{\rm br} = 5$  см, соответствующей длине стримерного дерева  $z - z_0 \approx 25-30$  см на рис. 12 работы [28].

1.16

1.70

 $10^{21} \text{ m}^{-3}$ 

 $n_{e}(t_{2000})$ 

Мы свели моделирование к моделированию одного цилиндрического канала (нижняя часть рис. 3) с неизменным радиусом  $r_{str} = 0.2$  мм и для сведения к 1.5D модели предполагаем, что ветви слабо расходятся, т.е. угол между ветвями и направлением электрической силы  $-e\mathbf{E}$  мал. Все параметры: линейная концентрация заряда  $\lambda_{str}(z)$ , проводимость  $\sigma_{str}(z)$  и потенциал поля  $\phi(z)$  полагаются одинаковыми по площади  $S_{str} = \pi r_{str}^2$  поперечного сечения стримера. Система уравнений, использованная в [3] для описания физики одного канала, здесь модифицирована следующим образом для моделирования эволюции всей стримерной короны

$$\frac{\partial(\lambda_{str}N_{str}(z))}{\partial t} + \frac{\partial(i_{str}N_{str}(z))}{\partial z} = 0,$$
  

$$\lambda_{str}(z,t) = e((n_{+}(z,t) - n_{e}(z,t) - n_{-}(z,t))S_{str},$$
  

$$i_{str} = S_{str}\sigma_{str}E,$$
  

$$\sigma_{str} = e(\mu_{e}n_{e}(z,t) + \mu_{i}n_{+}(z,t) + \mu_{i}n_{-}(z,t)),$$
  
(3)

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial z},$$
  
$$N_{str}(z - z_0) = \exp(z - z_0/l_{br})$$

Перенос заряда описывается вторым членом первого уравнения системы (3), которое является суммой трех уравнений баланса для всех заряженных частиц. Здесь  $i_{str}$  – ток;  $\mu_e$ ,  $\mu_+$  и  $\mu_-$  – коэффициенты подвижности для электронов, положи-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

тельных и отрицательных ионов (при нормальных условиях STP  $\mu_e = 0.06 \text{ м}^2 \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{B}^{-1}$  и  $\mu_+ = \mu_- = 2 \times 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{B}^{-1}$  [3]),  $\varphi(z)$  и  $E_z$  – потенциал и напряженность самосогласованного поля вдоль оси *z* (рис. 3). Для вычисления концентраций  $n_{e,+,-}(z,t)$  система (3) решается совместно с системой уравнений статьи [17]. От модели работы [28], где использована постоянная проводимость, наш подход отличается прямым вычислением пространственно-временной эволюции концентраций зарядов  $n_{e,+,-}(z,t)$  и, следовательно, проводимости.

1.41

2.01

Скорость стримера не вычисляется самосогласованно, но полагается постоянной  $v_{\rm str} = 2 \times$  $\times 10^{6}$  м  $\cdot$  c<sup>-1</sup>, т.е. того же порядка величины, что принята в работе [28] и измерена в работах [26, 30]. Для потенциала в системе (3) используется формула для модельного потенциала цилиндра со средней погонной емкостью С<sub>0</sub>, одинаковой по всей длине и линейной плотностью заряда  $\lambda(z)$ :  $\varphi(z) = \lambda(z)/C_0 + \varphi_0(z)$  ([3], формула (2.10)), где  $C_0 = 2\pi \varepsilon_0 / \ln (l/r_{str})$  — емкость единицы длины стримера с радиусом r<sub>str</sub> ([3], формула (2.9)) и  $\phi_0 = -E_0 z$  — потенциал внешнего поля. Длина l характерный масштаб релаксации проводимости в результате прилипания электронов к кислороду с характерным временем  $\tau_{att}\approx 20$  нс, вычисленным на основании данных [17]. Таким образом,  $l = v_{\rm str} \tau_{\rm att} \approx 4$  см и при  $r_{\rm str} = 0.2$  мм мы получаем  $C_0 \approx 10 \ \mathrm{m} \Phi \cdot \mathrm{m}^{-1}$ . Величина  $C_0$  слабо меняется при изменении l от 1 до 10 см. Мы начинали вычисления с начального сгустка плазмы с концентрацией  $n_e = n_+ = 10^{20}$  м $^{-3}$  на участке  $|z| \le z_0 = 0.5$  см с центром z = 0 (см. рис. 3). Перед фронтом ионизации полагаем  $n_{e,+,-}(z > z_0 + v_{str}t, t) = 0$ . Концентрации n<sub>e+--</sub> за фронтом вычислялись по модели [17]. Чтобы избежать необходимости учета поля новых стримеров и влияния их друг на друга ветвление ограничивалось достаточно малой величиной  $N_{\rm str}^{\rm max}$ , меньшей, чем в табл. 1. Результаты, полученные с  $N_{\rm str}^{\rm max}$  = 4 и 16, представлены на рис. 2 и в табл. 2.

3.59

Как и в работе [28], ветвление увеличивает напряженность поля. На рис. 4 иллюстрируется зависимость от времени напряженности самосогласованного поля в точке инициирования z = 0. Наблюдается превышение напряженности поля над напряженностью внешнего поля до 10%, достаточно продолжительное для обеспечения необходимого роста концентрации электронов и нагрева газа до 2000 К. Согласно данным табл. 2 условие (1) удовлетворяется для  $E_0 \ge 18$  кВ · см<sup>-1</sup> и  $N_{\rm str}^{\rm max} = 16$  и для  $E_0 \ge 19$  кВ · см<sup>-1</sup> и  $N_{\rm str}^{\rm max} = 4$ .

На рис. 5 иллюстрируется эволюция напряженности поля E(z,t) вдоль канала для  $E_0 = 20 \text{ kB} \cdot \text{см}^{-1} \text{ и } N_{\text{str}}^{\text{max}} = 8$ . Вблизи головки стримера напряженность поля резко возрастает до  $E \approx 100 \text{ kB} \cdot \text{сm}^{-1}$  (на рисунке не показана). На графиках E(z, t) наблюдаются особенности (нарушение непрерывности) в точках с координатами  $z_0$  и  $z_1$ . Координата  $z_0$  соответствует краю начальной проводящей области (рис. 3), координата  $z_1$  соответствует положению головки стримера в момент времени, когда число ветвящихся стримеров достигает значения  $N_{\text{str}}^{\text{max}} = 8$ , и процесс ветвления принудительно прекращается.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснован механизм [15] инициирования "горячего пятна", которое впоследствии способно трансформироваться в объемный лидер в короне отрицательного лидера. Предполагается, что область с повышенной проводимостью, случайно появившаяся в одном из стримеров короны, нагревается совместным током системы вторичных стримеров положительной и отрицательной полярности (вторичные короны), ответвляющихся от концов области. В рамках этой простой и ясной модели выполнено моделирование нагрева области совместным током стримеров вторичных корон для значений напряженности внешнего поля  $E_0 = 19 - 22 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$ . Показано, что для достижения в "горячем пятне" температуры  $\approx 2000$  К за наблюдаемое время  $t_{obs} \le 1$  мкс появления "пятна" в отрицательных коронах лабораторных лидеров [6, 13], необходима величина напряженности внешнего поля  $E_0 = 20 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$ , почти в два раза превышающая среднюю величину напряженности  $\approx 11 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$  в отрицательной короне. Это стимул для поиска механизма формирования области с усиленным полем. Перенос отрицательного заряда головками стримеров на периферию короны выравнивает поле на уровне ≈11 кВ · см<sup>-1</sup> [3]. Множество стримерных ветвей, оставляющих в точках ветвления большие положительные заряды, суммарная величина которых сравнима с отрицательным зарядом, могут отвечать за усиление локального поля.

Области усиления поля в короне лидера вдали от катода могут возникнуть в результате неоднородного распределения отрицательного заряда, переносимого головками стримеров, и положительного заряда, локализованного в точках ветвления отрицательных стримеров. Ветвление может быть следствием гидродинамической неустойчивости фронтальной поверхности стримеров [31–33]. Действительно, характерное время развития неустойчивости  $t_{inst} = \lambda/(\mu_e E_0)$  [32, 33] при разумных значениях длины волны  $\lambda$  гораздо меньше  $t_{obs} \approx 1$  мкс наблюдения появления "горячего пятна"; так,  $t_{inst} \approx 1$  нс при коэффициенте подвижности электронов  $\mu_e = 0.06 \text{ м}^2 \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{B}^{-1}$  [3],  $E_0 = 10-20 \text{ kB} \cdot \text{см}^{-1}$  и  $\lambda = r_{str} = 0.2$  мм (использованное выше значение радиуса нагреваемого участка стримера).

Предложенный механизм, возможно, объясняет инициирование объемного лидера в грозовых облаках. В этом случае стримеры стартуют с гидрометеоров [15, 34—37], где достаточно сильное поле, необходимое для старта отрицательных стримеров, создается в результате перераспределения поля в облаке вследствие переноса зарядов многочисленными положительными стримерами, распространяющимися в более слабом поле с

напряженностью порядка  $E > E_s^+ \approx 5 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}$ , соответствующей уровню моря [3].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Raizer Yu.P.* Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
- 2. *Bazelyan E.M., Raizer Y.P.* Spark Discharges. New York: CRS Press, 1998.
- 3. *Bazelyan E.M., Raizer Y.P.* Lightning Physics and Lightning Protection. London: Inst. of Phys.; Bristol: IOP Publishing, 2000.
- 4. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning: Physics and Effects. New York: Cambridge Univ. Press, 2003.
- 5. Горин Б.Н., Шкилев А.Б. // Электричество. 1976. № 6. С. 31.
- Reess Th., Ortega A., Giber A., Domens P., Pignolet P. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2306.
- 7. Gallimberti I., Baccega G., Bondion-Clergerie A., Lalande P. // C. R. Physique. 2002. № 3. P. 1335.
- Ortega P., Domens H., Giber A., Hutzier B., Riquel G. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1994. V. 278. P. 237906.
- Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803. https://doi.org/10.1029/2004GL021782
- Dwyer J.R., Uman M.A. // Phys. Reports. 2013. V. 534. P. 142.
- Kochkin P.O., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 145203.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

- 12. Kochkin P.O., Köhn C., Ebert U., van Deursen A.P. J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 44002.
- Kochkin P.O., Lehtinen N., van Deursen A.P.J., Ostgaard N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 49. P. 425203.
- Kostinskiy A.Y., Syssoev V.S., Bogatov N.A., Mareev E.A., Andreev M.G., Bulatov M.U., Sukharevsky D.I., Rakov V.A. // J. Geophys. Res.: Atmospheres 2018. V. 123. P. 5360.
- Petersen D., Bailey M., Beasley W., Hallett J. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. D17205. https://doi.org/10.1029/2007JD009036
- Попов Н.А. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 754; Plasma Phys. Reports. 2003. V. 29. P. 695.
- Riousset J., Pasko V., Bourdon A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A12321. https://doi.org/10.1029/2010JA015918
- 18. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1 (3). P. 207.
- Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834.
- Liu N.Y., Pasko V.P. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. P. A04301. https://doi.org/10.1029/2003JA010064
- 21. Aleksandrov N.L., Bazelyan A.E., Bazelyan E.M., Kochetov I.V. // Plasma Phys. Rep. 1995. V. 21 (60). P. 57.
- Morrow R., Lowke J.J. // J. Phys. D Appl. Phys. 1997. V. 30(4) P. 614.
- Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32 (20). P. 2649.
- 24. Naidis G.V. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 057401.
- Černák M., van Veldhuizen E.M., Morva I., Rutgers W.R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 286. P. 1126.

- Larsson A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 319. P. 1100.
- 27. *Phelps C.T.* // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 1974. V. 36. P. 103.
- 28. Luque A., Ebert U. // New J. Phys. 2014. V. 16. P. 013039.
- 29. Andreev M.G., Bogdanov N.A., Kostinsky A.Y., Makal'sky L.M., Mareev E.A., Suharevsky D.I., Syssoev V.S. // Proc. XV Int. Conf. on Atmospheric Electricity. Norman. Oklahoma. USA, 2014.
- Kochkin P.O., Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 425202.
- Arrayás M., Ebert U., Hundsdorfer W. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88(17). P. 174502. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.174502
- 32. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. Москва: Атомиздат, 1975.
- Lozansky E.D., Firsov O.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1973. V. 6. P. 976.
- 34. Loeb L.B. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71(20). P. 4711.
- Dubinova A., Rutjes C., Ebert U., Buitink S., Scholten O., Ngoc Trinh G. Thi. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 015002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.015002
- Babich L.P., Bochkov E.I., Neubert T. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Physics. 2017. V. 154. P. 43. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.12.010
- Бабич Л.П., Бочков Е.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 461. Babich L.P., Bochkov E.I. // Plasma Phys. Reports. 2018. V. 44. P. 527. https://doi.org/10.1134/S1063780X18050033

# ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

УДК 533.9

# ВЛИЯНИЕ ЭРОЗИИ ПОВЕРХНОСТИ КОЛЛЕКТОРА НА РАБОТУ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

# © 2021 г. С. Е. Андреев<sup>*a*</sup>, И. Л. Богданкевич<sup>*a*, *b*, \*, Н. Г. Гусейн-заде<sup>*a*</sup>, О. Т. Лоза<sup>*c*</sup></sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

<sup>b</sup> Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, Москва, Россия <sup>c</sup> Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

> \*e-mail: ira.bogdankevich@mail.ru Поступила в редакцию 20.08.2020 г. После доработки 26.09.2020 г. Принята к публикации 06.10.2020 г.

Рассмотрен импульсно-периодический режим работы плазменного релятивистского СВЧ-генератора. Анализируются причины увеличения средней частоты выходного СВЧ-излучения в серии последовательных импульсов при одинаковых условиях создания плазмы. Исследовано влияние эрозии твердого тела, возникающей при взаимодействии релятивистского электронного пучка с поверхностью коллектора, на выходное СВЧ-излучение. Анализ экспериментальных данных сопровождался численным моделированием в электромагнитном РІС-коде КАРАТ. Показано, что увеличение количества вещества, удаляемого с поверхности коллектора при эрозии, приводит не только к росту концентрации плазмы, но и может приводить к качественным изменениям параметров выходного излучения, связанным с изменением режима СВЧ-генерации. В частности, образование неоднородного в радиальном направлении ионного фона стало причиной смены условий плазменно-пучкового взаимодействия во второй половине импульса и изменению спектральной плотности излучения на основной частоте. С помощью численного моделирования это продемонстрировано для различных составов примесей – железа и графита.

*Ключевые слова:* плазменный релятивистский СВЧ-генератор, импульсно-периодический режим, СВЧ-излучение, воздействие мощными импульсными пучками заряженных частиц, эрозия поверхности твердого тела

**DOI:** 10.31857/S0367292121030021

# 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется разработке и созданию мощных СВЧ-генераторов с широким диапазоном частот излучения. Одно из решений данной задачи – использование плазменных релятивистских источников СВЧизлучения. В 2008 году в ИОФ РАН на базе ускорителя Sinus 550-80 со спиральной формирующей линией был создан первый импульсно-периодический плазменный релятивистский СВЧ-генератор (ПРГ Sinus 550-80) с уровнем мощности 10<sup>8</sup> Вт и возможностью электронной перестройки частоты излучения от импульса к импульсу в пределах октавы произвольно по любому заранее заданному закону [1].

Работа плазменного СВЧ-генератора основана на черенковском взаимодействии сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой, сформированной заранее перед каждым импульсом. В отличие от вакуумных релятивистских источников СВЧ-излучения, в которых диапазон перестройки частоты не превышает 9% и осуществляется, как правило, механическим изменением геометрии соответствующего волновода, в плазменных релятивистских СВЧ-генераторах электронное управление свойствами плазмы позволяет произвольно менять частоту и ширину спектра СВЧ-излучения от импульса к импульсу в более широких пределах.

ПРГ Sinus 550-80 способен генерировать импульсы СВЧ-излучения длительностью до 80 нс с частотами от 2 до 20 ГГц, как монохроматического, так и широкополосного. Особенностью генератора являлась возможность генерации как одиночного импульса релятивистского электронного пучка (РЭП), так и работа в частотно-периодическом режиме, до 50 импульсов в пачке с длительностью 1 с [1]. Задавая начальную концентрацию плазмы, можно было индивидуально регулиро-



**Рис. 1.** Схема импульсно-периодического плазменного релятивистского СВЧ-генератора: *1* – катод РЭП; *2* – трубчатый РЭП; *3* – кольцевой термокатод; *4* – трубчатая плазма; *5* – блок управления плазменным источником; *6* – соленоид; *7* – коллектор; *8* – система откачки вакуумной камеры.

вать характеристики излучения в каждом импульсе: центральную частоту, ширину спектра и т.д.

# 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Принцип действия и устройство ПРГ многократно описаны в литературе, см. [2], его схематичное изображение приведено на рис. 1. Физические и геометрические параметры рассмотренного ПРГ приведены в табл. 1. Внешнее магнитное поле (0.1 Тл) создавалось соленоидом 6 с системой стабилизации тока. Накопитель соленоида позволял удерживать ток на заданном уровне в течение 2 с, что и определяло длительность пачки импульсов.

Измерения выходного СВЧ-излучения проводились с использованием регистрации электрической компоненты поля в течение импульса в заданной точке сечения выходного рупора. Они осуществлялись с помощью штыревой вибраторной антенны (длина антенны 20 мм, толщина 5 мм).

Особенности работы ПРГ в режиме генерации одиночного импульса подробно рассмотрены в

таолица і	Ta	блица	1
-----------	----	-------	---

№		
1	Радиус металлического волновода (R)	30 мм
2	Средний радиус плазмы ( <i>r<sub>p</sub></i> )	18.5 мм
3	Средний радиус РЭП ( <i>r<sub>b</sub></i> )	15 мм
4	Длительность импульса РЭП	80 нс
5	Ток РЭП	2 кА
6	Энергия электронов РЭП	500 кэВ
7	Длина плазменно-пучкового	290 мм
	взаимодействия	

работах [3-6]. В настоящей работе рассмотрены особенности импульсно-периодического режима генерации СВЧ-импульсов в ПРГ.

Плазма трубчатой формы создавалась в результате ионизации газа с давлением ~10<sup>-3</sup> Торр специальным электронным пучком с кольцевого вольфрамового термоэмиссионного катода 3 [7]. Электроны, эмитированные с термокатода с потенциалом -600 В и удерживаемые магнитным полем соленоида, устремлялись к коллектору 7, ионизируя на своем пути нейтральные атомы газа, обычно воздуха. Длительность импульса тока этого пучка равна 50 мкс, энергия электронов 500 эВ и ток пучка 30 А [7]. Концентрация плазмы измерялась зондом Ленгмюра, сигнал с которого растет с ростом концентрации. Измерения проводились при отсутствии релятивистского электронного пучка и СВЧ-излучения. На рис. 2 приведены осциллограммы импульсов тока с зонда Ленгмюра, полученные в последних 10 импульсах пачки, состоящей из 100 импульсов. Осциллограммы совпали друг с другом, что свидетельствовало о примерной идентичности процессов нарастания концентрации плазмы в каждом импульсе пачки.

Частота выходного излучения ПРГ определялась концентрацией плазмы, которая при ее создании постепенно нарастает в течение ~100 мкс до максимального значения ~ $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Когда концентрация плазмы в очередном импульсе достигала требуемого значения, в область плазменно-пучкового взаимодействия (рис. 1) инжектировался РЭП с энергией электронов 500 кэВ, током 2 кА и длительностью 80 нс. С помощью электронного управления моментом срабатывания ускорителя достигалась синхронизация с моментом возникновения плазмы в трубе дрейфа с разбросом не более 0.5 мкс. Этот разброс являлся



Рис. 2. Осциллограммы с зонда Ленгмюра в 10 из 100 последовательных импульсов источника плазмы.

достаточно малым по сравнению с длительностью накопления плазмы (до 50 мкс) и позволял инжектировать релятивистский электронный пучок в плазму с заданной концентрацией. При черенковском взаимодействии между РЭП (2, рис. 1) и медленной волной плазменного волновода, созданного трубчатой плазмой 4, возникало СВЧ-излучение, которое через рупор выводилось в открытое пространство. Коллектор 7, как и в [1], не обладал аксиальной симметрией и одновременно являлся преобразователем ТЕМ-волны коаксиального волновода в TE<sub>11</sub>-волну круглого волновода, которая далее излучалась.

После выключения плазменного источника плазма полностью распадалась за время порядка 150-200 мкс, а перед следующим импульсом РЭП снова создавалась. При работе ПРГ в импульснопериодическом режиме к моменту следующего импульса в пачке через 20 мс начальная концентрация плазмы равна нулю. Процесс повторялся снова: создавалась плазма, в нее инжектировался РЭП, генерировалось СВЧ-излучение. Задержка инжекции РЭП относительно момента включения плазменного источника позволяла организовать взаимодействие релятивистских электронов с плазмой требуемой концентрации для каждого из импульсов, следующих в периодическом режиме. В свою очередь, концентрация плазмы определяла частоту СВЧ-излучения [2], которая может быть изменена от импульса к импульсу по любому заранее заданному закону. Эта возможность быстрого и произвольного в широком диапазоне выбора частоты СВЧ-излучения в каждом из импульсов определяет уникальные свойства

импульсно-периодического плазменного релятивистского СВЧ-генератора.

#### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

В соответствии с принципами формирования плазмы для достижения стабильности частоты выходного излучения при работе ПРГ инжекция РЭП должна была начинаться в каждом импульсе серии при одной и той же концентрации плазмы, т.е. при одном значении задержки между началом формирования плазмы и инжекцией РЭП. Эксперименты по генерации СВЧ-импульсов в импульсно-периодическом режиме показали, что для сохранения стабильности частоты выходного СВЧ-излучения ПРГ при работе в импульсно-периодическом режиме необходимо подстраивать задержку инжекции РЭП относительно момента включения плазменного источника от импульса к импульсу [8]. При одинаковом времени задержки средняя частота выходного СВЧ-излучения ПРГ росла от импульса к импульсу (см. рис. 3). Для анализа были выбраны 4 экспериментальные серии с одинаковыми задержками РЭП. Для каждого одиночного импульса была определена средняя частота в спектре выходного СВЧ-излучения. Эти зависимости отражены на рис. 3 для ансамбля экспериментальных данных. Из графиков видно, что характер изменения средней частоты носит нелинейный характер.

На рис. 4 можно видеть зависимость средней мощности СВЧ-излучения одиночного импульса в зависимости от номера выстрела (импульса). На



Рис. 3. Средняя частота для ансамбля экспериментальных данных в зависимости от номера импульса.

этом графике сначала происходит рост мощности, а затем намечается тенденция уменьшения разброса значений при переходе от импульса к импульсу. Это вполне согласуется с предположением, что концентрация плазмы увеличивается в течение 10–20 импульсов, а потом возможен эффект насыщения.

На рис. 5 показаны экспериментальные фурье-спектры выходного СВЧ-излучения ПРГ для первого и последнего импульса РЭП в серии.

На рис. 6 приведены огибающие амплитуды поля в течение импульса РЭП.

На рис. 7 представлены экспериментальные данные об эволюции спектров одиночных импульсов во времени.



**Рис. 4.** Средняя мощность в импульсе для ансамбля экспериментальных данных в зависимости от номера импульса.

Результаты, показанные на рис. 3–7, демонстрируют нам не только разные центральные частоты и среднюю мощность выходного СВЧ-излучения ПРГ в отдельных импульсах в зависимости от номера импульса в серии, но и разные режимы генерации. Параметры генерации последнего импульса (более высокая средняя частота выходного СВЧ-излучения ПРГ) характеризуются более высокой концентрацией плазмы, чем первый.

Концентрация создаваемой плазмы зависит от концентрации газа, находившегося в корпусе генератора, от тока дополнительного пучка и длительности формирования плазмы. Экспериментальная зависимость средней частоты выходного



**Рис. 5.** Экспериментальные фурье-спектры выходного СВЧ-излучения ПРГ первого (а) и последнего (б) импульса в серии.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



**Рис. 6.** Экспериментальные графики огибающих амплитуды поля в течение импульса РЭП. Первый импульс – частота 2 ГГц (рисунок а). Последний импульс в периодической серии – 4 ГГц (б).



**Рис.** 7. Эволюции спектров одиночных импульсов из одной серии во времени: а – первый импульс, а б – последний импульс периодической серии.

СВЧ-излучения ПРГ от концентрации плазмы совпадает с расчетной зависимостью [9]. Это позволяет, при невозможности измерения концентрации плазмы во время экспериментов с релятивистским электронным пучком, оценить значение концентрации плазмы в процессе возбуждения электромагнитных волн по экспериментально измеренной частоте выходного СВЧ-излучения ПРГ. В табл. 2 приведены номер импульса, средняя частота выходного СВЧ-излучения в данном импульсе (в ГГц) и концентрация плазмы (10<sup>12</sup>/см<sup>3</sup>), соответствующая данной частоте, рассчитанная по линейной теории [2].

График изменения максимального инкремента в рассмотренном диапазоне концентраций плазмы приведен на рис. 8. Значение инкремента возрастает в два раза при переходе от первого выстрела к последнему, и ширина полосы усиления увеличивается от 0-3 ГГц (для 2.25 ГГц средней частоты) до 0-6 ГГц (для 4.1 ГГц). На рис. 7 (спектр экспериментальных реализаций с частотным разрешением) видно уширение спектральной полосы в первой половине импульса при переходе от первого импульса к последнему. В области частот вблизи нуля коэффициент усиления слишком мал, чтобы на заданной длине (табл. 1) выполнялось условие генерации. Во второй половине импульса наблюдается или отсутствие генерации (рис. 7а), или смена режима генерации

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
<i>f</i> , ГГц	2.2	2.5	2.5	2.6	2.7	3.1	3.2	3.5	3.6	3.6	4.1	4.0	4.1	4.0
$n_p, 10^{12} \mathrm{cm}^{-3}$	3.2	3.3	3.3	3.38	3.5	3.85	3.96	4.2	4.3	4.3	4.88	4.8	4.88	4.8

Таблица 2

(рис. 76). Причины таких изменений были рассмотрены в [5, 6].

Следует отметить, что как огибающие (рис. 6), так и спектры с частотным разрешением (рис. 7) демонстрируют динамику, несколько отличную от предсказаний линейной теории и экспериментальных результатов при других параметрах эксперимента [5, 6]. В данном случае (см. табл. 1) радиус металлического волновода 30 мм, в то время как в работах [5, 6] радиус волновода был 18 мм, и соответственно были рассмотрены другие поперечные размеры всей электродинамической структуры (средние радиусы пучка и плазмы).

Из сравнения рис. 7 и рис. 9 видно, что в условиях рассматриваемого эксперимента ярче проявляются переходные процессы (до 10 нс). Генерация начинается практически сразу уже на фронте РЭП (рис. 6 и 7), в то время как обычно она начинается после 8 нс, т.е. на плато РЭП. Это может быть связано с разными пороговыми условиями возникновения плазменно-пучковой неустойчивости (см. рис. 9). Но возможно, что некоторые экспериментальные условия (изменение коэффициентов отражения волны и др.) не учитываются как в линейной модели, так и численном эксперименте. Поэтому и в моделировании может отсутствовать генерация на фронте РЭП, т.е. временах, меньших 8 нс.



**Рис. 8.** Максимальный инкремент для каждого выстрела, рассчитанный по линейной теории.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

#### 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КОЛЛЕКТОРА

Рассмотрим причины, которые могут привести к увеличению концентрации плазмы и различным режимам генерации плазменного релятивистского СВЧ-генератора. Так как плазма создавалась благодаря столкновениям электронного пучка (с термокатода) с молекулами и атомами газа, то увеличение концентрации плазмы при одинаковом значении тока плазменного источника возможно, только если увеличивалось давление газа.

Конструктивной особенностью реализованной схемы ПРГ (рис. 1) являлось то, что в ней происходит взаимодействие мощного импульсного электронного пучка с поверхностью коллектора. Один из результатов этого взаимодействия – интенсивная эрозия коллектора. Она зависит от энергии и плотности тока РЭП, материала и формы коллектора, а также от индукции и конфигурации магнитного поля.

Взаимодействие РЭП с коллектором вызывает различные физические эффекты, которые неоднократно обсуждались в литературе. Так, например, в работе [10] было показано, что при взаимодействии РЭП с коллектором в течение каждого импульса возникает поток ионов, ускоряемых собственным полем электронного пучка, в сторону источника РЭП. Скорость такого движения



Рис. 9. Спектр с частотным разрешением из [6].

превышает среднюю скорость разлета плазмы и, по оценкам [10], имеет порядок 10<sup>8</sup> см/с. Применительно к нашей задаче это означает, что к концу первого импульса в области плазменнопучкового взаимодействия может существовать дополнительная плазма материала коллектора, что должно проявляться в изменении режима излучения.

Возникновение вторичной электронной эмиссии и влияние отраженных от коллектора электронов на условия транспортировки РЭП рассмотрены в [11]. Возникновение коллекторной плазмы и проблемы непосредственно для ПРГ на ускорителе Sinus 550-80 обсуждались в [12]. Для минимизации влияния коллекторной плазмы в [12] была предложена новая конструкция коллекторного узла. Влияние эрозии рабочих элементов характерно не только для плазменной электроники, но и для вакуумных приборов с замедляющими структурами в виде металлических периодических волноводов [13].

Количество примесей материала коллектора в плазмообразующем газе, вызванное эрозией при взаимодействии с интенсивными пучками, связано со многими факторами. При облучении поверхности твердого тела слаботочными электронными пучками удаление атомов и молекул с поверхности мишени происходит в результате парных столкновений быстрых электронов с атомами вещества, т.е. так называемого столкновительного распыления. При воздействии на твердое тело мощных импульсных (субмикросекундных) пучков заряженных частиц интенсивность эрозии, создаваемой испарением, может оказаться на 3-5 порядков выше, чем интенсивность столкновительного распыления. Коллективное действие таких мощных пучков электронов создает эффект нелинейного роста скорости эрозии (т.е. количества вещества, удаляемого с единицы площади поверхности в единицу времени) с увеличением плотности тока [14].

В работе [14] было показано, что тепловая эрозия является доминирующим механизмом удаления атомов с поверхности под действием мощных электронных пучков с энергией 10-1000 кэВ и длительностью импульса 10<sup>-8</sup>-10<sup>-6</sup> с. Сначала происходит быстрый разогрев поверхностных слоев. При энергии электронов пучка больше 100 кэВ имеет место поверхностное испарение и гидродинамический разлет вещества. Согласно [14], при осаждении электронов РЭП с энергией. характерной для рассматриваемых экспериментов (500 кэВ), испарение вещества происходит и во время импульса РЭП, и после его окончания. Как следствие, в импульсно-периодическом режиме работы ПРГ потери энергии пучка при взаимодействии с коллектором увеличиваются, и коэффициент эрозии уменьшается.



Рис. 10. Зависимость инкремента от концентрации плазмы.

Оценки в [14] показали, что под действием мощного электронного пучка с начальной энергией частиц 10–1000 кэВ, плотностью мощности  $10^9-10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> длительностью импульса тока в 100 нс толщина удаленного слоя с медной поверхности составляет  $10^{-5-}10^{-4}$  м. Этот факт может объяснить рост частоты излучения ПРГ при работе в импульсно-периодическом режиме. Грубая оценка "сверху", сделанная по тепловому испарению вещества, дает увеличение концентрации (~ $10^{16}-10^{17}$  см<sup>-3</sup>).

С одной стороны, экспериментально было установлено, что в паузах между включениями плазменного источника ток в плазме отсутствовал, т.е. за время между импульсами все частицы плазмы рекомбинировали. С другой стороны, выделение дополнительного вещества с коллектора в камеру ПРГ регистрировалось показанием вакуумметра при импульсе РЭП. Таким образом, следующее включение плазменного источника через небольшой интервал времени происходило при большей концентрации нейтральных атомов и молекул в камере, что связано с появлением примесей материала коллектора [14].

Для объяснения описанных выше экспериментов с импульсно-периодическим режимом работы ПРГ с использованием расчетов по линейной теории (см. табл. 2), необходимо объяснить появление дополнительного количества заряженных частиц с концентрацией порядка  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Это вполне может быть объяснено эрозией поверхности коллектора при взаимодействии с РЭП. Резкое увеличение примесей в объеме ПРГ приводило к скачку давления в системе. А так как производительность турбомолекулярного насоса (ТМН), работающего в ПРГ, при давлениях больше  $10^{-3}$  Торр снижалась, то он не успевал среагировать на этот скачок, что и регистрировалось вакуумметром.



Рис. 11. Зависимость значения давления в камере ПРГ от времени в импульсно-периодическом режиме.

Необходимо заметить, что разница между числом заряженных частиц, объясняющих эксперимент с ПРГ, и грубой оценкой "сверху" максимального количества атомов примесей достаточно большая. Это может быть связано со сложным механизмом взаимодействия пучков с твердым телом. При воздействии на твердое тело мощных импульсных (субмикросекундных) пучков заряженных частиц с энергией 100-1000 кэВ при достаточно высокой плотности мощности глубина проникновения электронов очень высока, и максимум энерговыделения находится на некотором расстоянии от поверхности. Это полностью согласуется с результатами исследований [10]. При взаимодействии низкоэнергетичных электронов пучка с твердым телом испарившиеся частицы разлетаются от поверхности, практически не взаимодействуя друг с другом, т.е. в режиме молекулярного потока. В случае мощных импульсных пучков интенсивное испарение атомов приводит к тому, что переходящие в пар частицы взаимодействуют между собой, и испарившееся вещество удаляется от поверхности в режиме течения сплошной среды (происходит гидродинамический разлет вещества).

# 5. СИСТЕМА ВАКУУМНОЙ ОТКАЧКИ

Для поддержания постоянного давления и реализации стабильности работы ПРГ в системе используется турбомолекулярный насос (ТМН) и система напуска газа. С учетом дегазации стенок камеры ПРГ (постоянная эмиссия нейтралов со стенок) эти устройства устойчиво поддерживают заданное давление выше 0.3 мТорр. Проведем расчет давления ПРГ с учетом быстрого (80 нс) выброса вещества коллектора в момент взаимодействия с ним РЭП. Из дифференциального уравнения для идеального насоса (производительность насоса  $S_n$  не зависит от давления) следует

$$\frac{dP}{P} = -\frac{S_n}{V}dt.$$

На рис. 11 изображена временная зависимость давления в рабочей камере ПРГ для 20 импульсов РЭП. Расчет зависимости давления был сделан для скорости откачки насоса  $S_n = 200$  л/с и добавочного давления при импульсе РЭП 1.4 мТорр, соответствующего количеству добавочных нейтралов ~10<sup>18</sup>. Радиус рабочей камеры принимался равным 7 см. При расчете данной кривой считалось, что за импульс РЭП выбивает ~10<sup>18</sup> частиц из материала коллектора. Производительность реальных насосов является функцией давления, однако в диапазоне рабочих давлений ~0.1 мТорр откачная характеристика ТМН почти постоянна и, следовательно, зависимость (рис. 11) качественно не поменяется.

Постоянная откачка системы при регулярном впрыске новых частиц приводит к замедлению роста давления с числом импульсов, т.е. с течением времени наступает насыщение. Это качественно согласуется с результатами нашего эксперимента (рис. 3). Частота нелинейно растет с каждым импульсом, ее рост замедляется от импульса к импульсу (зависимость близка к логарифмическому закону). Следовательно, при больших сериях (100 импульсов) уже после 15– 20 импульсов будут наблюдаться незначительные изменения средней частоты ПРГ, что, в целом, соответствует результатам экспериментов.

#### 6. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для физического анализа проблемы было проведено численное моделирование с использованием электродинамического кода КАРАТ [15]. Трубчатый электронный пучок и плазма моделировались PIC-методом (крупных частиц) с фиксированным зарядом. Уравнения Максвелла решались на сдвинутых сетках. Разностная схема – явная, с перешагиванием на сетках. Движение макрочастиц РЭП описывалось трехмерным релятивистским уравнением Лоренца. Схема ПРГ, используемая в расчетах, приведена на рис. 12. Геометрия модели соответствовала данным табл. 1. Расчет проводился в 2.5-мерной осесимметричной RZ-версии кода КАРАТ, при котором концентрация плазмы, РЭП и электромагнитные поля не зависели от азимутальной координаты.

Задача решалась в рамках гипотезы о наличии некоторого количества примесей материала коллектора в рабочем газе, что способствовало установлению возможных качественных эффектов в спектрах выходного СВЧ-излучения.

В соответствии с устройством плазменного источника ионизация происходит в узком трубчатом канале. Концентрация "чистой" газовой плазмы соответствовала значениям концентрации плазмы для первого импульса из табл. 2, и она оставалась постоянной для всей серии. В расчетах в плазменный волновод добавлялось от импульса к импульсу некоторое количество (см. табл. 2) "коллекторной" (примесной) плазмы. Примесная плазма в численной модели задавалась другим типом больших частиц с соответствующим весом ионов. Для простоты считалось, что обе плазмы распределены равномерно в заданном начальном объеме плазменного волновода. Моделировалась серия импульсов ПРГ. Из линейной теории (кривая рис. 3 и табл. 2) вычислялись среднее увеличение частоты от импульса к импульсу в серии и соответственно добавка примесной плазмы.

В экспериментах с ПРГ в качестве материала для коллектора использовался графит. При каждом импульсе в численную модель в соответствии с проведенными оценками добавлялось определенное число частиц примесной углеродной плазмы. Доля добавочной концентрации примесной плазмы на каждом шаге составляет примерно 7-8% от первоначальной концентрации газовой плазмы. Результаты моделирования демонстрируют последовательный рост частоты выходного СВЧ-излучения ПРГ. На рис. 13 приведены фурье-спектры для первого (без примеси) и последнего (соответствует уровню примеси 70%) импульса в табл. 2. Средние частоты спектров излучения, полученных в результате численного моделирования соответствуют экспериментальным спектрам на рис. 4. Правда, при низкой концентрации в первом импульсе модельный генератор работает в квазилинейном режиме, спектр практически не зашумлен по сравнению с экспериментальным (рис. 4). Спектр последнего мо-



Рис. 12. Схема моделирования плазменного релятивистского СВЧ-генератора. ОZ – ось симметрии, 1 – металлический волновод, 2 – плазма, 3 – РЭП, 4 – коллектор РЭП, 5 – внешний СВЧ-поглотитель, 6 – область плазменно-пучкового взаимодействия.

дельного импульса на частоте 4 ГГц обнаруживает более богатый гармонический набор, качественно близкий к экспериментальному (рис. 46).

На частоте 4 ГГц качественно близка динамика функционирования генератора в эксперименте и в численном моделировании. На рис. 14 показаны огибающие поля, характерные для экспериментальных и модельных импульсов со средней частотой излучения 4 ГГц. Последний импульс серии характеризовался наибольшей средней частотой, когда концентрация примесной коллекторной плазмы составляла 60–70% от основной газовой плазмы.

При концентрации плазмы, соответствующей средней частоте выходного излучения 4 ГГц, СВЧ-генерация не срывается на 40 нс, что характерно для низкой частоты (рис. 6а), а наблюдается смена режима - генерация с меньшей мощностью и более узким спектром. На рис. 15 видно различие в динамике развития генератора в эксперименте и моделировании. Как уже отмечалось выше, в данном эксперименте генерация начинается уже на переднем фронте РЭП (до 10 нс), что наблюдается не при всех геометрических параметрах эксперимента. В моделировании генерация начинается после 10 нс, уже на плато тока РЭП. В работе [16] отмечается, что эффективность генерации сильно зависит не только от инкремента (рис. 8), но и от коэффициента отражения плазменной волны, то есть обратной связи генератора. Влияние сильной обратной связи хорошо заметно на рис. 15, где представлены эволюции спектров во времени для импульса в конце серии — эксперимент и моделирование.

В экспериментальных графиках эволюции спектра излучения на фронте РЭП видна группа частот ниже средней, что объясняется сильной обратной связью. Далее наблюдается сравнитель-



**Рис. 13.** Модельные спектры первого (а) и последнего импульса (б, примеси 70%) серии работы ПРГ с коллектором из графита.



**Рис. 14.** Графики огибающих амплитуды поля для последнего импульса серии ПРГ с коллектором из графита. Эксперимент (а) и моделирование (б).

но широкая полоса частот усиления, предсказываемая линейной теорией и аналогичная модельному спектру. Вторая половина импульса характеризуется сменой режима генерации: одночастичный эффект Черенкова (комптоновский режим) переходит в коллективный эффект Черенкова (рамановский режим), который характеризуется узкой полосой генерации, как описано в [5].

# 7. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ПРИМЕСЯМИ ЖЕЛЕЗА

В экспериментах с ПРГ в качестве материала для коллектора РЭП используется как графит, так

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

и нержавеющая сталь. При распылении графита, как в описанных выше экспериментах, образовывались ионы, по массе не сильно отличающиеся от ионов газа камеры ПРГ. Однако, если распыляется металлический коллектор, то, как показано в работе [17], добавление небольшого количества металла (<1%) к благородным газам сильно меняет как сам процесс ионизации, так и характеристики газоразрядной плазмы. Использование металлического коллектора в ПРГ может привести:

• к другому количеству примесей – молекул и атомов, которые удаляются с поверхности коллектора под действием мощного электронного



**Рис. 15.** Эволюции спектров последнего импульса серии ПРГ с коллектором из графита: эксперимент (а) и моделирование (б).



Рис. 16. Модельные спектры последнего импульса серии ПРГ (70% примеси) с коллектором из графита (а) и железа (б).

пучка, а соответственно, концентрации плазмы и средней частоты выходного излучения ПРГ;

• изменению состава плазмы — добавление тяжелых ионов металла может привести к изменению динамики плазмы при взаимодействии с РЭП и, соответственно, изменению режима генерации. Спектры ПРГ для первого и последнего выстрелов должны различаться так же, как при использовании различных буферных газов в камере ПРГ — воздуха и ксенона.

Чтобы выявить влияние состава плазмы при одинаковой концентрации (хотя при различных материалах коллектора концентрация плазмы тоже меняется), было проведено численное моделирование, результаты которого приведены на рис. 16. Модельные фурье-спектры выходного СВЧ-излучения импульсно-периодического режима ПРГ, выполненные для одинакового процентного количества примеси графита и железа показывают, что полоса и основная частота спектров в обоих случаях близки. Основное различие в случае примесей железа проявляется лишь в увеличение спектральной плотности в основной частоте и чуть меньшего полигармонизма по сравнению со случаем графита.

При работе ПРГ в каждом отдельном импульсе могут проявляться эффекты, описанные в работах [5, 6], в частности, появление ионного фона. Этот эффект будет заметен при использовании разных материалов коллектора. В случае графитового коллектора ионы первоначального газа и примеси близки по весу, и по мере уменьшения числа электронов в системе, одинаково вытесняются из трубчатой плазмы, образуя "однородный" ионный фон из частиц азота (воздуха) и углерода (графита коллектора). В случае железного коллектора ионный фон состоит преимущественно из ионов азота (воздуха), так как ионы железа,



Рис. 17. Радиальные профили ионов основной (сплошная линия) и примесной (пунктир) плазмы для графита (а) и железа (б).



**Рис. 18.** Динамика частиц в импульсе. а – графит, б – стальной (железный) коллектор. *1* – ионы газа, *2* – ионы примеси.

как более тяжелые, медленнее движутся поперек силовых линий внешнего магнитного поля и сохраняются в границах первоначальной трубчатой плазмы. Это ярко проявляется на графиках радиального распределения частиц (ионов) плазмы в случае двух материалов коллектора.

Графики на рис. 17 соответствуют моменту окончания импульса РЭП, когда деградация профиля ионного остова максимальна по сравнению с первоначальными резкими границами трубчатой плазмы. Из рисунков видно, что в случае графитовой примеси как ионный фон, так и трубчатая плазма представляет собой почти равномерную смесь близких по весу ионов. При использовании коллектора из железа ионный фон образован в основном ионами газа, в то время как в канале первоначально созданной плазмы соотношение ионов Fe к C примерно 3 к 2. На рис. 18 представлена динамика полного числа ча-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

стиц для разных материалов коллектора. Видно, что уменьшение количества частиц вследствие ухода ионов графитовой примеси за границы счетной области происходит так же, как основного газа, рис. 18а (1 – ионы газа, 2 – ионы примеси). В случае примесей железа ионы Fe практически не движутся к границам счетной области: количество ионов (линия 2 рис. 18б) не уменьшается за время импульса РЭП.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ выходного СВЧ-излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора, работающего в импульсно-периодическом режиме на базе ускорителя Sinus 550-80. Для объяснения причины постепенного увеличения от импульса к импульсу средней частоты выходного СВЧ-излучения ПРГ при одинаковых условиях создания плазмы необходимо объяснить нарастание концентрации, а возможно, и изменение состава трубчатой плазмы.

Из литературы известно, что при взаимодействии релятивистского электронного пучка (РЭП) с поверхностью коллектора возникает эрозия приповерхностных слоев твердого тела – коллектора РЭП.

Анализ экспериментальных данных сопровождался численным моделированием в электромагнитном РІС-коде КАРАТ. Увеличение концентрации плазмы в области плазменно-пучкового взаимодействия позволяет не только объяснить рост средней частоты выходного СВЧ-излучения ПРГ в экспериментах в импульсно-периодическом режиме работы ПРГ, но и предсказать влияние материала коллектора на характеристики излучения ПРГ. Наличие в ПРГ постоянно работающих систем откачки и напуска газа приводят к замедлению роста давления с числом импульсов, т.е. с течением времени наступает насыщение. Частота СВЧ-излучения нелинейно растет с каждым импульсом (рис. 3), ее рост замедляется от импульса к импульсу. При сериях из большого числа импульсов средняя частота выходного СВЧ-излучения ПРГ стабилизируется, в этом результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Приведенные расчеты позволяют получить значения задержки инжекции РЭП относительно момента включения плазменного источника для каждого импульса периодической последовательности. чтобы обеспечить стабильность частоты СВЧ-излучения ПРГ при работе в импульсно-периодическом режиме или любой заданный закон ее изменения от импульса к импульсу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Богданкевич И.Л., Гришин Д.М., Гунин А.В., Иванов И.Е., Коровин С.Д., Лоза О.Т., Месяц Г.А., Павлов Д.А., Ростов В.В., Стрелков П.С., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 926.

- 2. Кузелев М.В., Лоза О.Т., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шваркунец А.Г. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 710.
- 3. Лоза О.Т., Ульянов Д.К., Баранов Р.В. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 3. С. 98.
- Ульянов Д.К., Баранов Р.В., Лоза О.Т., Ернылева С.Е., Богданкевич И.Л. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 10. С. 113.
- 5. Андреев С.Е., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 645.
- Bogdankevich L.I., Andreev S.E., Gusein-zade N.G., Ulyanov D.K. // J. Russian Laser Research. 2019. V. 40 (5). P. 435.
- 7. Лоза О.Т., Пономарев А.В., Стрелков П.С., Ульянов Д.К., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 222.
- 8. *Андреев С.Е., Ульянов Д.К.* // Прикладная физика. 2014. № 4. С. 26.
- 9. Стрелков П.С., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 329.
- 10. Зайцев Н.И., Кулагин И.С., Нечаев В.Е. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 779.
- 11. Богданкевич И.Л., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 412.
- 12. Лоза О.Т., Ульянов Д.К., Стрелков П.С., Иванов И.Е., Баранов Р.В. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2011. № 4. С. 47.
- Gaponenko A.M., Karlik K.V., Kitsanov S.A., Klimov A.I., Konovalov I.N., Korovin S.D., Mesyats G.A., Pegel I.N., Polevin S.D., Proskurovsky D.I., Sukhov M.Yu. // Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. BEAMS 2000, Nagaoka, Japan.
- Блейхер Г.А., Кривобоков В.П. Эрозия поверхности твердого тела под действием мощных пучков заряженных частиц. Новосибирск: Наука, 2014.
- 15. *Tarakanov V.P.* User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA: Berkley Research Associates Inc., 1992.
- Карташев Н.Н., Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Прикладная физика. 2002. № 4. С. 66.
- Maiorov S.A., Kodanova S.K., Golyatina R.I., Ramazanov T.S. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. 063502. https://doi.org/10.1063/1.4984784

# ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УЛК 533.9:537.862

# СПЕКТРЫ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-УСИЛИТЕЛЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

© 2021 г. П. С. Стрелков<sup>а, \*</sup>, И. Е. Иванов<sup>а, \*\*</sup>, Е. Д. Диас Михайлова<sup>а, \*\*\*</sup>, Д. В. Шумейко<sup>а, \*\*\*\*</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия \*e-mail: strelkov@fpl.gpi.ru \*\*e-mail: iei@fpl.gpi.ru \*\*\*e-mail: tomasrulit@mail.ru \*\*\*\*e-mail: admin@neooffline.ru Поступила в редакцию 17.06.2020 г. После доработки 14.09.2020 г. Принята к публикации 06.10.2020 г.

Измерено отношение энергии излучения плазменного релятивистского СВЧ-усилителя на частоте входного сигнала к энергии шумов. В отсутствие входного сигнала регистрируется шумовое излучение. Показано, что при некоторых условиях энергия шумов усилителя резко уменьшается по сравнению с уровнем энергии шумов, наблюдаемых в отсутствие входного сигнала.

Ключевые слова: релятивистский электронный пучок, взрывоэмиссионный катод, плотность плазмы, спектры СВЧ-излучения, линейный коэффициент усиления

DOI: 10.31857/S0367292121030112

#### 1. ВВЕЛЕНИЕ

В вакуумной релятивистской СВЧ-электронике главным образом проводились экспериментальные исследования СВЧ-генераторов. Исследования усилителей внешнего СВЧ-сигнала велись не столь широко и были направлены в основном на создание СВЧ-источников большой мошности [1-4].

В работах [1, 2, 4] описаны трехсекционные усилители с электродинамической системой, выполненной в виде гофрированного волновода. Первая секция каждого из этих устройств являлась предусилителем, предназначенным для модуляции тока пучка на частоте входного СВЧ-сигнала. Далее релятивистский электронный пучок (РЭП) попадал во вторую секцию – пространство дрейфа, не пропускающее СВЧволны. Наличие второй секции позволяло предотвратить самовозбуждение усилителя и получить высокую выходную мощность. В третьей секции, представляющей собой лампу бегущей волны (ЛБВ), модулированный пучок усиливался. В качестве предусилителя первой секции использовалась либо также лампа бегущей волны, либо лампа обратной волны. В устройствах, описанных в работах [1, 2], могла усиливаться только одна низшая мода. В работе [4] для получения высокой мощности использовался сверхразмерный волновод. Он позволял уменьшить риск возникновения СВЧ-пробоя на стенке гофрированного волновода, но приводил к возможности усиления нескольких мод. Входной сигнал в усилителе [4] использовался для селекции мод.

Впервые высокий уровень шумов релятивистского усилителя был обнаружен в работе [1], мощность излучения на частоте входного сигнала была равна мощности шумов. Поэтому описанные в работах [2, 4] усилители имели узкую полосу усиления, например, 1% по уровню 3 дБ в [4]. Эти усилители работали в режиме регенерации на частоте близкой к частоте самовозбужления первой секции. Незначительное увеличение диаметра пучка, которое происходило в течение импульса тока РЭП, приводило к возникновению режима генерации.

Эти устройства являлись источниками монохроматического излучения на одной фиксированной частоте. В работе [4] была отмечена возможность получения СВЧ-импульсов длительностью 250 нс и мощностью 270 МВт, а также импульсов длительностью 70 нс и мошностью 1.1 ГВт. Мошность входного сигнала составляла 20 кВт. Частота излучения в обоих случаях была равна 9 ГГц, ширина спектра при этом была близка к естественной ширине. Эксперименты проводились на электронном пучке со следующими параметрами: энергия электронов составляла 850 кэВ, ток пучка равнялся 6 кА, а длительность плато импульса напряжения на катоде была равна 250 нс. Эти параметры СВЧ-излучения близки к рекордным значениям, но не превосходят параметры релятивистских СВЧ-генераторов. Увеличение мощности входного сигнала до 100 кВт не привело к положительному результату.

В работе [3] описан СВЧ-усилитель другого типа – клистронный усилитель. На клистронном усилителе было получено излучение частотой 1.3 ГГц и мощностью 3 ГВт. Энергия электронов при этом составляла 500 кэВ, а ток пучка равнялся 16 кА. В статье [3], однако, отмечено, что реализации больших потенциальных возможностей устройства препятствует ряд проблем, а результаты более поздних исследований опубликованы не были. Исследования релятивистских клистронных усилителей были возобновлены китайскими учеными в 2010 г., обзор этих работ можно найти в [5]. Исследования проводились в Х диапазоне частот. В работе [6] говорится о получении СВЧимпульса с частотой 9.4 ГГц и длительностью 160 нс. мошность которого достигала 1 ГВт. Продемонстрирована стабильность фазы выходного СВЧ-импульса относительно фазы входного сигнала ±25 град. Использовался РЭП со следующими параметрами: энергия электронов 600 кэВ, ток пучка 4.6 кА. Еще раз отметим, что исследования, описанные в [3, 5, 6], были направлены на получение максимальной мощности излучения на фиксированной частоте.

Одним из важных параметров СВЧ-усилителей является ширина диапазона перестройки частоты выходного сигнала. Данная статья посвящена исследованиям плазменного релятивистского СВЧ-усилителя внешнего сигнала, целью которых было создание мощного источника монохроматического излучения с возможностью электронной перестройки частоты. На электронном пучке (500 кэВ, 2 кА, 500 нс) было получено излучение, мощность которого достигала значений 100-150 МВт при подаче на вход усилителя сигналов с частотами 2.4, 2.7 и 3.1 ГГц [7-10]. Таким образом, ширина диапазона перестройки частоты составила 25%. Длительность СВЧ-импульсов при этом была равна 250-300 нс. Излучение на частотах входного сигнала сопровождалось широкополосным шумовым излучением, однако мощность шумов при этом не превышала 10-15% от полной мощности излучения. Оптимальный режим плазменного релятивистского усилителя при фиксированной частоте входного сигнала осуществлялся в некотором диапазоне значений плотности плазмы. Эти диапазоны для частот 2.7 и 3.1 ГГц перекрывают друг друга. Поэтому излучение с высоким уровнем мощности на частотах 2.7 и 3.1 ГГц можно было получать, не изменяя плотность плазмы. Для реализации режима с высоким уровнем мощности на частоте 2.4 ГГц необходимо было уменьшать плотность плазмы. Величина внешнего магнитного поля в ходе всех экспериментов была постоянной. Как было отмечено выше, в спектре излучения усилителя присутствуют шумы, что обусловлено широкой полосой усиления >14% устройства. В [11] было показано, что мощное широкополосное излучение наблюдается и в отсутствие входного сигнала из-за усиления собственных шумов РЭП. Получить относительно высокий уровень отношения сигнал/шум в режиме усиления монохроматического сигнала удалось благодаря обнаруженному эффекту подавления шумов [8]. Он заключается в том, что включение входного сигнала приводит к уменьшению уровня шумов, наблюдаемых в его отсутствие. Экспериментальное исследование этого эффекта составляет основное содержание данной работы.

Прежде чем перейти к следующему разделу, заметим, что последний абзац разд. 1 написан на основе результатов работ [7–10]. Быстро ознакомиться с этими работами можно в обзорной статье [10] в журнале УФН, доступной на сайте указанного издания. Далее в ссылках в круглых скобках указывается номер раздела статьи 10, например, [10(11)].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСИЛИТЕЛЯ

Схема плазменного релятивистского СВЧусилителя монохроматического входного сигнала и его параметры были неоднократно описаны, в частности, они приведены в статьях [8, 9, 10(11)], рис. 1. Импульсный РЭП длительностью 500 нс, энергией электронов 500 кэВ и током 2 кА инжектируется в металлическую трубу диаметром 10 см, частично заполненную плазмой. Установка работает в режиме одиночных импульсов. Плазма заготавливается заранее, до момента инжекции РЭП, за счет ионизации газа дополнительным электронным пучком. Эксперименты по измерению абсолютных значений плотности плазмы были описаны в [10(4), 12]. Было показано, что плотность плазмы *п* пропорциональна току дополнительного электронного пучка, поэтому величина этого тока используется для измерения плотности заготовленной плазмы в относительных единицах. Плазма и РЭП имеют вид трубок. Постоянство поперечных размеров плазмы и РЭП вдоль волновода поддерживается с помощью продольного магнитного поля 4.5 кГс. Диаметр трубчатой плазмы равен 4 см, а толщина 2 мм. Плотность плазмы изменялась от 0.5 до  $3 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. В плазму вводилась электромагнитная энергия от магнетрона на частоте  $f_0 =$ = 2.74 ГГц. Мощность входного импульса усиливалась электронным пучком при выполнении условия черенковского резонанса, когда скорость



**Рис. 1.** Схема плазменного релятивистского СВЧ-усилителя. *1* – взрывоэмиссионный катод, *2* – анод, *3* – РЭП, *4* – плазма, *5* – коллектор, *6* – рупор, *7* – СВЧ-поглотитель, *8* – коаксиальный вход усилителя, *9* – приемная антенна, *10* – калориметр, *11* – СВЧ-аттенюатор, *12* – осциллограф.

электронов РЭП примерно равна фазовой скорости плазменной волны.

Регистрация усиленного сигнала осуществляется следующим образом. Излучение возбуждает ток в приемной антенне, расположенной на расстоянии 75 см от апертуры рупора плазменного релятивистского СВЧ-усилителя. Сигнал с антенны U(t) по кабелю поступает на аттенюатор 60 дБ и далее регистрируется осциллографом с полосой частот до 4 ГГц.

Перечислим параметры эксперимента, которые были неизменны: это индукция внешнего магнитного поля, энергия электронов РЭП, давление газа, размеры пучка, плазмы и деталей конструкции плазменного СВЧ-усилителя. Изменялись мощность входного сигнала от магнетрона и плотность плазмы. Отметим, что зависимости параметров излучения от плотности плазмы и от мощности входного сигнала были получены на основе анализа двух разных импульсов РЭП. Строго говоря, это можно делать только при наличии полной воспроизводимости параметров РЭП и плазмы от одного импульса ускорителя к другому. Обработка осциллограмм U(t) производилась так же, как в [13]. Спектральный анализ осуществлялся методом быстрого преобразования Фурье. Передний фронт и амплитуда импульса напряжения воспроизводятся с высокой точностью от одного импульса к другому, а задний фронт имеет значительный джиттер. Поэтому полная длительность импульса напряжения была увеличена до  $\approx 700$  нс. а для определения спектра импульса использовалась только часть осциллограммы U(t) длительностью 262.144 нс. Интервал между точками на осциллограмме был равен 16 пс. Начало этого отрезка времени соответствовало выходу импульса напряжения, подаваемого на катод ускорителя, на плато. Таким образом, изучались параметры излучения при постоянной энергии электронов. Кроме того, отсекалось шумовое излучение, наблюдаемое на заднем фронте импульса напряжения. При анализе узкополосного спектра в малой окрестности частоты входного сигнала обрабатывался отрезок времени длительностью  $t_2 - t_1 \approx 262$  нс. Первая и последняя точки отрезка  $t_1$  и  $t_2$  выбирались так, чтобы  $U(t_1) \approx U(t_2) \approx 0$ , а также чтобы знаки U(t) и производной dU/dt в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  совпадали.

Основным измеряемым параметром излучения

являлась энергия CBЧ-импульса  $W = \int_{0}^{t_2} U^2(t) dt$ . Эта величина имеет размерность В<sup>2</sup> с. Учитывая коэффициент ослабления СВЧ-сигнала перед входным сопротивлением осциллографа равным 50 Ом, получаем равенство 1  $B^2 c \Leftrightarrow 2 \times 10^{-3} Дж.$ Энергия Шпропорциональна плотности энергии излучения на оси СВЧ-пучка. Ранее было показано, что величина W пропорциональна полной энергии СВЧ-импульса, измеренной калориметром [10(5)], во всем диапазоне изменения плотности плазмы [8, 9, 10(11)]. Это свидетельствует о постоянстве поперечной структуры СВЧ-пучка. Постоянство структуры СВЧ-пучка было также подтверждено прямыми измерениями [10(11), 14]. Таким образом, мы считаем, что величина W, измеряемая в одной точке, пропорциональна энергии излучения в полном сечении СВЧ-пучка, и в дальнейшем для краткости называем эту величину энергией излучения. Задача данной работы состояла в определении значений энергии излучения на разных участках спектра сигнала U(t).

Известно, что

$$\int_{0}^{T} U^{2}(t)dt = 2\int_{0}^{\infty} |A(f)|^{2} df,$$
(1)

где A — амплитуда спектра сигнала U(t). Поэтому сначала определялся спектр СВЧ-излучения A(f)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

в интервале 262 нс и вычислялась величина W в этом временном интервале. Затем по формуле (2) определялась доля энергии СВЧ-импульса,  $f_0 \pm \delta f_1$ . Мы называем эту величину энергией усиленного сигнала магнетрона –  $W_{f_0}$ ,

$$W_{f_0} = 2 \int_{f_0 - \delta f_1}^{f_0 + \delta f_1} |A|^2 df.$$
 (2)

Здесь  $\delta f_1 \ll f_0$ , конкретное значение  $\delta f_1$  будет указано в тексте при изложении результатов эксперимента. Энергию шума от 0 до 4 ГГц вне диапазона частот 2.74 ГГц  $\pm \delta f_1$  при наличии входного сигнала обозначаем  $W_1$ . Она вычислялась как разность между полной энергией W и энергией  $W_{f_0}$ . Наконец, энергия СВЧ-излучения в диапазоне частот от 0 до 4 ГГц в отсутствие входного сигнала обозначается  $W_2$ . Как показано в работах [7, 8, 11], излучение плазменного усилителя в отсутствие входного сигнала связано с усилением собственных шумов РЭП. Шумы РЭП регистрируются в отсутствие плазмы, и нижняя граница их спектра составляет примерно 1 ГГц, а верхняя превышает 4 ГГц. Ширина полосы усиления плазменного СВЧ-усилителя примерно равна 2 ГГц, поэтому спектр выходного сигнала плазменного усилителя всегда уже спектра шумов РЭП в вакууме. Средняя частота усиленных шумов РЭП возрастает с ростом плотности плазмы [15]. Как показано в [16], структура напряженности электрического поля СВЧ-пучка шумового сигнала на выходе из рупора почти не отличается от структуры СВЧ-пучка, которая регистрируется при включении входного сигнала на частотах 2.7 ГГц и 3.1 ГГц. Это дает нам основание полагать, что энергия, измеренная на оси СВЧ-пучка пропорциональна полной энергии шумового сигнала.

В данной работе измерялись зависимости  $W_{f_0}$ ,  $W_1$  и  $W_2$  от плотности плазмы *n*. Зависимости  $W_{f_0}$  (*n*) и  $W_2(n)$  были измерены для двух значений мощности входного сигнала  $P = P_0$  и 0.4  $P_0$ . Мощность входного сигнала изменялась за счет изменения числа поглотителей в выходном волноводном тракте магнетрона. Для определения мощности входного сигнала в конце волноводного тракта магнетрона был установлен зонд, измеряющий напряженность электрического поля. Амплитуда СВЧ-импульса зонда постоянна в течение 6 мкс, поэтому для определения мощности входного сигнала в относительных единицах было достаточно измерить амплитуду этого сигнала.

# 3. ЗАВИСИМОСТИ ВЕЛИЧИН $W_{f_0}$ , $W_1$ , $W_2$ ОТ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В плазменном релятивистском усилителе монохроматического входного сигнала основная доля энергии излучается на частоте входного сигнала, и часть энергии излучения находится в шумах [8–10 (11)]. Характерный спектр сигнала усилителя представлен на рис. 2а, б, в. На рис. 2а видно, что ширина спектра шумов составляет около 2 ГГц. Отношение сигнал-шум равно примерно 25 (28 дБ), рис. 2а, 2в.

Эффект подавления шумов при включении входного сигнала демонстрируют рисунки 2в и 2г. Масштабы на осях рис. 2в и рис. 2г одинаковы.

Прежде чем перейти к описанию зависимостей W(n), необходимо определить значение  $\delta f_1$ , для которого будет осуществляться расчет интеграла  $W_{f_0}$  по формуле (2). Рассмотрим зависимость  $W^*(\delta f) = \int_{f_0-\delta f}^{f_0+\delta f} |A|^2 df$  для сигнала, спектр которого представлен на рис. 2а. Как видно из рис. 3, в точке  $\delta f = 30$  МГц величина  $W^* \approx 0.9W$ . Плавное увеличение интеграла  $W^*$  при  $\delta f \approx$  $\approx 30$  МГц вызвано наличием шумов в спектре сигнала, см. рис. 26. В дальнейшем при вычислении величин  $W_{f_0}$  используется  $\delta f_1 = 30$  МГц.

Как было отмечено выше, при подаче на вход устройства сигнала от магнетрона наблюдается эффект подавления шумов. Данный эффект для конкретного значения плотности плазмы показан на рис. 2в, г. На рис. 4 приведена зависимость энергии усиленного сигнала  $W_{f_0}$  от плотности плазмы *n*. А также показано, как с изменением плотности плазмы меняется энергия в шумах при подаче на вход устройства монохроматического сигнала –  $W_1(n)$ , и как меняется энергия шумового излучения в отсутствие входного сигнала –  $W_2(n)$ .

Линии на рис. 4 получены в результате аппроксимации экспериментальных точек полиномом. Величина  $R^2$  — коэффициент достоверности аппроксимации экспериментальных точек кривыми. При расчете этой величины использовалась стандартная функция программы Excel, основанная на методе наименьших квадратов. Степень полинома от 3 до 6 для каждой кривой выбиралась так, чтобы получить максимальное значение  $R^{2}$ . Также учитывалось, что аппроксимирующая кривая должна лежать выше нуля во всем диапазоне значений п. Напомним, что единица измерения энергии СВЧ-импульса на осциллографе  $10^{-7} B^2 \cdot c$  соответствует энергии  $2 \times 10^{-3} Дж$ , поступающей на антенну. Таким образом, на антенну поступает малая доля от полной энергии излучения плазменного усилителя, которая согласно калориметрическим измерениям достигает 25 Дж, [10(11)]. На графике рис. 4 видно, что максимальные значения усиленного сигнала  $W_{f_0}$  =  $(8-9) \times 10^{-8} B^2 \cdot c$  наблюдаются в диапазоне значений плотности плазмы 6.5 < *n* < 9 отн. ед. В этом



Рис. 2. а) — спектр сигнала плазменного релятивистского СВЧ-усилителя; б) — участок спектра того же сигнала в интервале частот от 2.6 до 2.9 ГГц; в) — спектр шумов, сопровождающих усиленный монохроматический сигнал 2а (масштаб по оси ординат увеличен); г) — спектр шумов в отсутствие входного сигнала. Плотность плазмы постоянна и равна 6.72 отн. ед.

же диапазоне наблюдается эффект подавления шумов:  $W_1 < W_2$ . В диапазоне значений плотности плазмы 8 < n < 9 отн. ед. наблюдается обратный эффект: включение входного СВЧ-сигнала приводит к увеличению энергии шумов,  $W_1 > W_2$ . Эффект подавления шумов нестабилен: в отдельных импульсах энергия шумов при P = 0 превышает энергию шумов при  $P = P_0$  в 4 раза, в то время как в других это отношение равно 1 - 0.8. Нестабильность эффекта подавления шумов связана в основном с плохой повторяемостью импульсов при P = 0 и, как следствие, с большим разбросом значений энергии шумов  $W_2$ . Это, в частности, следует из сравнения параметров  $R^2$  для двух кривых  $W_1(n)$  и  $W_2(n)$  на рис. 4.

Увеличение энергии шумов  $W_1$  с ростом плотности плазмы в диапазоне 6.5 < n < 9 отн. ед. приводит к уменьшению отношения сигнал-шум  $W_{f_0}/W_1$  от 6 до 2 при больших значениях n, что

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

равносильно увеличению доли энергии шумов в полной энергии излучения от 14% до 33%.

Приведем теперь зависимости энергий СВЧизлучения от плотности плазмы аналогичные зависимостям, показанным на рис. 4, при меньшей мощности входного сигнала  $P = 0.4P_0$ , рис. 5. Здесь максимальное усиление на частоте входного сигнала имеет место примерно в том же диапазоне значений плотности плазмы 7 < n < 9 отн. ед., но усиление в этом диапазоне стало менее стабильным. Среднее значение  $W_{f_0}$  в диапазоне 7 < n < 9 отн. ед. равно (4 ± 1.74) ×  $10^{-8}$  B<sup>2</sup> · с, тогда как среднее значение  $W_{f_0}$  при  $P = P_0$  в диапазоне 6.5 < n < 9 отн. ед. равно (7.46 ± 1.27) × 10<sup>-8</sup> В<sup>2</sup> · с. Максимальный уровень энергии усиленного сигнала примерно сохранился, но он наблюдается в очень узком диапазоне значений плотности плазмы. Малый разброс значений энергии  $W_{f_0}$  и более



**Рис. 3.** Зависимость энергии СВЧ-импульса на участке спектра  $f_0 \pm \delta f$  от параметра  $\delta f$ .

высокое значение  $R^2$  для кривой  $W_{f_0}(n)$  при мощности  $P_0$  позволяет предположить, что при значении  $W_{f_0} = 9 \times 10^{-8} \text{ B}^2 \cdot \text{с}$  наступает насыщение сигнала усилителя. По-прежнему при малых значениях плотности n < 7.5 отн. ед. уровень шумов в отсутствие входного сигнала превышает уровень шумов при наличии входного сигнала, но эффект подавления шумов при мощности входного сигнала 0.4  $P_0$  проявляется значительно слабее, чем при  $P_0$ .

Таким образом, область значений плотности плазмы, в которой наблюдается значительное усиление входного сигнала, делится на два диапазона. В одном из них 6.5 < n < 8 отн. ед. (диапазон *A*) наблюдается подавление шумов  $W_1 < W_2$ , тогда

как в другом  $8 \le n \le 9$  отн. ед. (диапазон *B*), наоборот, наблюдается их усиление  $W_1 \ge W_2$ .

# 4. ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ СПЕКТРОВ УСИЛЕННОГО СИГНАЛА ОТ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

При изменении плотности плазмы изменяется ширина спектра усиленного сигнала U(t), рис. 6.

Ширина спектра определялась по уровню  $A_{\text{max}}/2$ , и для спектра магнетрона она была равна 3.8 МГц. Видно, что ширина спектра усиленного сигнала не всегда совпадает с шириной спектра сигнала магнетрона, рис. ба. Зависимость ширины спектра импульса усилителя от плотности плазмы показана на рис. 7. В области максимального усиления при 6.5 < n < 9 отн. ед. на рис. 7 можно выделить два диапазона значений плотности плазмы, характеризующиеся разной шириной спектра. В диапазоне A (6.5 < n < 7.6 отн. ед.) спектр имеет большую ширину, в диапазоне B (7.9 < n < 9 отн. ед.) – малую.

Таким образом, в диапазоне *A*, в котором наблюдалось подавление шумов, спектр усиленного сигнала широкий, в диапазоне *B* ширина спектра усиленного сигнала примерно равна ширине спектра входного сигнала.

# 5. ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТСУТСТВИЕ ВХОДНОГО СИГНАЛА

Назовем средней частотой шумового СВЧ-сигнала при P = 0 частоту  $f_1$ , для которой энергия шумов при  $f < f_1$  равна энергии при  $f > f_1$ .



**Рис. 4.** Зависимости  $W_{f_0}(n)$  и  $W_1(n)$  для значения мощности входного сигнала от магнетрона  $P_0$  ( $\approx 25$  кВт), а также зависимость  $W_2(n)$  для P = 0. Величина  $R^2$  – коэффициент достоверности аппроксимации экспериментальных точек кривыми.



**Рис. 5.** Зависимость энергии усиленного сигнала  $W_{f_0}(n)$ , зависимость энергии шумов при наличии сигнала от магнетрона  $W_1(n)$  при мощности входного сигнала  $P = 0.4P_0$ , а также зависимость энергии шумового излучения  $W_2(n)$  от плотности плазмы в отсутствие входного сигнала, P = 0.



**Рис. 6.** Спектры импульсов U(t) магнетрона (а) и плазменного усилителя (б, в) при n = 6.64 и 8.72 отн. ед. соответственно. Мощность входного сигнала  $P = P_0$ . На вставках показаны осциллограммы U(t). Черным цветом показан полный сигнал, а серым – часть сигнала, прошедшая через фильтр  $f_0 \pm 15$  МГц.

В соответствии с теорией максимальное усиление с ростом плотности плазмы должно наблюдаться на более высоких частотах, что и демонстрирует рис. 8.

# 6. СВОДКА ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Средние значения измеренных величин в двух диапазонах A и B сведены в таблице 1 ( $P = P_0$ ).

Таблица 1.

Из таблицы следует:

1. В диапазоне *A* регистрируется максимальное значение  $\langle W_{f_0} \rangle$  при относительно высоком уровне стабильности. В диапазоне *B* величина  $W_{f_0}$  незначительно уменьшается, и ухудшается стабильность.

2. В диапазоне *A* регистрируется минимальное значение шумов  $\langle W_1 \rangle$ , их энергия примерно в 2 раза меньше, чем в диапазоне *B*. Это приводит к то-

п, отн.ед	$\langle W_{f_0} \rangle$ , 10 <sup>-8</sup> B <sup>2</sup> c	$\langle W_1 \rangle$ , $10^{-8} \mathrm{B}^2 \mathrm{c}$	$\langle W_2 \rangle$ , $10^{-8} \mathrm{B}^2 \mathrm{c}$	$\langle \Delta f \rangle$ , МГц	$\langle W_1  angle / \langle W  angle$ , %
Диапазон <i>А</i> 6.5—7.8	$7.95\pm1.05$	$1.53\pm0.39$	2.9 ± 1.83	$10.2 \pm 2.3$	$16 \pm 2.5$
Диапазон <i>В</i> 8—9	7.16 ± 1.24	3.39 ± 1.12	$1.37 \pm 0.96$	$6\pm0.9$ Гц	$36 \pm 6.6$



**Рис.** 7. Зависимость ширины спектра импульса усилителя от плотности плазмы,  $P = P_0$ .

му, что доля энергии шумов в СВЧ-импульсе в диапазоне *A* равна 16%, а в диапазоне *B* – 36%, и это происходит несмотря на то, что уровень шумов в отсутствие входного сигнала  $\langle W_2 \rangle$  в диапазоне *A* больше.

3. В диапазоне *В* ширина спектра усиленного сигнала примерно равна ширине линии магнетрона. В диапазоне *А* ширина спектра усиленного сигнала превышает ширину линии магнетрона более чем в 2 раза.

4. Включение магнетрона приводит к стабилизации энергии шумов. При этом в диапазоне Aэнергия  $\langle W_1 \rangle$  становится меньше  $\langle W_2 \rangle$ , то есть наблюдается подавление шумов. В диапазоне B напротив, включение магнетрона приводит к тому, что  $\langle W_1 \rangle$  начинает превышать  $\langle W_2 \rangle$ .

# 7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

На основании линейной теории были проведены расчеты зависимости мощности излучения от плотности плазмы [9]. Расчет выполнялся в приближении бесконечно тонкой трубчатой плазмы и бесконечно большого магнитного поля. Вычислялся коэффициент усиления мощности излучения на частоте 2.74 ГГц. Он равен  $K = \exp(2L\delta K)$ , здесь  $\delta K$  – пространственный инкремент роста амплитуды электрического поля волны в плазме, L – длина системы плазма-пучок. Геометрия расчета совпадала с геометрией эксперимента: радиус металлического волновода 5 см, радиусы трубчатой плазмы 2.1–1.9 см, радиусы трубчатого пучка 1.7–1.3 см.

Результат расчета приведен на рис. 9. Из этого рисунка следует, что максимальное значение коэффициента усиления равно 42 дБ. Расчет проводился для пространства взаимодействия длиной L = 55 см. В реальной установке L = 75 см, однако в эксперименте в пространстве взаимодействия расположен поглотитель длиной 30 см, поэтому сравнить расчетные значения K с экспериментальными значениями невозможно. Если счи-



**Рис. 8.** Зависимость средней частоты шума от плотности плазмы для P = 0.

тать, что эффективная длина взаимодействия в эксперименте равна 55 см, то линейная теория позволяет объяснить наблюдаемый коэффициент усиления равный 39 дБ (от 25 кВт до 150 МВт). Из линейной теории также следует, что ширина полосы усиления по плотности плазмы равна 60% (по уровню 3 дБ), что превышает результат эксперимента в 1.3–1.4 раза, рис. 4.

На рис. 10 показаны расчетные зависимости K от частоты входного сигнала для различных значений плотности плазмы. Из рисунка следует, что максимальное значение коэффициента K с ростом плотности плазмы увеличивается и достигается на более высоких частотах. Ширина полосы усиления по частоте при фиксированном значении плотности плазмы равна 32% (по уровню 3 дБ).

На рис. 11 представлено сравнение экспериментальных зависимостей энергии излучения  $W_{f_0}(n)$  при разных значениях мощности входного сигнала рис. 4, 5 с расчетной кривой линейного коэффициента усиления K(n) рис. 9.

Плотность плазмы измерялась в относительных единицах. Для наложения экспериментальных кривых на график расчетной кривой было сделано предположение, что расчетная кривая



**Рис 9.** Расчетная зависимость линейного коэффициента усиления мощности входного сигнала на частоте 2.74 ГГц от плотности плазмы, K(n), для L = 55 см.


**Рис. 10.** Расчетная зависимость линейного коэффициента усиления мощности входного сигнала от частоты входного сигнала, K(f). Кривые 1-3 соответствуют значениям плотности плазмы n = 1; 1.2; 1.36 ×  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

должна отражать экспериментальную зависимость энергии излучения для входного сигнала с малым уровнем мощности. При этом оказалось, что экспериментальное значение n = 6 отн. ед. соответствует  $n = 1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Если приведенные выше предположения верны, то мы получаем соотношение экспериментальных значений *n* в отн. ед. и абсолютных значений *n*. Другой способ перевода экспериментальных значений *n* в отн. ед. в абсолютные значения *n* основан на сравнении результатов эксперимента рис. 8 и расчета рис. 10. Предположим, что средняя частота шумового излучения в отсутствие входного сигнала  $f_1$  для данного значения плотности плазмы совпадает с частотой, при которой коэффициент усиления достигает максимального значения. Тогда, согласно рис. 10, значения частот 2.57, 3, 3.3 ГГц должны достигаться при значениях плотности плазмы n = 1; 1.2;  $1.36 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Из рис. 8 следует, что такие значения средних частот шумового излучения, 2.57, 3, 3.3 ГГц, наблюдаются при n =6.2, 6.7, 7.2 отн. ед. соответственно. Это означает, что  $n = 1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> соответствуют n = 6.2, 5.6, 5.3отн. ед. Таким образом, два независимых способа сравнения результатов эксперимента с расчетом приводят к примерно одинаковому результату калибровки значений плотности плазмы  $n = 1 \times$  $\times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>  $\approx$  6 отн. ед.

Резкое расхождение результатов эксперимента и расчета возникает при  $n > 1.5 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> (9 отн. ед.). В эксперименте в этом диапазоне значений плотности плазмы наблюдается резкое падение как энергии усиленного сигнала при разных значениях мощности входного сигнала, так и энергии шума в отсутствие входного сигнала. Тогда как по линейной теории такого срыва мощности быть не должно. Напомним, что приведенные выше расчеты были проведены в приближении бесконечно большого магнитного поля  $\omega_H \gg \omega_p$ . В эксперименте, согласно используемой абсолютной калибровке значений плотности,  $\omega_H > \omega_p$ , а при значении плотности  $n = 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  выполняется соотношение  $\omega_H \approx \omega_p$  ( $\omega_H = 8 \times 10^{10}$  рад/с,  $\omega_p = 7 \times$ × 10<sup>10</sup> рад/с).



**Рис. 11.** Сравнение результатов расчета и эксперимента. Кривые 1 и 2 – экспериментальные зависимости  $W_{f_0}(n)$ , построенные для случаев  $P = P_0$  и  $P = 0.4P_0$  соответственно. Кривая 3 – расчетная зависимость K(n).

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы два режима плазменного СВЧусилителя: при подаче на вход монохроматического сигнала и без входного сигнала.

Плазменный СВЧ-усилитель в отсутствие входного сигнала усиливает собственные шумы РЭП. В результате возникает мощное шумовое излучение в полосе частот около 2 ГГц. Средняя частота этого излучения, в соответствии с линейной теорией, возрастает с увеличением плотности плазмы.

При включении входного сигнала имеют место два процесса: усиление входного сигнала и усиление шумов РЭП. При этом параметры шумов, которые были измерены в отсутствие входного сигнала, изменяются. Энергия шумов при подаче сигнала на вход устройства становится более стабильной, то есть хорошо воспроизводится от одного СВЧ-импульса к другому. В области малых значений плотности плазмы наблюдается эффект подавления шумов. Он состоит в том, что включение входного сигнала уменьшает усиление шумов РЭП. В более плотной плазме наблюдается обратный эффект – включение входного сигнала увеличивает усиление шумов РЭП. Таким образом, в редкой плазме достигается максимальное отношение энергии сигнала на частоте внешнего источника к энергии шумов. При изменении плотности плазмы происходит изменение ширины спектра излучения на частоте входного сигнала. При малых значениях плотности плазмы ширина спектра усиленного сигнала более чем в 2 раза превышает ширину спектра входного сигнала. При больших значениях плотности плазмы ширина спектра усиленного сигнала примерно совпадает с шириной спектра входного сигнала.

Некоторые экспериментальные закономерности удается качественно объяснить на основе линейной теории. Максимальное усиление входного сигнала в эксперименте и в расчете. проведенном в соответствии с линейной теорией, имеет место в одном и том же диапазоне значений плотности плазмы. Расчетные значения ширины полосы усиления по частоте и по плотности плазмы не противоречат экспериментальным значениям. Линейная теория позволяет качественно описать зависимость средней частоты шумов от плотности плазмы плазменного усилителя в отсутствие входного сигнала. Другие закономерности, обнаруженные в этой работе, на данный момент объяснения не имеют и будут исследованы в дальнейшем. В настояшее время проводится численное моделирование процесса усиления монохроматического СВЧ-сигнала при наличии шумовой модуляции тока РЭП с помощью программы "КАРАТ".

Авторы выражают благодарность И.Н. Карташову, М.В. Кузелеву, А.В. Пономарёву, Д.К. Ульянову и Н.И. Карбушеву за полезное обсуждение текста статьи и сделанные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-08-00625А.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Shiffter D., Ivers J.D., Kerslick G.S., Nation J.A., Schächter L.A. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 899.
- Волков А.Б., Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Кораблев Г.С., Кулагин И.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 6.
- 3. Lau Y.Y., Friedman M., Krall J., Serlin V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18. P. 546.
- 4. Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Kolganov N.G., Kovalev N.F., Petelin M.I., Savelyev A.V., Soluyanov E.I., Yastrebov V.V., Fuks M.I., Schamiloglu E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30 (3). P. 1041.
- Jun Zhang, Dian Zhang, Yuwei Fan, Juntao He, Xingjun Ge, Xiaoping Zhang, Jinchuan Ju, Tao Xun // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 010501. https://doi.org/10.1063/1.5126271
- Zhenbang Liu, Hua Huang, Xiao Jin, Lurong Lei, Lei Zhu, Lele Li, Shifeng Li, Wenkang Yan, Hu He // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 093110. https://doi.org/10.1063/1.4962760
- Иванов И.Е., Стрелков П.С., Шумейко Д.В. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54 (9). С. 1091.
- Strelkov P.S., Ivanov I.E., Tarakanov V.P. // 10th Int. Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications", Nyzhny Novgorod–Moscow, 2017. P. 208.
- 9. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕ-НАНД, 2018.
- 10. Стрелков П.С. // УФН. 2019. Т. 189 (5). С. 494.
- 11. Стрелков П.С., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 644.
- Лоза О.Т., Пономарев А.В., Стрелков П.С., Ульянов Д.К., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 222.
- Карташов И.Н., Кузелев М.В., Стрелков П.С., Тараканов В.П. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 250.
- 14. Алексеев И.С., Иванов И.Е., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 277.
- Стрелков П.С., Тараканов В.П., Диас Михайлова Д.Е., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 335.
- 16. Иванов И.Е. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 633.

## \_\_\_\_\_ ДИАГНОСТИКА \_\_ ПЛАЗМЫ

УДК 537.528

# ПРОБЛЕМА УПРАВЛЯЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА РАЗРЯД МОЛНИИ

© 2021 г. Э. М. Базелян\*

АО "Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского", Москва, Россия \*e-mail: bazelyan@eninnet.ru Поступила в редакцию 30.09.2020 г. После доработки 02.11.2020 г. Принята к публикации 03.11.2020 г.

Установлена специфика развития встречного разряда от заземленного электрода в поле отрицательного ступенчатого лидера молнии. Показано, что управляющие импульсы высокого напряжения эффективны только при воздействии непосредственно на встречный лидер. Получены аналитические выражения для оценки условий старта встречного разряда непосредственно в стримерной форме, минуя стадию нестационарной ультракороны, а также для определения амплитуды управляющего импульса, способного возбудить восходящую молнию от электрода заданной высоты в атмосфере, свободной от заряда ультракороны. Численным моделированием определены параметры управляющего импульса напряжения для возбуждения триггерной молнии в реальной грозовой обстановке. Установлено резкое снижение эффективности управляющих воздействий длительностью в единицы микросекунд. Экспериментально доказано, что последствиями воздействия таких импульсов является задержка формирования встречного лидера, но никак не его стимулирование. Установлена причина снижения эффективности молниеотводов раннего стримерного инициирования по сравнению с традиционными той же высоты

*Ключевые слова:* молния, электрическое поле, встречный разряд, управляющее напряжение, компьютерное моделирование, ультракорона, стример, лидер, активный молниеотвод

DOI: 10.31857/S0367292121030033

### введение

Положительный ответ на вопрос о возможности управления разрядом молнии не вызывает сомнений. Основанием к этому является многолетний опыт искусственного воспроизводства так называемых триггерных молний, которые в грозовой обстановке стартуют от вершины малогабаритной ракеты, поднимающей на высоту около 200 м заземленную проволоку [1]. Не менее убедительным представляется и факт зарождения молний от крупногабаритных авиалайнеров, пролетающих в непосредственной близости от заряженных облаков [2]. Анализ эффективности управляющих воздействий на молнию излучением мощных лазеров представлен в обзоре [3]. Проблема заключается не в установлении факта управления молнией, а в оценке уровня эффективных управляющих воздействий. Она стала предметом повышенного внимания в последние годы в связи с насыщением рынка средств молниезащиты так называемыми активными молниеотводами, которые, по мнению их разработчиков, обеспечивают высокую надежность защиты от прямых ударов молнии на большой территории.

Внимание к искусственному изменению условий формирования длинного искрового разряда проявилось еще в начале прошлого века, когда в лаборатории М. Кюри безуспешно пытались понизить электрическую прочность воздуха за счет его радиоактивного облучения. Тем не менее, неудача не помешала массовому появлению в середине прошлого века радиоактивных молниеотводов с рекламными гарантиями исключительно высокой надежности перехвата нисходящих молний. О них уже давно никто не вспоминает сегодня, рекламируя новые конструкции активных молниеотводов. Всех их объединяет единый принцип построения рекламы. Ее основу составляет описание некоторого реально существующего физического явления, принципиально способного изменить условия зарождения или траекторию длинной искры. При этом умалчивается требуемый уровень управляющего воздействия. его полевые и энергетические характеристики. Разработчиков таких систем мало смущают результаты анализа работы активных молниеотводов в реальных условиях, которые демонстрируют достаточно высокую вероятность прорыва молнии в их зону защиты [4]. Контраргументом здесь служит тот факт, что надежность работы любого защитного средства заведомо меньше 1, а конкретный момент прорыва молнии к защищаемому объекту нельзя прогнозировать. Представляется естественным и некоторое скептическое отношение к результатам сравнительных испытаний активных молниеотводов и традиционных той же высоты в полевых [5] и лабораторных условиях [6]. Невзирая на действие дополнительного импульса напряжения в этих экспериментах, стимулирующего более ранний старт встречного разряда от вершины активного молниеотвода, в экспериментах наблюдался преимущественный перехват искрового канала не им, но традиционным молниеотводом, лишенным каких-либо управляющих воздействий.

Целенаправленная критика активных молниеотводов, в первую очередь ESE-системы (раннее стримерное инициирование), длится без особого успеха не менее двух десятилетий. Как правило, основой критических работ является сопоставление на основе компьютерного моделирования условий изменения электрического поля в атмосфере за счет формирования лидера нисходящей молнии и встречного лидера, стартующего от вершина молниеотвода [7–9]. К сожалению, результаты таких работ ограничиваются качественными выводами частного характера. Они не способны дать однозначную количественную оценку фактической эффективности рассматриваемой системы молниезащиты. Как пример можно привести в русском переводе основной вывод [7]: "Однако ESE- эффект не применим к молниеотводам при воздействии электрического поля лидера нисходящей молнии по той причине, что скорость роста электрического поля молнии меняется от медленной к более быстрой, тогда как рост коммутационного электрического поля (используемое для лабораторных испытаний ESE-молниеотводов), напротив, меняется от быстрого к медленному." На основе сказанного вряд ли можно пояснить неожиданные результаты экспериментов [5, 6], тем более, убедить отказаться от производства и продаж ESE-молниеотводов.

Максимум, на что идут критики ESE-молниеотводов, это приравнивание их защитного действия к эффективности молниеотводов традиционного исполнения [8], — факт далеко не очевидный, если принять во внимание уже упоминавшиеся результаты экспериментов [5, 6].

Чтобы оценить возможности управления молнией в интересах молниезащиты, представляется целесообразным рассмотреть количественно последствия воздействия управляющего напряжения на условия старта и последующего развития встречного разряда от вершины молниеотвода, сосредоточив внимание на оценке влияния амплитуды управляющего импульса и его временных параметров в диапазоне, свойственном формированию нисходящей молнии.

## 1. ВСТРЕЧНЫЙ РАЗРЯД ОТ НАЗЕМНЫХ СООРУЖЕНИЙ

Этот вид разряда представляет наибольший интерес с рассматриваемых позиций, поскольку он наиболее доступен для управляющих воздействий, а его развитие предопределяет точку удара нисходящей молнии [10] или условия старта восходящей [11]. Детальные исследования встречного разряда показали, что в медленно нарастаюшем электрическом поле грозового облака он начинается в форме нестационарной бесстримерной ультра короны, отличающейся слабым коронным током микроамперного уровня [11]. Корона формируется не только от высоких сооружений. В грозовой обстановке коронируют самые различные объекты с вершиной малого радиуса, например, ветви деревьев, кустарник и даже трава. В совокупности это создает над земной поверхностью облако объемного заряда, снижающее под собой электрическое поле грозового облака.

Компьютерная модель нестационарной бесстримерной короны, развитая в [12], использует экспериментально подтвержденное предположение о стабилизации напряженности электрического поля на коронирующей поверхности [13]. Модель позволяет оценить динамику заполнения объемным зарядом приэлектродного пространства у коронирующего очага и проследить за экранирующим действием этого заряда в электрическом поле грозового облака, нарастающем во времени, например, по релаксационному закону

$$E_0(t) = E_{0\max}(1 - e^{t/T})$$
(1)

и наложенного на него поля заряда лидера нисходящей молнии [14].

Переход встречного разряда в энергетически более мощную стримерную форму требует усиления коронного тока до некоторой критической величины, зависящей от радиуса коронирующей вершины  $r_0$ . В [15] условие перехода отождествлялось с отрывом от коронирующей поверхности и смещением в глубину промежутка области с максимальной напряженностью электрического поля, что воспринималось как рождение волны ионизации. Для электродов сферической геометрии значение критического тока по этому условию может быть оценено как

$$i_{cr} = 8\pi\varepsilon_0\mu_i r_0 E_{cor}^2, \qquad (2)$$

где  $E_{cor}$  — порог зажигания короны,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\mu_i$  — подвижность основного сорта коронных ионов. Для электродов типичного радиуса  $r_0 = 1-2$  см критический ток, равный 5–10 мА, в медленно нараста-

ющем поле грозового облака не достижим даже для экстремально высоких сооружений, высотой ~500 м.

На условия формирования нестационарной ультракороны в значительно большей степени влияет не величина электрического поля атмосферы, а скорость его роста. В начальный момент времени коронный ток тождественно равен скорости роста заряда на коронирующей поверхности электрода. Для коронирующей полусферы

$$i_{cor} = 2\pi\varepsilon_0 r_0^2 \frac{dE}{dt},\tag{3}$$

Подстановка в (3)  $i_{cor} = i_{cr}$  с учетом (2) дает оценку скорости роста поля, гарантирующего старт встречного разряда непосредственно в стримерной форме, минуя ультракорону

$$\frac{dE_0}{dt} = A_{E\,cr} = \frac{4\mu_i}{r_0 K_E} E_{cor}^2,$$
(4)

где  $K_E = E/E_0$  – кратность усиления поля атмосфера у вершины электрода.

Для стержневого электрода с радиусом вершины ~1 см независимо от его высоты при  $K_E \approx 10^4$ критическая скорость роста электрического поля близка к 10<sup>8</sup> В/(м с). Условие легко достижимо в современной высоковольтной лаборатории. Для этого к электроду нужно подать управляющий импульс напряжения около 40 кВ (порог зажигания самостоятельного разряда при  $r_0 = 1$  см) с фронтом ~4 мкс.

В реальных условиях критическая скорость роста воздействующего напряжения может быть и заметно ниже оцененной вследствие статистического времени запаздывания разряда у электрода с малой площадью вершины. Для электрона, появившегося в зоне сильного поля с запаздыванием  $\Delta t$  относительно начала роста напряжения, ситуация будет восприниматься как воздействие прямоугольного импульса напряжения амплитудой  $U = \Delta t (dU/dt)$ .

Существование разряда в стримерной форме еще не означает, что от электрода будет формироваться встречный лидер. Как известно [16], положительная длинная искра при медленной скорости роста напряжения имеет явно выраженную фазу ступенчатого развития. Компьютерный анализ, выполненный в [17], дает основание считать, что канал, сформированный в процессе развития ступеней и четко фиксируемый на непрерывных фоторазвертках в видимом оптическом диапазоне, представляет собой лишь след, оставленный достаточно быстрым стримером, скорость формирования которого достигает 10<sup>9</sup> см/с. Газовая температура такого канала не превышает 400-500 К, а проводимость не сохраняется даже в течение 1 мкс. Для старта лидера с высокотемпературным проводящим каналом необходима мощ-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

ная стримерная вспышка с длиной ветвей порядка 1 м. Падение напряжение на ней должно быть не меньше 400 кВ. При таком напряжении суммарный ток стримерных ветвей обеспечивает разогрев газа в объеме их общего стебля, стимулируя там старт лидерного канала [18].

В медленно нарастающем поле атмосферы условие (2) не выполняется не только в момент старта встречного разряда, но даже при длительном формировании короны, когда ее ток многократно превосходит начальное значение (3). Переход разряда в стримерную форму и последующий старт встречного лидера возможен только за счет быстрого усиления электрического поля зарядом лидера нисходящей молнии. В простейшей модели с равномерным распределением погонного заряда т<sub>L</sub> по длине канала скорость роста электрического поля у поверхности земли определяется как

$$\frac{dE_0}{dt} \approx \frac{\tau_L v_L}{2\pi\epsilon_0 h^2} \tag{5}$$

Здесь  $v_L$  — усредненная скорость роста лидера нисходящей молнии, который при выполненной оценке предполагался прорастающим строго вертикально по оси заземленного электрода, а h высота его головки над поверхностью земли. Так, при достаточно типичных значениях  $\tau_L$  = = 0.5 мКл/м и усредненной скорости  $v_L$  = 2 × × 10<sup>5</sup> м/с скорость роста электрического поля атмосферы у поверхности земли превысит 10<sup>8</sup> B/(м с), когда канал молнии снизится до 135 м относительно поверхности земли.

Как правило, лидер отрицательной нисходящей молнии продвигается ступенчато. Механизм ступени определяется развитием объемного лидера, который стартует от границы ветвей отрицательной стримерной зоны и прорастает в основном в сторону отрицательного нисходящего лидера. [19]. При их контакте объемный лидер перезаряжается, приобретая потенциал объединенного лидерного канала. В качественном отношении волновой процесс перезарядки подобен главной стадии молнии (return stroke в английской терминологии). Скорость волны перезарядки зависит от величины скачка напряжения, который при этом реализуется. При ударе молнии в землю речь идет об изменении потенциала вплоть до 100-200 МВ, когда скорость волны может достигать 1/2-2/3 скорости света. По мере снижения потенциала и, соответственно, тока скорость волны становится заметно меньше. Именно такой режим должен быть характерным для ступеней лидера отрицательной молнии. Расчетные данные на рис. 1 дают представление о возможной скорости волны перезарядки ступени, длина которой в среднем близка к 30 м, а наиболее протяженные достигают 100-200 м [20]. Их ток и потенциал недоступны измерению. Поэтому ком-



Рис. 1. К оценке скорости распространения волны перезарядки в ступени отрицательного лидера.

пьютерные оценки были выполнены при вариации напряжения перезарядки в пределах 1— 10 MB, чему соответствует амплитуда тока в процессе перезарядки 0.5—9 кА. Все параметры расчетной компьютерной модели точно соответствовали представленным в [21].

Расчетные данные показали, что даже при минимальных значениях напряжения и тока скорость волны, перезаряжающей канал ступени, не опускается ниже 10<sup>7</sup> м/с, что почти на 2 порядка больше усредненной скорости лидера нисходящей отрицательной молнии.

Элементарная оценка при длине ступени  $\Delta l \gg h$  показывает, что скорость роста электрического поля у поверхности земли, возбужденная формированием ступени на высоте *h* определяется как

$$\frac{dE_0}{dt} = A_E \approx \frac{\tau_L v_r}{2\pi\epsilon_0 h^2} \tag{6}$$

Откуда следует, что критическая скорость роста поля  $A_E \sim 10^8 \text{ B/(м c)}$  может быть обеспечена средней по силе молнией с погонным зарядом  $\tau_{I}$  = = 0.5 мКл/м при высоте ступени над уровнем земли *h* ~ 1000 м даже в случае весьма низкой скорости распространения волны перезарядки, порядка 10<sup>7</sup> м/с. Появление такой ступени обеспечит переход встречного разряда в стримерную форму. Однако, в подобных условиях возникшая стримерная вспышка не приведет к старту встречного лидера, поскольку (как уже отмечалось выше) для разогрева ее стебля требуемый энерговклад в его объем может быть обеспечен лишь когда падение напряжения на стримерных ветвях превысит 400 кВ [18]. Компьютерные оценки по расчетной программе [12, 14] показали, что для этой цели лидер нисходящей молнии с погонным



**Рис. 2.** Динамика роста тока ультракороны от стержневого электрода высотой 30 м в процессе развития стреловидного лидера с погонным зарядом 0.5 мКл/м при скорости 10<sup>7</sup> м/с.

зарядом 0.5 мКл должен приблизиться к земле на расстояние не более 650 м.

Следует отметить, что скорость порядка 107 м/с характерна и для непрерывного роста стреловидного лидера последующих компонентов молнии. Поэтому произведенная здесь оценка в полной мере распространяется и на возбуждаемый ими встречный разряд. Расчетные данные по компьютерной программе [12, 14] на рис. 2 демонстрируют динамику роста тока ультракороны в процессе развития стреловидного лидера, который стартовал на высоте 3000 м и продвигался к земле вертикально с радиальным смещением 90 м относительно стержневого электрода высотой 30 м и радиусом 1 см. Погонный заряд стреловидного лидера в расчете оставлен равным 0.5 мКл/м. Ток короны достиг критического значения, когда головка стреловидного лидера опустилась до высоты 1100 м, что не слишком отличается от ранее полученного результата для ступенчатого отрицательного лидера. Как уже показано выше, стримерная вспышка в подобных условиях не в состоянии возбудить старт встречного лидера.

Таким образом, момент старта встречного лидера трудно определить однозначно. Он в значительной степени зависит от таких случайных параметров, как погонный заряд лидера молнии, средняя скорость его развития, число ступеней, длина каждой из них и высота их возникновения. Это означает, что случайным образом варьируется и электрическое поле атмосферы, в котором предстоит продвигаться встречному лидеру.

## 2. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ УПРАВЛЯЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Ни ультракорона с ее объемным зарядом, ни стримерная вспышка, сохраняющая проводимость лишь в течение десятых долей микросекунды, не в состоянии воздействовать на ориентировку лидера нисходящей молнии. На это способен только встречный лидер, длина которого для практически значимого эффекта, как минимум, должна быть сопоставима с высотой объекта, от которого он стартовал. Следовательно, эффективность управляющих воздействий должна оцениваться способностью не только стимулировать старт встречного лидера, но и поддерживать его устойчивое развитие в течение достаточно длительного времени. Результаты этого раздела получены при помощи упрощенной расчетной компьютерной модели лидерного процесса от заземленного стержневого электрода конкретной высоты и радиуса [18]. В качестве исходных данных модель использует результаты расчета нестационарной ультракороны от вершины электрода в электрическом поле атмосферы, нарастающем по заданному закону в течение заданного времени. По результатам этих расчетов в программу расчета встречного лидера вводится исходное распределение электрического поля в слое объемного заряда ультракороны над вершиной электрода. Электрическое поле грозового облака во время расчета встречного лидера принимается неизменным. Условия зарождения встречного лидера не рассматриваются. Предполагается, что его старт априори обеспечен стримерной вспышкой требуемой мощности.

На каждом расчетном шаге определяется распределение заряда по поверхности металлического стержневого электрода и уже сформированного канала встречного лидера, а также эффективный потенциал его головки, который служит исходным параметром для расчета длины стримерной зоны лидера, его тока, продольной напряженности электрического поля в канале и скорости роста канала. Под эффективным напряжением понималась разность потенциалов собственно лидерной головки и точки ее расположения, где поле создается объемным зарядом короны и априори заданным электрическим полем атмосферы (его источник грозовое облако и канал лидера нисходящей молнии). Достаточно большое время формирования встречного лидера позволило считать, что в большей части его канала состояние плазмы не отличается от состояния квазистационарной дуги, поле которой согласно [22] принято обратно пропорциональным лидерному току.

$$E_L \approx \frac{a_E}{i_L} \text{ B/M},$$
 (7)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

где  $a_{\rm E} = 3 \times 10^4$  ВА/м. При этом скорость роста встречного лидера задается эмпирическим соотношением через эффективное напряжение на головке его канала

$$V_L \approx b_v \sqrt{U_{ef}} \text{ mc},$$
 (8)

где  $b_v = 15 \text{ м/(B^{1/2} c)}$ . Ток лидера определялся скоростью поставки заряда формирующемуся каналу с погонной емкостью  $C_L$ 

$$i_L = C_L U_{ef} \mathbf{v}_L, \tag{9}$$

причем погонная емкость лидера определяется в основном зарядом его чехла радиусом  $R_{\rm cov}$ 

$$C_L = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(L/R_{\rm cov})} \tag{10}$$

В цитируемых расчетах использовано значение  $C_L = 24 \ \text{п}\Phi/\text{м}$ , заимствованное из экспериментов с длинной лабораторной искрой [23]. Оно не принципиально отличается от значения  $C_L = \pi \varepsilon_0$ , принятого в [21].

Следует подчеркнуть качественный характер расчетной модели, которая претендует только на выявление общих представлений о механизме управления встречным лидером и потому может мириться с погрешностями оценки конкретных параметров на уровне десятков процентов, в первую очередь, из-за неопределенности значения погонной емкости встречного лидера и зависимости скорости его роста от энерговклада в канал. Тем не менее, тестирование модели по результатам лабораторных исследований лидерного процесса в длинных лабораторных воздушных промежутках [22] показало правомерность ее применения в рамках поставленной задачи.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методологически целесообразно первоначально исключить учет экранирующего эффекта объемного заряда ультракороны и оценить уровень управляющего напряжения,  $\Delta U$  на электроде относительно земли, которое способно поддержать устойчивое формирование встречного лидера в электрическом поле атмосферы, свободной от объемного заряда. Используя (7)–(9), для этой цели можно записать элементарное уравнение

$$\Delta U = \left(\frac{a_E}{b_\nu C_L E_0}\right)^{2/3} - E_0 h \tag{11}$$

Оно демонстрирует тот факт, что лидер продолжит свое развитие без торможения, пока продольная напряженность электрического поля в его канале не будет превышать поле в атмосфере  $E_0$ . Уровень эффективного управляющего напряжения  $\Delta U$  определяется двумя основными пара-



**Рис. 3.** Расчетная амплитуда управляющего импульса напряжения неограниченной длительности для возбуждения восходящей молнии.

метрами, - напряженностью электрического поля атмосферы E<sub>0</sub> и высотой электрода h. Зависимость  $\Delta U(h)$  построена на рис. 3 по выражению (10) для  $E_0 = 20 \text{ кB/м}$ . Более сильное поле грозового облака у поверхности земли маловероятно вследствие экранирования земной поверхности зарядом короны от многочисленных локальных источников усиления поля. По мере роста высоты объекта от 10 до 100 м требуемое управляющее воздействие монотонно снижается, но даже для предельно высокого оно не опускается ниже 500 кВ (рис. 3). Если же ориентироваться на ординарную высоту сооружения около 30 м, управляющее напряжение составит примерно 2 МВ. Важно учесть, что при более вероятном значении поля атмосферы  $E_0 = 10$  кВ/м это значение почти удвоится, достигнув 3.8 МВ.

Таким образом, управление неизбежно приходится связывать с использованием напряжения мегавольтного уровня. Оно увеличивается в еще большей степени в реальных условиях, когда нужно принять во внимание перераспределение электрического поля в окрестности вершины рассматриваемого электрода объемным зарядом ультракороны.

Результаты, которые здесь приводятся, характеризуют корону, формирующуюся от вершины стержневого электрода радиусом 2 см. Предполагалось, что поле атмосферы линейно нарастало до амплитудного значения 20 кВ/м в течение 10 с. Время порядка 10 с представляется минимальным для релаксации заряда в грозовой ячейке после очередного старта из нее молнии [25]. За это время передний фронт объемного заряда короны удалялся от вершины примерно на 40 м независимо от высоты электрода. Однако количество заряда в коронном слое сильно зависит от этой высоты, нарастая от  $6.2 \times 10^{-5}$  до  $1.7 \times 10^{-3}$  Кл по мере ее увеличения от 10 до 100 м. Импульс управляющего напряжения в модельном расчете имел неограниченную длительность. Результаты компьютерного расчета на рис. 3 показывают, что за счет влияния короны расчетный уровень управляющего напряжения повысился примерно еще на 500 кВ независимо от высоты электрода.

Оценивая полученные результаты, следует иметь в виду, что речь идет об уровне управляющего напряжения, гарантирующего возбуждение устойчиво формирующегося встречного лидера, который способен произвести восходящую молнию, подобную триггерным молниям. Второе важное обстоятельство – неограниченная длительность импульса напряжения. Его эффективность в очень сильной степени зависит от этого параметра (рис. 4). Так в случае электрода высотой 30 м в электрическом поле 20 кВ/см найденное выше значение управляющего напряжения (2.5 МВ) при сокращении длительности импульса до 100 мкс (по уровню 0.5) было способно обеспечить развитие восходящего лидера на длину всего 3 м, а при длительности 10 мкс эффект воздействия напряжения оказывается ничтожным (~0.5 м). Ослабление управляющего воздействия при сокращении длительности импульса напряжения не удается компенсировать увеличением его амплитуды в сколько-нибудь разумных пределах. Например, воздействие импульса напряжения с амплитудой 5 МВ при длительности 100 мкс в рассмотренном выше варианте расчета позволило сформировать встречный лидер длиной всего 5.6 м.

В прикладном отношении наибольшее внимание заслуживает ситуация, когда встречный лидер формируется в электрическом поле существенно более сильном по сравнению с тем, в котором стартовала и развивалась ультракорона. Такой расчетный компьютерный вариант воспроизводит развитие встречного разряда при значительном сближении с рассматриваемым заземленным электродом канала лидера нисходящей молнии, транспортирующего значительный заряд в чехле и на своей поверхности. Результаты модельных расчетов, представленные на рис. 5 демонстрируют зависимость амплитуды эффективного управляющего напряжения от величины внешнего электрического поля атмосферы для электрода высотой 30 м. Принято, что длительность управляющего импульса не ограничена, а ультракорона существовала на вершине ралиусом 2 см в течение 10 с при линейном росте электрического поля до 20 кВ/см. По расчетным данным в электрическом поле атмосферы свыше 35 кВ/м для устойчивого формирования встречного лидера достаточно подать на электрод импульс напряжения менее 1 МВ. Однако, и в этом случае эффективность управления в сильной степени зави-



**Рис. 4.** Зависимость длины встречного лидера, сформированного от стержневого электрода высотой 30 м под действием управляющего импульса напряжения амплитудой 2.5 MB различной длительности.

сит от длительности управляющего импульса. Так, в электрическом поле атмосферы 40 кВ/м при импульсе напряжения 600 кВ, достаточном при неограниченной длительности для формирования восходящей молнии от электрода высотой 30 м, при длительности импульса в 100 мкс длина встречного лидера составили 3 м, а при 10 мкс всего 1.8 м. Последствия подобных воздействий вряд ли значимы в практическом отношении.

### 4. ПРАКТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЯЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Интерес представляют два принципиально разных пути использования управляющих воздействий. С одной стороны, хотелось бы отказаться от работы с запуском малых ракет и генерировать восходящие молнии на открытых высоковольтных стендах, используя для управляющих воздействий ГИН ультравысокого напряжения с большой емкостью в ударе. Другая задача связана с увеличением радиуса защиты молниеотвода при помощи более раннего старта и активного развития от него встречного лидера. Технические требования к источнику управляющего напряжения здесь принципиально разные из-за различных ограничений по энергоемкости, выходному напряжению, а главное, — по габаритам.

Как уже отмечалось, электрическое поле грозового облака у поверхности земли с растительным покровом и различными сооружениями вряд ли может превысить 20 кВ/м. Именно на это электрическое поле атмосферы и приходится ориентироваться, оценивая управляющее напряжение  $\Delta U$ , принципиально способное возбудить восходящую молнию. Типовые высоты ГИН от-



**Рис. 5.** Расчетная амплитуда эффективного управляющего воздействия на встречный лидер от стержневого электрода высотой 30 м в различном электрическом поле атмосферы.

крытой установки находятся в пределах 30 м. Это второй исходный параметр оценочного компьютерного расчета. Конструкция большинства ГИН ориентирована на многократную работу с выходным напряжением на уровне 5 МВ. Тем самым задается предельная величина напряжения  $\Delta U$ . Об условиях старта восходящего лидера беспокоиться не приходится. При управляющем напряжении мегавольтного уровня они будут выполнены автоматически при размещении стартового электрода на крыше ГИН.

Результаты компьютерного расчета на рис. 6 демонстрируют длину сформированного встречного лидера при различной длительности управляющего импульса, снижающегося по экспоненте. Компьютерное моделирование показало, что для производства жизнеспособного лидера, рождающего восходящую молнию, длительность управляющего импульса должна быть не меньше 5 мс. Только при такой длительности ток головки канала и скорость восходящего лидера не снижаются по мере его формирования уже после выхода за пределы области, заполненной объемным зарядом ультракороны (рис. 7).

По результатам компьютерного расчета средний ток источника управляющего напряжения, поставляющий энергию в канал восходящего лидера, близок к 1 А. Так, за время около 8.75 мс в лидер длиной 285 м был поставлен электрический заряд около 7.5 мКл. При этом напряжение на выходе управляющего источника снизилось от 5.0 до 2.15 MB. Для обеспечения такого режима работы источника управляющего напряжения, его выходная емкость должна быть не меньше 2000 пФ. Требование без проблем обеспечивается

длина встречного лидера, м



**Рис. 6.** Зависимость длины встречного лидера, сформированного от электрода высотой 30 м под действием управляющего импульса в 5 МВ различной длительности.

современным ГИН, собранным, например, по схеме Фитча [22], даже при учете расхода энергии на внутренние потери при формировании столь длительного импульса напряжения.

Таким образом, возбуждение триггерных молний при помощи управляющих воздействий высокого напряжения представляется принципиально возможным. Тем не менее, необходимо отметить, что технические возможности искусственного возбуждения триггерных молний сильно усложняются при попытках работы с более слабым электрическим полем атмосферы. Например, при его напряженности  $E_0 = 10$  кВ/м не удастся использовать источник с выходным напряжением 5 МВ при емкости в ударе меньше 50–60 нФ.

В задачу этой статьи не входит анализ возможных технических решений по снижению допустимого уровня электрического поля атмосферы при таком инициировании или по уменьшению амплитуды и длительности управляющего напряжения. Достаточно только отметить, что подобное возможно благодаря подавлению ультракороны в окрестности расположения ГИН и быстрого выдвижения электрода высотой до 100 м от его экрана на крыше.

Крайне малая перспективность повышения эффективности молниеотводов за счет управляющего напряжения вытекает из уже выполненного анализа. Общепринято [24], что радиус стягивания молний пропорционален высоте стержневого молниеотвода ( $R_{at} = 3h_M$ ). Для увеличения радиуса хотя бы в 2 раза высоту молниеотвода надо приблизительно удвоить за счет восходящего лидера. Как это следует из расчетных данных рис. 6, в электрическом поле атмосферы для этой цели по-



Рис. 7. Динамика изменения скорости роста встречного лидера и тока его головки при воздействии управляющего импульса амплитудой 5 МВ при длительности 5 мс. Электрическое поле атмосферы 20 кВ/м.

требуется импульс управляющего напряжения амплитудой 5 МВ и длительностью около 500 мкс абсолютно нереальные параметры для ординарного молниеотвода. Даже если предусмотреть систему синхронизации и подавать управляющий импульс уже при значительном усилении электрического поля атмосферы зарядом приближающейся нисходящей молнии, положение не станет заметно благоприятней в практическом отношении. Например, по результатам численного моделирования в поле атмосферы 40 кВ/м импульс неограниченной длительности при напряжении 600 кВ, способный обеспечить развитие восходящей молнии от электрода высотой в 30 м, создаст лидер длиной всего в 3.2 и 1.8 м при длительности в 100 и 10 мкс соответственно. Столь малое увеличение эффективной высоты электрода не может иметь практического значения. К тому же в поле атмосферы 40 кВ/м при рассматриваемых условиях встречный лидер способен вырасти на длину 1.8 м от заземленного электрода и без управляющего воздействия.

Особый интерес к амплитуде и длительности управляющего воздействия возникает в связи с оценкой эффективности молниеотводов с ранней стримерной эмиссией (ESE молниеотводы) самого различного конструктивного исполнения, которые особо активно рекламируются на мировом и отечественных рынках средств молниезащиты. Конструкция претендует на опережение старта стримерной вспышки с молниеотвода по сравнению с защищаемым объектом за счет подачи на вершину молниеотвода импульса высокого напряжения, сформированного внутренним источником. Он черпает энергию от электрического поля атмосферы благодаря току ультракороны, которая формируется от острий "активной" насадки. Объем насадки, где размещается источник управляющего напряжения, как правило, не превышает нескольких литров. При таком объеме источник, собранный по классической схеме Маркса, не в состоянии обеспечить длительность импульса более 1–3 мкс при амплитуде близкой к 200 кВ, заявляемой в рекламных проспектах.

Чтобы произвести анализ результатов столь кратковременного воздействия напряжения на формирование импульсного разряда, недостаточно результатов численного моделирования по используемым компьютерным моделям, поскольку они не учитывают влияния объемного заряда самой стримерной вспышки, предшествующей старту встречного лидера. Следует иметь в виду двойственную природу такого влияния. Во-первых, как уже отмечалось, ток стримерной вспышки разогревает ее стебель, где при определенном энерговкладе возможно зарождение канала встречного лидера. Во-вторых, заряд стримерных ветвей резко снижает электрическое поле в приэлектродной области. задерживая продвижение родившегося лидерного канала на время, необхолимое для восстановления поля за счет дополнительного подъема напряжения и в результате дрейфа объемного заряда в глубину разрядного промежутка. Эффект экранирования очень значителен. По экспериментальным данным [22] изменение заряда стримерной вспышки от 0.4 до 1.4 мкКл приводило к увеличению напряжения старта жизнеспособного лидера от стержневого электрода радиусом 1.5 см от 400 до 800 кВ.

Эксперимент, результаты которого представлены на рис. 8, позволяют оценить конкретный результат кратковременного воздействия напряжения в условиях. сходных с условиями работы ESE-молниеотводов. Стержневой электрод высотой 3 м с полусферической вершиной радиусом 1.5 см устанавливался на заземленной поверхности, контактируя с ней через резистор, на котором формировался положительный импульс напряжения длительностью 3 мкс с крутым фронтом. Амплитуда импульса достигала 300 кВ. Отрицательное напряжение амплитудой до 1.2 МВ с длительностью фронта ~ 200 мкс на плоскости, поднятой на высоту 6 м над уровнем земли, имитировало в разрядном промежутке электрическое поле атмосферы, обусловленное зарядом лидера нисходящей молнии. Оптическая картина разряда фиксировалась электронно-оптическим преобразователем с мультищелочным катодом при непрерывной развертке изображения вместе с осциллограммами напряжения на промежутке, внедренного объемного заряда и напряженности электрического поля у вершины стержня. Момент подачи кратковременного управляющего импульса мог варьироваться в широких пределах. Можно видеть, что при его воздействии возбуждалась мощная стримерная вспышка с зарядом порядка 10 мкКл, который,

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021





**Рис. 8.** Влияние на процесс развития встречного разряда кратковременного управляющего импульса напряжения в условиях, имитирующих электрическое поле атмосферы в грозовой обстановке. а) – непрерывная фоторазвертка разряда; б) – осциллограмма напряжения на промежутке; в) – осциллограмма внедренного объемного заряда; г) – метки калибровки времени и импульс управления электронным затвором; д) – напряженность электрического поля на вершине электрода.

экранируя электрическое поле у вершины стержневого электрода, снижал его вплоть до нуля и далее до перемены полярности, тем самым примерно на 80 мкс полностью прерывалось формирование встречного разряда. В результате электрическая прочность испытуемого воздушного промежутка не только не снижалась за счет дополнительного воздействия напряжения, но, напротив, увеличилась на 20-25%. С учетом этого факта становятся понятными результаты испытаний ESE молниеотводов в полевых и лабораторных условиях [5, 6], показавшие их существенно меньшую эффективность по сравнению с обычными стержневыми равной высоты, — более чем убедительное основание для отказа от их применения в практике молниезашиты.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Анализ механизмов развития встречного разряда от наземных сооружений в грозовой обстановке показал, что управляющее воздействие высокого напряжения должно быть направлено на изменение момента старта и обеспечение устойчивости развития встречного лидера. Изменение условий возникновения стримерной вспышки само по себе не является эффективным.

2. Получено аналитическое выражение для оценки величины управляющего воздействия на встречный лидер в атмосфере, свободной от объемного заряда ультракороны. В типичном грозовом поле 20 кВ/м требуемая амплитуда управляющего импульса неограниченной длительности, возбуждающая триггерную молнию, снижается от 2.4 до 0.6 МВ при увеличении высоты стержневого заземленного электрода в пределах 10–100 м.

3. В условиях, аналогичных представленным в п. 2, по результатам компьютерного моделирования учет объемного заряда ультракороны повышает амплитуду эффективного управляющего импульса еще на 0.5 МВ независимо от высоты электрода.

4. Современные ГИН открытой установки с выходным напряжением от 5 МВ пригодны для инициирования восходящих триггерных молний в грозовой обстановке.

5. Резкое снижение эффективности управляющих воздействий на встречный лидер при сокращении длительности импульса напряжения исключает их применение в практической молниезащите для расширения радиуса защиты молниеотводов.

6. Использование внутреннего источника напряжения в ESE молниеотводе, формирующего импульсы напряжения длительностью в единицы микросекунд, приводит к снижению радиуса защиты, а не расширению его, как это заявляется их производителями. По указанной причине применение ESE молниеотводов в практике молниезащиты нельзя считать допустимым.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning Physics and Effects. Cambridge: Univ. Press., 2003
- Методическое письмо о причинах, приводящих к поражению самолетов молниями в холодное время года. Л: Гидрометеоиздат, 1976. 31 с.
- 3. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. // УФН. 2000. Т. 170. № 7. С. 753
- 4. *Hartono A., Robiah I.* // Proc. 25th Intern. Conf. Lightning Protection, ICLP Rhodes, 2000. P. 357
- 5. *Куприенко В.М.* // Тр. IV Российской конф. по молниезащите. С.-Петербург. 2014. С. 214.
- *Rison W.* // 2003 IEEE Power Engineering Society General Meeting (IEEE Cat. No.03CH37491), Toronto, Ont., 2003, pp. 2195–2200. V. 4. https://doi.org/10.1109/PES.2003.1270959
- Becerra M., Cooray V. // J.Physics D: Applied Physics.2008. V. 41. № 8. 08520.
- 8. *Uman M.A., Rakov V.A.* // Bulletin of the American Meteorological Society, December 2002. P. 1809.
- 9. *Cooray V.* // Electra. 2011, № 2586 p. 36. Report WG C 4.405
- Lightning Protection / Ed. Golde R.H. Academic Press, 1977
- 11. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Райзер Ю.П. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 84.
- Александров Н.Л., Базелян Э.М., Драбкин М.М., Карпентер Р.Б., Райзер Ю.П. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1032.
- 13. Богданова Н.Б., Певчев Б.Г., Попков В.И. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1978. № 1. С. 96
- Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M., Carpenter R.B., Jr., Drabkin M.M., Raizer Yu.P // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 3256
- Bazelyan E.M, Raizer Yu.P., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources: Sci. Technol. 2008. 17. 024015.
- 16. Стекольников И.С., Шкилев А.В. // ДАН СССР. 1963. Т. 151. № 5. С. 1085.
- 17. Базелян Э.М., Попов Н.А. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 237.
- 18. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1977. 320 с.
- Горин Б.Н., Шкилев А.В. // Электричество. 1976. № 6. С. 31.
- 20. Uman M. The Lightning Discharge. N Y.: Academic Press, 1987. 377 p.
- 21. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 319 с.
- 22. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 734 с
- Les Renardieres Group 1977 Positive discharges in long air gaps – 1975 results and Conclusions // Electra. 1977. V. 53. P. 31.
- 24. Lightning protection. IEC 62305 (Стандарт по молниезащите междунар. электротехнической комиссии)
- 25. *Мучник В.М.* Физика грозы. Л.: Гидрометиздат, 1974. 351 с.

## \_\_\_\_\_ ДИАГНОСТИКА \_\_\_\_ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

## ИЗУЧЕНИЕ УЛУЧШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ ИОННО-ПУЧКОВОГО ТРАВЛЕНИЯ В УСТАНОВКЕ С ИНДУКТИВНО СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2021 г. H.-W. Cheong<sup>a</sup>, J.-W. Kim<sup>b</sup>, K. Kim<sup>c</sup>, H. Lee<sup>d, \*</sup>

 <sup>a</sup> Grad. School of Management of Technology, Hoseo University, Asan, Korea
 <sup>b</sup> Samsung Electronics Co. Ltd., Hwaseong, Korea
 <sup>c</sup> Dept. of Electrical and Computer Engineering, Seoul Natl. University, Seoul, Korea
 <sup>d</sup> Hyundai Motor Company, Hwaseong, Korea
 \*e-mail: hwally@nate.com
 Поступила в редакцию 20.07.2020 г. После доработки 09.09.2020 г.
 Принята к публикации 10.09.2020 г.

Спроектирована установка ионно-пучкового травления с индуктивно связанной плазмой в магнитном поле (MICP-IBE). Магнитное поле создавалось внешними магнитами, размещенными вокруг установки, и могло как увеличиваться с удалением от центра экранирующей сетки, так и уменьшаться. Были рассмотрены четыре различных конфигурации магнитного поля. Для каждой конфигурации измерены плотность электронов и электронная температура в зависимости от расстояния до центра экранирующей сетки. С помощью анализатора энергии ионов измерена плотность ионного потока для различных расстояний от центра подложки. На основе этих результатов сделаны выводы о степени однородности плотности ионного потока. Исследованы характеристики сухого травления CoFeB – типичного сплава, используемого в устройствах магнитной памяти. Показано, что однородность плотности потока ионов и скорости травления может быть улучшена путем правильного подбора конфигурации внешнего магнитного поля. Дальнейшее улучшение однородности характеристик возможно с использованием модифицированных сеток, которые отличаются от стандартных увеличением плотности ячеек с удалением от центра сетки. Улучшение однородности характеристик было полтверждено измерением плотности потока ионов и скорости травления в зависимости от радиального расстояния до центра подложки. При травлении образца CoFeB с новыми сетками степень неоднородности скорости травления составила 11.65% против 17.5% при травлении со стандартными сетками.

*Ключевые слова:* ионно-пучковое травление, индуктивно связанная плазма в магнитном поле, плотность электронов, скорость травления **DOI:** 10.31857/S0367292121030057

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Установки ионно-пучкового травления (IBE) получили широкое распространение в различных областях промышленности [1–3] из-за эффективного распыления, которое достигается за счет наличия заряженных частиц в пучке, низкой стоимости и удачной зависимости эффективности травления от угла падения ионов на поверхность. В связи с этим активно изучаются разрядные характеристики установок ионно-пучкового травления с такими источниками плазмы высокого давления как источник ионов электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) [4] и источник ионов на основе индуктивно-связанной плазмы в магнитном поле (MICP) [5]. Так как источники ионов MICP генерируют плазму более высокой плотности, чем источники ионов на основе простой индуктивно связанной плазмы, то установки ионно-пучкового травления с источниками ионов МІСР, из-за более высокого потока ионов, обладают и большей скоростью травления. В последние годы установки ионно-пучкового травления широко используются при производстве новых типов запоминающих устройств, например, таких как магниторезистивная оперативная память (MRAM) [6, 7]. Данный тип памяти, по сравнению со своими аналогами, имеет более высокую плотность записи, потребляет при работе меньшую мощность и имеет более продолжительный срок службы и более высокую скорость чтения/записи [8]. Магнитный туннельный переход является основой ячейки памяти MRAM и состоит из слоя диэлектрика, помещенного между двумя проводящими слоями таких материалов как CoFeB, W, Ru, Ta, FePt, CoFe, PtMn и TiN [9, 10]. Однако побочные продукты, образующиеся из перечисленных металлических слоев в процессе травления, могут осаждаться на боковой стенке магнитного туннельного перехода, что приводит к его пробою. Поэтому травление обычно производят с периодическими поворотами подложки относительно падающего пучка ионов, что позволяет удалять побочные продукты осаждения с боковых стенок путем их механического выбивания при столкновениях с ионами пучка [11-13]. Однако при травлении поверхностей большой площади в установках ионно-пучкового травления появляется ряд проблем из-за различных неоднородностей в ионном пучке [14-16].

В данной работе исследовалась степень однородности плотности электронов, плотности потока ионов и скорости травления в установке ионно-пучкового травления с источником ионов на основе индуктивно-связанной плазмы в магнитном поле (MICP-IBE). Такой источник плазмы производит более интенсивный поток ионов по сравнению с традиционной системой на основе индуктивно связанной плазмы (ICP). В ходе исследования были получены величины неоднородности таких параметров как концентрация электронов, плотность потока ионов и скорость травления при различных конфигурациях магнитного поля. Было показано, что при некоторых распределениях магнитного поля улучшается однородность исследуемых характеристик травления. Однако улучшение однородности характеристик с помошью изменения магнитного поля имеет свои ограничения, связанные с особенностями геометрии экранирующей и ускоряющей сеток, используемых в установке травления. В связи с этим в данной работе была предложена новая модель экранирующей и ускоряющей сеток, которая отличается от стандартной модели наличием зависимости плотности ячеек от расстояния до центра сетки. Было проведено сравнение однородности плотности потока ионов и скорости травления при использовании стандартных сеток и сеток, предложенных в данной работе.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка травления состояла из разрядной камеры и камеры травления, изготовленной из немагнитной нержавеющей стали (рис. 1). Плазма внутри разрядной камеры генерировалась с помощью индукционного ВЧразряда в слабом магнитном поле. Индуктивным элементом системы служила двухвитковая планарная антенна, к которой подводилась ВЧ-мощность от генератора, работающего на частоте 27.12 МГц. В верхней части разрядной камеры было сделано кварцевое ВЧ-окно толщиной

30 мм. Газ в разрядную камеру подавался через газовый вход, расположенный в верхней части камеры, а поток газа контролировался с помощью регулятора массового расхода. Для формирования ионного пучка между разрядной камерой и камерой травления помещалась система сеток, состоящая из экранирующей и ускоряющей сеток. К экранирующей сетке прикладывался положительный потенциал, а к ускоряющей – отрицательный. Диаметр отверстий в экранирующей сетке составлял 1.7 мм, а в ускоряющей – 1.4 мм. Расстояние между сетками было равно 1.5 мм. Подложка устанавливалась внутри камеры травления на вращающуюся подставку, которая одновременно с врашением могла обеспечивать наклон подложки относительно падаюшего потока ионов. Диаметр подставки составлял 100 мм, а расстояние между ускоряющей сеткой и подставкой при отсутствии наклона – 140 мм. Откачка разрядной камеры и камеры травления производилась турбомолекулярным насосом. При этом остаточное давление газа в установке составляло 1 мПа. В качестве буферного газа использовался аргон, давление которого измерялось с помощью двух датчиков давления Pfeiffer-Vacuum IKR-251, один из которых находился в разрядной камере, а другой — в камере травления. В процессе травления давление буферного газа в разрядной камере вдвое превышало давление газа в камере травления.

Магнитное поле в разрядной камере создавалось с помощью трех электромагнитов: верхнего, нижнего внутреннего и нижнего наружного (см. рис. 2). Каждая катушка электромагнита состояла из 1000 витков. Диаметр катушек, вертикальное расстояние между ними и величина тока в катушках электромагнита были определены с помощью специального программного обеспечения для расчета магнитных полей. Значения электрических токов в катушках были подобраны таким образом, чтобы величина магнитного поля в центре экранирующей сетки составляла примерно 1.3 мТ. Использовались четыре различных распределения магнитного поля. Данные, приведенные на рис. 3, были получены путем измерения радиального и аксиального распределений магнитного поля от центра экранирующей сетки с помощью датчика магнитного поля. Для всех четырех распределений величина магнитного поля увеличивалась с увеличением расстояния от центра сетки в аксиальном направлении. Стоит отметить, что для распределения 1 градиенты магнитного поля в радиальном и аксиальном направлениях отличались друг от друга знаками, в то время как для остальных распределений знаки аксиального и радиального градиентов магнитного поля совпадали. Отличия распределений 2-4 друг от друга заключались в величине градиента магнитного поля.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки травления.



Рис. 2. Положение электромагнитов в установке.

На рис. 4 представлены фотографии стандартной и модифицированной сеток. Основное отличие приведенных сеток заключалось в том, что в стандартной сетке ячейки равномерно распределены по поверхности, а в модифицированной сетке распределение ячеек по поверхности неравномерное. В новой сетке поверхность разделена на три области: область 1 - диск радиусом 20 мм; область 2 - кольцо с внутренним радиусом 20 мм и внешним радиусом 40 мм; область 3 - кольцо с внутренним радиусом 40 мм и внешним радиусом 60 мм. Диаметр ячеек был одинаков в стандартной и модифицированной сетках и составлял 1.7 мм для экранирующей и 1.4 мм для ускоряющей сеток. Расстояния между центрами ячеек в

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

областях 1, 2 и 3 составляли 2.8, 2.6 и 2.4 мм соответственно. Плотность ячеек в сетке увеличивалась с увеличением расстояния от центра сетки и в области 3 была наибольшей.

Для измерения плотности электронов и электронной температуры использовался двойной зонд, расположенный в разрядной камере на расстоянии 30 мм от экранирующей сетки. Цилиндрический вольфрамовый зонд имел диаметр 0.335 мм и длину 4.5 мм. Для согласования импедансов к зонду подключались дроссельные фильтры на частотах 27.12 МГц и 54.24 МГц. Для измерения энергии ионов и плотности ионного потока использовался анализатор энергии ионов [17–21], который располагался в камере травления



**Рис. 3.** Величина магнитного поля в зависимости от радиального (а) и аксиального (б) расстояний от центра экранирующей сетки.

над подложкой. Анализатор состоял из четырех сеток (сетки под плавающим потенциалом, экранирующей сетки, сетки-дискриминатора и антидинатронной сетки) и коллектора. Каждая сетка содержала по 500 ячеек и была изготовлена из нержавеющей стали. Расстояние между сетками в анализаторе составляло 0.3 мм. Детальное описание анализатора приведено в [22]. Анализатор энергии ионов имел рабочую область диаметром 4 мм и размещался в корпусе из анодированного алюминия. Степень неоднородности плотности



**Рис. 4.** Вид стандартной (а) и модифицированной (б) сеток ( $R_{
m экр. отв.} = 1.7$  мм,  $R_{
m yck. отв.} = 1.4$  мм).

ионного потока определялась в соответствии с формулой:

Степень неоднородности(%) = 
$$\frac{(Mакс. значение - Мин. значение)}{Среднее значение}$$
100.

Образец травления, использовавшийся в данной работе, состоял из двух слоев: слоя CoFeB толщиной 450 нм и слоя маски SiO<sub>2</sub> толщиной 500 нм (см. рис. 5). Для данного образца была измерена степень неоднородности скорости травления при различных распределениях магнитного поля. Также на линейных образцах CoFeB было произведено сравнение характеристик травления и степени неоднородности при использовании стандартной и модифицированной сеток. Изме-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



Рис. 5. Фотография образца СоFeB до травления.

рения степени неоднородности образца травления проводились на сканирующем электронном микроскопе (FESEM, SIGMA, Carl Zeiss Co.).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### 3.1. Влияние конфигурации магнитного поля

В работе была проведена серия экспериментов по определению плотности электронов и электронной температуры в разрядной камере в зависимости от расстояния до центра экранирующей сетки в радиальном направлении при различных конфигурациях магнитного поля (ICP, распределения 1–4). Мощность источника, давление буферного газа (Ar) и его расход составляли во всей серии 500 Вт, 0.04 Па и 3 ст.см<sup>3</sup>/мин, соответственно.

На рис. 6 приведено распределение плотности электронов в зависимости от расстояния до центра экранирующей сетки. Если сравнивать значение плотности электронов в центре сетки, то минимальное значение наблюдалось для конфигурации ІСР. Для всех остальных конфигураций магнитного поля значения плотности электронов в центре сетки одинаковы. Плотность электронов в конфигурациях М-ІСР возрастает более чем в 10 раз по сравнению с плотностью электронов в конфигурации ІСР. Это происходит не только изза нагрева R-волной [23], которая, как известно, распространяется вдоль магнитного поля при выполнении дисперсионного соотношения [24], но также и за счет более сильного удержания плазмы магнитным полем. Плотность электронов имеет тенденцию к уменьшению при увеличении радиального расстояния от центра сетки, однако степень этого уменьшения зависит от распределения магнитного поля. Для распределения 1 уменьшение плотности электронов с удалением от центра сетки имело наибольшую величину среди всех рассмотренных конфигураций поля. Это было

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021



радиальное расстояние до центра экр. сетки, мм

**Рис. 6.** Плотность электронов в зависимости от радиального расстояния до центра экранирующей сетки при различных конфигурациях магнитного поля (мощность ВЧ-источника – 500 Вт, расход Ar – 3 ст. см<sup>3</sup>/мин, давление Ar – 0.04 Па).

обусловлено тем, что в данной конфигурации величина магнитного поля уменьшалась с увеличением радиального расстояния. Известно, что если величина магнитного поля снижается с увеличением радиального расстояния, то в таких конфигурациях магнитного поля возможно появление флейтовой неустойчивости. Последнее приводит к ухудшению однородности концентрации электронов в объеме [25]. Для подавления такого типа неустойчивости величина магнитного поля должна расти с увеличением радиального расстояния [26]. Такие конфигурации магнитного поля использовались в случаях распределений 2-4. В этих распределениях знаки градиентов магнитного поля одинаковы, однако сами величины градиентов различаются для разных распределений поля. Величина плотности электронов на краю сетки растет с ростом номера распределения, однако данное увеличение не является существенным. Таким образом, основными результатами увеличения плотности электронов на краях сетки являются подавление флейтовой неустойчивости и увеличение степени однородности плотности электронов. Степени неоднородности плотности электронов в плазме для условий эксперимента приведены в табл. 1. Степень неоднородности для распределения - 4 (15.48%) была меньше степени неоднородности как для конфигурации ІСР (18.01%), так и для распределения поля 1 (22.9%).

Для подтверждения корреляции между плотностью электронов в разрядной камере и плотностью ионного потока в камере травления была измерена величина плотности ионного потока в зависимости от расстояния до центра подложки.

	ICP	Распр. 1	Распр. 2	Распр. 3	Распр. 4
Плотность электронов (%)	18.01	22.90	16.59	16.05	15.48
Плотность потока ионов (%)	25.35	26.80	22.03	21.79	21.65
Скорость травления (%)	19.69	22.19	17.17	17.1	16.97

Таблица 1. Степень неоднородности при различных конфигурациях магнитного поля

Измерения проводились с помощью анализатора энергии ионов и приведены на рис. 7а. Напряжение на экранирующей сетке составляло 300 В, а на ускоряющей — -600 В. Поведение плотности потока ионов при увеличении расстояния до центра подложки аналогично поведению неоднородности плотности электронов — она уменьшается с увеличением расстояния от центра подложки. В частности, уменьшение плотности ионного потока наиболее значительно для распределения поля I по сравнению с распределениями полей 2, 3 и 4. Более того, степень неоднородности плотности



**Рис. 7.** Плотность потока ионов (а) и скорость травления (б) в зависимости от радиального расстояния до центра подложки при различных конфигурациях магнитного поля (мощность ВЧ-источника – 500 Вт, расход Ar – 3 ст. см<sup>3</sup>/мин, давление Ar – 0.04 Па,  $V_{9\text{кран}} = 300$  В,  $V_{V\text{скор}} = -600$  В).

ионного потока для распределения 1 (26.8%) является наибольшей среди рассмотренных конфигураций магнитного поля, а степень неоднородности плотности потока ионов для распределений поля 2-4 ниже, чем для конфигурации ICP (25.35%). Данные по степени неоднородности плотности потока ионов приведены в табл. 1. Наименьшей степенью неоднородности плотность потока ионов обладает в случае распределения 4, хотя данное значение степени неоднородности нородности не сильно отличается от распределений 2 и 3.

Также в работе был проведен ряд экспериментальных травлений для определения степени неоднородности скорости травления для конфигураций поля ICP и распределений поля 1-4. При измерении степени неоднородности скорости травления для каждой конфигурации магнитного поля были проведены травления шести экспериментальных образцов CoFeB. Образцы располагались на расстояниях 0, 10, 20, 30, 40 и 50 мм от центра подложки. Экспериментальные травления повторялись пять раз для каждого случая. Результаты экспериментов приведены на рис. 7б. Из приведенных данных видно, что при наличии магнитного поля скорость травления в центре подложки составила 14 нм/мин, что в шесть раз больше, чем в конфигурации ІСР. Для всех рассмотренных случаев скорость травления уменьшалась при увеличении расстояния от центра подложки. В частности, для распределения 1 наблюдалось наибольшее уменьшение скорости, что хорошо согласуется со степенью неоднородности для плотности электронов и плотности ионного потока. Рассчитанная степень неоднородности скорости травления для распределения 1 также оказалась наибольшей и составила 22.19%. Для остальных конфигураций магнитного поля степень неоднородности скорости травления составила примерно 17%. Для распределения 4 наблюдалась наименьшая степень неоднородности, однако отличия по неоднородности скорости травления между распределениями 2-4 оказались незначительными. Как уже было сказано, поведение степени неоднородности скорости травления находится в хорошем согласии со степенью неоднородности плотности электронов и степенью неоднородности плотности потока ионов. Таким образом, однородность плотности электронов улучшается при таком распределении магнитного поля, в котором величина магнитного поля растет с увеличением радиального расстояния от центра экранирующей сетки, что приводит к улучшению однородности скорости травления образца.

#### 3.2. Влияние плотности отверстий

Улучшение параметров однородности с помощью магнитного поля имеет свои пределы. Поэтому в данной работе была проведена модернизация экранирующей и ускоряющей сеток для определения возможности дальнейшего увеличения однородности параметров травления. Стандартные сетки имеют однородное распределение плотности ячеек (14.728 см<sup>-2</sup>), а предложенная в данной работе модернизация предполагает увеличение плотности ячеек с увеличением радиального расстояния (область 1 - 14.728 см<sup>-2</sup>, область 2 - 17.081 см<sup>-2</sup>, область 3 - 20.046 см<sup>-2</sup>). Плотность ячеек в сетке может быть выражена следующим соотношением:

$$n_c = 14.728 \text{ (cm}^{-2}),$$
  
 $n_p = 0.076r^2 + 0.87r + 13.781 \text{ (cm}^{-2}),$ 

где *n<sub>c</sub>*, *n<sub>p</sub>*, и *r* – плотность ячеек в стандартной сетке, плотность ячеек в модифицированной сетке и расстояние от центра сетки соответственно.

Конфигурация магнитного поля в данных экспериментах соответствовала распределению поля 2. Мощность ВЧ-источника составляла 500 Вт, давление буферного газа (Ar) и его расход — 0.04 Па и 3 ст. см<sup>3</sup>/мин соответственно. Напряжение на экранирующей и ускоряющей сетках составляло 300 В и –600 В.

На рис. 8а приведены измеренные значения плотности ионного потока в зависимости от радиального расстояния при использовании стандартной и модифицированной сеток. Для модифицированной сетки были проведены измерения плотности потока ионов на расстояниях 0, 10, 30 и 50 мм от центра подложки. Плотность потока ионов в центре подложки для модифицированной и стандартной сеток совпадали, однако на расстоянии 30 и 50 мм от центра плотность ионного потока при использовании модифицированной сетки была выше, чем при использовании стандартной. Данные по степени неоднородности плотности потока ионов для описанных экспериментов приведены в табл. 2. Степень неоднородности плотности ионного потока при использовании модифицированной сетки составила 15.44%, что ниже величины неоднородности при использовании стандартной сетки – 22.03%. Для выявления корреляции между плотностью потока ионов и характеристиками сухого травления были проведены экспериментальные травления

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

Таблица 2. Степень неоднородности при использовании стандартных и модифицированных сеток

	Стандартные	Модифицирован-
	сетки	ные сетки
Плотность	22.03	15.44
потока ионов (%)		
Скорость	17.50	11.65
травления (%)		

образцов, располагавшихся на расстояниях 0, 30 и 50 мм от центра подложки. Травление образцов проводилось 5 раз для подтверждения повторяемости результатов. На рис. 9 представлены фотографии сечения образцов травления, которые находились на расстоянии 0, 30 и 50 мм от центра подложки. На этих фотографиях, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа, проведена горизонтальная линия для



**Рис. 8.** Плотность потока ионов (а) и скорость травления (б) в зависимости от радиального расстояния до центра подложки при использовании стандартных и модифицированных сеток (мощность ВЧ-источника – 500 Вт, расход Ar – 3 ст. см<sup>3</sup>/мин, давление Ar – 0.04 Па,  $V_{3\text{кран}} = 300$  В,  $V_{\text{ускор}} = -600$  В).



100 нм 📖

Рис. 9. Фотография профиля образца травления, расположенного на расстоянии 0 мм (а), 30 мм (б) и 50 мм (с) от центра подложки (мощность ВЧ-источника – 500 Вт, расход Ar – 3 ст. см<sup>3</sup>/мин, давление Ar – 0.04 Па,  $V_{3 \text{кран}} = 300 \text{ B}$ ,  $V_{\rm vckop} = -600 \text{ B}$ ).

определения различия глубин травления при использовании стандартной и модифицированной сеток. Глубина травления в центре подложки была одинаковой для стандартной и модифицированной сеток, в то время как на расстояниях 30 мм и 50 мм от центра подложки глубина травления при использовании модифицированной сетки была больше, чем при использовании стандартной. Измеренные скорости травления при использовании различных сеток приведены на рис. 8б, где изображена скорость травления образца в зависимости от радиального расстояния до центра подложки. При центральном положении образца скорости травления для обоих вариантов сеток были одинаковы и составили приблизительно 14 нм/мин. Однако на расстояниях 30 мм и 50 мм от центра подложки скорость травления при использовании модифицированной сетки была выше. Степень неоднородности скорости травления при использовании различных сеток приведена в табл. 2, из которой видно, что степень неоднородности скорости травления при использовании модифицированной сетки (11.65%) меньше степени неоднородности при использовании стандартной сетки (17.5%). Таким образом можно заключить, что улучшение однородности таких характеристик как плотность электронов, плотность потока ионов и скорость травления происходило не только при использовании подходящего распределения магнитного поля внутри установки, но и при модификации экранирующей и ускоряющей сеток.

Использование дополнительного магнитного поля и модифицированных сеток, по-видимому, улучшает не только однородность скорости травления образца, но и качество поверхности травления. Плотная плазма, образующаяся в идукционном ВЧ-разряде низкого давления проникает через сетки из-за того, что размер ячеек сетки и расстояние между ними больше дебаевского радиуса. Таким образом сетки могут ускорять не только ионы, но и электроны плазмы, которые также достигают поверхности подложки, что в свою очередь приводит к компенсации положительного заряда и подавлению бокового травления. Более детальная информация по данному вопросу будет опубликована позднее.

### 4. ВЫВОДЫ

В данной работе исследовалась однородность плотности электронов, плотности потока ионов и скорости травления для случая индуктивно связанной плазмы (ICP) и индуктивно связанной плазмы в магнитном поле (МІСР). Было рассмотрено четыре конфигурации магнитного поля (распределения 1-4) с уменьшающейся и увеличивающейся величиной магнитного поля при увеличении радиального расстояния от центра экранирующей сетки. Было показано, что величина магнитного поля должна увеличиваться в радиальном направлении для подавления возможной флейтовой неустойчивости и увеличения степени однородности плотности электронов. Также было показано, что улучшение однородности плотности электронов приводит к улучшению однородности плотности потока ионов и скорости травления. Таким образом, улучшения однородности скорости травления можно добиться путем правильного подбора распределения магнитного поля внутри установки.

В работе была предложена модификация стандартных сеток, при которой плотность ячеек в сетке растет с ростом расстояния от центра сетки. Были измерены плотности потока ионов и скоро-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 47 № 3 2021

сти травления CoFeB при использовании стандартных и модифицированных сеток. Для обоих случаев была рассчитана степень неоднородности параметров травления. Показано, что при использовании модифицированных сеток степень неоднородности плотности ионного потока и скорости травления меньше, чем при использовании стандартных сеток. Данное обстоятельство позволяет утверждать, что предложенная модификация сеток установки улучшает однородность параметров травления.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование было поддержано Фондом научных исследований университета Хосео (2018-0355). Оба автора (H.-W. Cheong, J.-W. Kim) внесли равный вклад в эту работу.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.-A., Buck T.M., Amsel G., Eisen F. // Thin Solid Films. 1973. V. 17. № 1. P. 1.
- 2. Lee E.H. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. 1999. V. 151. № 1–4. P. 29.
- 3. *Yamashita M., Fenn J.B.* The Journal of Physical Chemistry. 1984. V. 88. № 20. P. 4451.
- 4. *Matsuo S., Adachi Y. //* Japanese Journal of Applied Physics. 1982. V. 21. № 1. P. L4.
- 5. *Kim J.W., Cheong H.W., Hong Y.T., Whang K.W.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. № 3. P. 035008.
- Kinoshita K., Utsumi H., Suemitsu K., Hada H., Sugibayashi T. // Japanese J. Applied Physics. 2010. V. 49. № 851. P. 08JB02.
- 7. Takahashi S., Kai T., Shimomura N., Ueda T., Amano M., Yoshikawa M., Kitagawa E., Asao Y., Ikegawa S., Kishi T., Yoda H., Nagahara K., Mukai T., Hada H. IEEE Transactions on Magnetics. 2006. V. 42. № 10. P. 2745.
- Sousa R.C., Prejbeanu I.L. // Comptes Rendus Physique. 2005. V. 6. № 9. P. 1013.
- 9. Kawahara T., Ito K., Takemura R., Ohno H. // Microelectronics Reliability. 2012. V. 52. № 4. P. 613.
- 10. Zhu J., Park C. Materialstoday. 2006. V. 9. № 11. P. 36.
- Sugiura K., Takahashi S., Amano M., Kajiyama T., Iwayama M., Asao Y., Shimomura N., Kishi T., Ikegawa S., Yoda H., Nitayama A. // Japanese J. Applied Physics. 2009. V. 48. № 8S1. P. 08HD02.
- Chun S.W., Kim D.H., Kwon J.H., Kim B.H., Choi S.J., Lee S.B. // J. Applied Physics. 2012. V. 111. № 7. P. 07C722.
- Peng X., Wakeham S., Morrone A., Axdal S., Feldbaum M., Hwu J., Boonastra T., Chen Y., Ding J. // Vacuum. 2009. V. 83. № 6. P. 1007
- 14. Aston G., Kaufman H.R., Wilbur P.J. AIAA Journal. 2012. V. 16. № 5. P. 516
- Fujiwara Y., Sakakita H., Nakamiya A., Hirano Y., Kiyama S. // Rev. Scientific Instruments. 2016. V. 87. № 2. P. 02B930.

- Flamm D., Zeuner M. // Surface and Coatings Technology. 1999. V. 116–119. P. 1089.
- Coburn J.W., Kay E. // J. Applied Physics. 1972. V. 43. № 12. P. 4965.
- 18. Ingram S.G., Braithwaite N.St.J. // J. Physics D: Applied Physics. 1988. V. 21. № 10. P. 1496.
- Kuypers A.D., Hopman H.J. // J. Applied Physics. 1988.
   V. 63. № 6. P. 1894.
- Bohm C., Perrin J. Rev. Scientific Instruments. 1993. V. 64. № 1. P. 31.
- Conway G.D., Perry A.J., Boswell R.W. // Plasma Sources Science and Technology. 1998. V. 7. № 3. P. 337.
- 22. Lee W.H., Kim H., Kim J.W., Cheong H.W., Koo I.G., Lee S., Seong H., Whang K.W. in Proceedings of the

66<sup>th</sup> Annual Gaseous Electronics Conference, New Jersey, 2013. V. 58.

- 23. Lee H.J., Yang I.D., Whang K.W. // Plasma Sources Science and Technology. 1996. V. 5. № 3. P. 383.
- 24. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Reading, NJ: Wiley, 2005.
- 25. *Rose D.V., Genoni T.C., Welch D.R.* // Physics of Plasmas. 2006. V. 13. № 9. P. 092507.
- 26. Lee W.H., Cheong H.W., Kim J.W., Whang K.W. // Plasma Sources Science and Technology. 2015. V. 24. № 6. P. 065012.

Перевод с англ. Н.Л. Александрова

## A Study on the Improvement of Etch Uniformity in an Ion Beam Etcher with a Magnetized Inductively Coupled Plasma Source

H.-W. Cheong<sup>1</sup>, J.-W. Kim<sup>2</sup>, K. Kim<sup>3</sup>, and H. Lee<sup>4, #</sup>

<sup>1</sup> Grad. School of Management of Technology, Hoseo University, Asan, Korea
 <sup>2</sup> Samsung Electronics Co. Ltd., Hwaseong, Korea
 <sup>3</sup> Dept. of Electrical and Computer Engineering, Seoul Natl. University, Seoul, Korea
 <sup>4</sup> Hyundai Motor Company, Hwaseong, Korea
 #e-mail: hwally@nate.com

A magnetized inductively coupled plasma ion beam etcher (MICP-IBE) was designed by employing electromagnets around the etcher (IBE). A magnetic field can be set up such that the magnitude of the magnetic flux density on the screen grid increases or decreases with the radial distance from the screen grid center. Four different types of magnetic field conditions were considered. The plasma densities and electron temperatures were measured as functions of radial distance from the screen grid center under each condition. In addition, ion flux was measured with respect to radial distance from the substrate center using ion energy analyzer (IEA), after which the uniformity characteristics of the ion flux in the substrate were investigated. The dry etching characteristics of CoFeB, a typical alloy being used in the magnetic memory device, were investigated. The uniformity characteristics of the ion flux and the etch rate can be improved with the proper design of magnetic field conditions; however, the improvement was confirmed to be limited. In this respect, a new screen and acceleration grid were designed that have different grid hole densities with radial distance from the grid center (hereafter referred to as the proposed grid). Using the proposed grid, the ion flux and etch rate of CoFeB were measured with respect to radial distance from the substrate center, to see if the radial etch rate uniformity can be improved further. The CoFeB etch rate non-uniformity in the proposed grid (11.65%) was lower than that for the conventional grid (17.5%).

Keywords: ion beam etcher, magnetized inductively coupled plasma, uniformity, plasma density, etch rate

## ПАМЯТИ ВЯЧЕСЛАВА СЕРГЕЕВИЧА СТРЕЛКОВА 13.08.1933–19.07.2020



После тяжелой болезни скончался Вячеслав Сергеевич Стрелков, доктор физико-математических наук, профессор, лауреат Государственных премий СССР и премии Российской Федерации в области образования, Заслуженный работник атомной промышленности.

В.С. Стрелков поступил в Институт атомной энергии (ныне НИЦ "Курчатовский институт") после окончания МГУ в 1957 году на должность старшего лаборанта. Вся его научная деятельность связана с термоядерными установками токамак. Научный путь он начал под руководством таких замечательных ученых, как Л.А. Арцимович, И.Н. Головин, Н.А. Явлинский. В 1958 г. в сборнике "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций" были опубликованы его первые работы: одна в коллективе авторов, исследовавших безэлектродный разряд с большой силой тока в тороидальной камере с продольным магнитным полем – прообразе токамака, а другая работа посвяшена исследованию излучений безэлектродного разряда в дейтерии. В ней описаны первые измерения рентгеновского излучения и наблюдение убегающих электронов. С его именем неразрывно связаны первые законы (скейлинги) удержания энергии плазмы, первые наблюдения нейтронного излучения из плазмы токамака Т-3А и совместный англо-советский

эксперимент по лазерному зондированию плазмы, после которого токамаки получили международное признание. В 1958 г. Стрелков получил ученое звание младшего научного сотрудника и был первым среди учеников Л.А. Арцимовича, кто защитил кандидатскую диссертацию по токамакам (1965 г.). В 1976 г. он защитил докторскую диссертацию, а в 2005 г. получил ученое звание профессора.

Вячеслав Сергеевич опубликовал свыше 50 статей в реферируемых журналах, из них — шесть статей в журнале "Физика плазмы" с описанием экспериментов на токамаке Т-10 (в коллективе авторов), по диагностике реактора ИТЭР (1998 г.), обзор по токамакам (совместно с В.С. Муховатовым и В.Д. Шафрановым, 1976) и обзор "История создания и развития установки токамак-10", посвященный 25-летию работы токамака Т-10 (2001).

В.С. Стрелков сочетал научную работу экспериментатора с организационной деятельностью. В 1963 г. он становится заместителем начальника сектора токамаков, с 1971 г. – исполняющим обязанности начальника сектора, а с 1973 г. – начальником сектора токамаков. С 1995 г. он был заместителем директора Института ядерного синтеза по научному направлению. В последние годы Вячеслав Сергеевич был советником директора Центра (с 2005 г.) и советником президента Центра (с 2015 по 2019 г.).

Он активно участвовал в сооружении токамаков ТМП, Т-1, Т-2, Т-3, Т-3А, Т-4, Т-10 и Т-15, внедрении нейтронной и корпускулярной диагностики для измерения ионной температуры. По предложению Стрелкова внутренняя камера токамака Т-2 была изготовлена из тонкостенного сильфона, и была установлена диафрагма (лимитер), позволившая оторвать плазму от стенки. Эти нововведения совершили революцию в конструировании токамаков.

Как организатор, В.С. Стрелков активно участвовал в других революционных экспериментах, проведенных в секторе: он инициировал первые расчеты энергетического времени жизни плазмы в токамаке Т-3 на электронно-вычислительной машине в институте, который теперь называется ИПМ им. М.В. Келдыша, способствовал внедрению методов дополнительного нагрева нейтральным пучком и гиротронами, сооружению первого сверхпроводящего токамака. Вячеслав Сергеевич пользовался авторитетом в мировом термоядерном сообществе. Он участвовал в международных проектах ИНТОР и ИТ-ЭР. Был членом экспертной группы по диагностике ИТЭР в 1990-е годы, участвовал в разработке диагностики для определения распределения магнитного поля по динамическому Штарк-эффекту на современных токамаках и в ИТЭР.

В.С. Стрелков был удостоен двух Государственных премий СССР: за циклы работ "Получение и исследование высокотемпературной термоядерной плазмы на установках "Токамак"" (1971 г.) и "Корпускулярная диагностика высокотемпературной плазмы" (1981 г.).

Много лет В.С. Стрелков руководил семинаром "Т". Как руководитель семинара, всегда требовал от молодых экспериментаторов, чтобы они не только проводили измерения, но занимались их интерпретацией и участвовали в написании научных статей. Он был председателем НТС отдела Т-10 и членом Научно-технического совета (НТС-6) в Госкорпорации "Росатом". Участники этих заседаний не забудут его страстных, часто острых замечаний, когда он отстаивал свою принципиальную позицию, невзирая на лица и чины оппонентов.

Весь свой богатый опыт физика-экспериментатора он передавал научной молодежи. Много лет руководил научными школами по токамакам, участвовал в Курчатовских молодежных научных школах и конференциях, преподавал на Физическом факультете МГУ и на кафедре "Физика плазмы" МИФИ. Написанные им учебные пособия по диагностике и технике термоядерного эксперимента вошли в золотой фонд учебной литературы. Сейчас они активно используются в связи с сооружением малого учебно-демонстрационного токамака МИФИСТ. В 2013 г. Вячеслав Сергеевич был удостоен почетного звания лауреата премии Российской Федерации в области образования за "Научные и прикладные разработки в области высокоэкологичных систем электрофизического аппаратостроения, мощной импульсной энергетики и управляемого термоядерного синтеза для подготовки специалистов в области энергетики".

С раннего детства вся жизнь В.С. Стрелкова прошла в научной среде. Его родители закончили МГУ. Отец, Сергей Павлович Стрелков, был выдающимся ученым и педагогом, основателем кафедры общей физики для механико-математического факультета, по его книгам училось не одно поколение студентов, а его научная деятельность была тесно связана с авиацией. Жена Анна Андреевна, дочь выдающегося математика А.Н. Тихонова, занималась кристаллографией. Дети продолжили научные традиции семьи.

Вячеслав Сергеевич с молодых лет был активным спортсменом, занимался туризмом, альпинизмом, беговыми и горными лыжами, спортивным ориентированием. Это позволило ему на долгие годы сохранить работоспособность, и в возрасте далеко за 80 ездить на работу на велосипеде. Буквально до последних дней сохранял активную, оптимистичную жизненную позицию.

Вячеслав Сергеевич Стрелков оставил светлую память в сердцах всех, кому в науке довелось с ним соприкоснуться.