——— ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ———

УДК 621.387.132

# ПОДАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОГО СТАБИЛИЗАТОРА ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

© 2021 г. А. С. Мустафаев<sup>1</sup>, А. Ю. Грабовский<sup>1, \*</sup>, В. С. Сухомлинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия \*E-mail: schwer@list.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г. После доработки 18.11.2020 г. Принята к публикации 22.12.2020 г.

Экспериментально исследованы условия возбуждения колебаний тока и напряжения в плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Установлено, что в рассматриваемых режимах плазма обладает отрицательной проводимостью, которая и обусловливает колебания. Предложен высокоэффективный метод подавления плазменных неустойчивостей, основанный на управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем регулировки концентрации тепловых электронов плазмы с помощью внешнего электрода. Предлагаемый метод позволяет достигать высокого уровня стабильности энергетических характеристик стабилизатора при плотности разрядного тока до 5 А/см<sup>2</sup> и мощности 500 Вт/см<sup>2</sup>.

DOI: 10.31857/S004036442103008X

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Одним из ключевых направлений развития систем вооружений в Российской Федерации является разработка малогабаритных сверхмощных ядерных энергетических установок (ЯЭУ) [1]. Для решения этой задачи требуются электронные компоненты, позволяющие реализовать полное управление током в цепях ЯЭУ. К таким компонентам (приборам) выставляются следующие требования на допустимые уровни излучений реактора на стенке приборного отсека: флюенс быстрых нейтронов ( $E_n > 0.1 \text{ МэВ}$ ) должен быть не более 10<sup>12</sup> н/см<sup>2</sup>; поглощенная доза фотонов (ү-квантов) не должна превышать 10<sup>6</sup> рад. Таким требованиям удовлетворяют твердотельные полупроводниковые приборы, но с ростом электрической мощности и рабочей температуры применение для них локальной радиационной защиты резко ухудшает массогабаритные характеристики ЯЭУ. В этих условиях единственным решением является использование газоразрядных электронных приборов на базе неравновесной плазмы [2, 3].

Эксплуатация приборов плазменной энергетики сопряжена с проблемой возбуждения неустойчивостей при попытках повышения их энергетических параметров [4, 5]. Колебания и неустойчивости такого типа можно использовать в практических целях, однако их генерация в условиях плазменных источников и стабилизаторов оказывает разрушительное воздействие на их энергетические и электрокинетические характеристики. Очевидно, что борьба с неустойчивостями подразумевает управление функцией распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в рабочих режимах плазменных приборов.

В настоящей работе для решения проблемы подавления неустойчивостей разработана специальная конструкция триода на базе гелиевого низковольтного пучкового разряда (НПР) с управляющим электродом (УЭ), расположенным вне зазора катод—анод. Такая конструкция позволяет управлять функцией распределения заряженных частиц для эффективного подавления возникающих плазменных неустойчивостей и колебаний.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКА, ПРИБОР И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментальной установки и конструкция плазменного триода представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Их детальное описание можно найти в работе [2]. Рассмотрим основные элементы установки.

В блок I входят вакуумная камера *1*, катодный *2* и анодный *3* узлы. Специальные окна из сапфира *4* использовались для наблюдений и оптических измерений. Вакуумная система (блок II) включает турбомолекулярный насос, обеспечивающий максимально достижимое разрежение  $5 \times 10^{-8}$  Тор. Высокая стабильность разрядных условий достигалась длительным циклом обезгаживания при температуре 700 К.



**Рис. 1.** Принципиальная схема экспериментальной установки: *1* – вакуумная камера, *2* – катодный узел, *3* – анодный узел, *4* – сапфировое окно, *5* – турбомолекулярный насос, *6* – комплекс масс-спектрометрического анализа, *7* – монохроматор, *8* – диафрагма, *9* – конденсор, *10* – система обработки экспериментальных данных [2].



**Рис. 2.** Конструкция плазменного триода: *1* – катод, *2* – анод, *3* – УЭ, *4* – нагреватель, *5* – тепловой экран, *6* – катодная микротермопара, *7* – плоский зонд, *8* – защитные изоляторы, *9* – боковой проводящий экран [2].

Схема экспериментального прибора представлена на рис. 2. Его катод *1* изготовлен из пористого вольфрама, импрегнированного барием, и нагревается тантал-ниобиевой проволокой. Анод *2* и управляющий электрод *3* выполнены из поликристаллического молибдена. Диаметр катода — 10 мм, диаметры анода и УЭ равны и составляют 30 мм. Компоновка триода нетрадиционна – анод имеет центральное отверстие диаметром 2 мм, при этом УЭ вынесен из межэлектродного зазора и располагается непосредственно за анодом. Зазор катод—анод составляет 8 мм, УЭ расположен на расстоянии 1 мм за анодом. Плазменный канал триода ограничен металлическим конусным экраном *9*, находящимся под потенциалом катода.

Диагностика плазмы НПР осуществлялась методом плоского одностороннего зонда, развитым в работах [6–8]. Поскольку в рассматриваемых экспериментальных условиях плазма обладает осевой симметрией, ФРЭС не зависит от азимутального угла (рис. 3):

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \theta). \tag{1}$$

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 59 № 3 2021

В формуле (1)  $\upsilon = |\upsilon|; \theta$  — полярный угол.

Ток на плоский ленгмюровский зонд рассчитывается как

$$I = qS \int v_n f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \frac{2qS}{m^2} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{qU}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \times$$

$$\times \int_0^{\theta'_{\text{max}}} f(\varepsilon, \theta', \phi') \cos \theta' \sin \theta' d\theta',$$
(2)

где  $v_n$  — нормальная к поверхности зонда составляющая вектора скорости электрона **v**, *U* — потенциал зонда,  $\varepsilon = mv^2/2$ ,  $\phi'$  и  $\theta'$  — соответственно азимутальный и полярный углы вектора **v**. Вторая производная зондового тока (2) по потенциалу зонда *U* соответствует

$$I_{U}^{"} = \frac{q^{3}S}{m^{2}} \left[ \int_{0}^{2\pi} f(qU, 0, \phi') d\phi' - \int_{0}^{2\pi} d\phi' \times \int_{0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon, \theta'_{\max}, \phi') d\varepsilon \right].$$
(3)

Выражение (3) можно переписать в виде

$$I_{U}^{"}(qU,\alpha) = \frac{2\pi q^{3}S}{m^{2}} \left[ f(qU,\alpha) - \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\phi' \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon,\theta^{*})d\varepsilon \right].$$

$$(4)$$

Для нахождения ФРЭС представим  $f(\varepsilon, \theta)$  и  $I''_{U}(qU, \alpha)$  в виде рядов по полиномам Лежандра:

$$f(\varepsilon, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\varepsilon) P_j(\cos \theta), \qquad (5)$$

$$I_U''(qU,\alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos\alpha).$$
(6)

После подстановки (5) и (6) в (4) получаем соотношение между компонентами  $f_i$  и  $F_i$ :

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) d\varepsilon.$$
(7)

Выражение (7) является интегральным уравнением Вольтерра II рода. Решая его с помощью метода резольвент [9], получим

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_j(\varepsilon) R_j(qU,\varepsilon) d\varepsilon.$$
(8)

Подставим в уравнение (8) соотношение

$$F_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} I_U''(qU,x) P_j(x) dx$$

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 59

xx' $\theta'$  $\theta'$  $\theta'$  $\psi'$ x' $\alpha$ nz'

Рис. 3. Ориентация зонда в плазме.

и получим основную формулу, позволяющую реконструировать компоненты  $f_i$ :

$$f_{j}(qU) = \frac{(2j+1)m^{2}}{4\pi q^{3}S} \times \int_{-1}^{1} \left[ I_{U}^{"}(qU,x) + \int_{qU}^{\infty} I_{U}^{"}(\varepsilon,x)R_{j}(qU,\varepsilon)d\varepsilon \right] P_{j}(x)dx.$$
<sup>(9)</sup>

Таким образом, для диагностики плазмы методом плоского зонда необходимо зарегистрировать значения  $I''_U(qU, \alpha)$  при различных углах зонда относительно оси разряда, рассчитать по формуле (9) ряд лежандровых компонентов и реконструировать полную ФРЭС согласно формуле (5). Формула (9) демонстрирует, что метод не требует априорной информации об анизотропии распределения заряженных частиц, однако для корректного описания ФРЭС в сильнонеравновесной плазме необходимо большое число компонент, что не всегда возможно в реальном эксперименте. В этой связи метод плоского зонда усовершенствован авторами для диагностики моноэнергетичных пучков заряженных частиц [10].

В процессе зондовых измерений тщательно выдерживались все требования теории Ленгмюра. С этой целью изготавливались зонды толщиной 30 мкм и диаметром 0.5 мм. Также учитывались все факторы, способные искажать зондовые вольт-амперные характеристики (BAX) [11].

Для получения значений второй производной зондового тока использовался метод демодуляции, реализованный в измерительном комплексе на базе ПК. В качестве дифференцирующего сигнала для увеличения чувствительности метода использовалось 100% модулированное напряжение  $\Delta U = U_0(1 + \cos \omega_1 t) \cos \omega_2 t$  [11].

№ 3 2021



**Puc. 4.** Вторые производные зондового тока  $I_U^{"}(qU, \alpha)$ , полученные при различных углах плоского зонда относительно оси разряда (a):  $P_{\text{He}} = 2.5 \text{ Top}, j = 0.15 \text{ A/cm}^2$ ,  $U = 24 \text{ B}, n_t = 1.97 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}, n_0 = 3.76 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (6) – распределение потенциала по зазору экспериментального прибора:  $I - P_{\text{He}} = 2 \text{ Top}$ , ток на анод i = 0.2 A, ток на УЭ  $i_{y_3} = 0 \text{ A}$ ; 2 - 3, 0.6, 0.04; 3 - 6, 0.4, 0.02.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение параметров в плазме НПР. В эксперименте роль плазмообразующего компонента играл гелий, поскольку он обладает самыми высокими среди других инертных газов потенциалами ионизации и возбуждения. Это позволяет добиться наиболее яркого проявления нелокальных эффектов в плазме. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне токов 0.1-2 А и давлений гелия 0.1-10 Тор. Выбор таких условий обусловлен возможностью перевода плазмы как в локальный, так и в нелокальный режим. В последнем случае длины релаксации на электрон-электронных  $L_{ee}$  и электрон-атомных  $L_{ea}$  столкновениях превосходят длину межэлектродного зазора d [12, 13].

Вторые производные  $I_U^"$  плоского зонда, зарегистрированные при его различных ориентациях относительно оси разряда при  $P_{\text{He}} = 2.5$  Тор показаны на рис. 4а. Видно, что структура ФРЭС формируется двумя обособленными группами электронов: тепловыми  $f_t$  и пучковыми  $f_0$  с концентрацией и

средней энергией  $n_t$ ,  $\varepsilon_t$  и  $n_0$ ,  $\varepsilon_0$  соответственно.

Распределение тепловых электронов по скоростям близко к изотропному максвелловскому, тогда как группа быстрых электронов отличается значительной анизотропией распределения. Сравнение энергий тепловых и пучковых электронов выявляет сильную неравновесность ФР-ЭС, энергия тепловых электронов – примерно 2 эВ, быстрых – 25 эВ.

Формирование такой структуры ФРЭС связано с распределением потенциала по межэлектродному зазору (рис. 46, кривая 1). У анода образуется скачок потенциала  $\phi_a \approx 1.5 \epsilon_t$ , являющийся практически непреодолимым барьером для тепловых электронов плазмы. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются на прикатодном скачке потенциала и образуют пучок с небольшим разбросом по энергии, пронизывающий межэлектродный зазор. Рождение медленных электронов происходит в результате ионизации атомов гелия электронами пучка. Потенциалы возбуждения и ионизации для Не составляют  $U_{\rm M} \approx 19.8$  В и  $U_{\rm ион} \approx 24.6$  В соответственно, что обусловливает доминирующую роль пучка в неупругих процессах и токопереносе.

Если рассматривать промежуток между анодом и управляющим электродом, то отверстие в аноде является неким подобием плазменного катода и токоперенос здесь осуществляется в основном тепловыми электронами из плазмы в зазоре катод—анод, что становится возможным благодаря их ускорению в сильном электрическом поле двойного слоя в окрестностях анода (рис. 46, кривые 2, 3).

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 59 № 3 2021



**Рис. 5.** ВАХ стабилизатора при различных токах на УЭ:  $I - i_{y_3} = 0$  А, 2 - 0.02, 3 - 0.04, 4 - 0.06, 5 - 0.08;  $P_{\text{He}} = 3$  Тор.

С целью изучения процессов, протекающих в рассматриваемых плазменных условиях, по зарегистрированным значениям  $I''_U(qU,\alpha)$  восстановлены лежандровы компоненты разложения ФРЭС  $f_0-f_6$ , определяющие набор важнейших базовых параметров плазмы: концентрацию, плотность электронного тока, анизотропию электронного давления и др. [11]. В частности, по компоненту  $f_0$  можно рассчитать функцию возбуждения атомов и генерации ионов:

$$\Gamma = 4\pi N_a \int_{v_{\text{nop}}}^{\infty} v \sigma_{ea}^i(v) f_0(v) v^2 dv, \qquad (10)$$

где  $\sigma_{ea}^{i}$  — энергетическая зависимость сечения соответствующего процесса, v — скорость налетающего электрона.

Подавление колебаний тока и напряжения в плазменных приборах с отрицательной проводимостью. Известно, что НПР может быть неустойчив к возбуждению различного типа колебаний [12–14], разрушающих рабочие режимы плазменных электронных приборов.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 59



**Рис. 6.** Форма колебаний тока разряда (сплошные кривые) и напряжения (штриховые) при  $P_{\text{He}} = 5$  Тор.

Вольт-амперные характеристики гелиевого НПР, зарегистрированные в условиях трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения, представлены на рис. 5. Кривая *1* имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости  $G_{\rm A}$ , что является причиной развития колебаний разрядного тока и напряжения [15].

Типичная форма таких колебаний представлена на рис. 6. Колебания происходят при полной модуляции тока в разряде на частотах 50-150 кГц и при амплитудных значениях напряжения порядка 30 В. В условиях постоянного давления частота колебаний практически не изменяется при варьировании уровня разрядного тока. Если ток возрастает, то глубина модуляции падает вплоть до 10%. При увеличении давления наполнителя частота колебаний нарастает линейно (рис. 7).

Аксиальное распределение параметров плазмы перед возникновением колебаний приведено в таблице. Функция генерации Г (показывает



Рис. 7. Частота колебаний в зависимости от давления гелия.

№ 3 2021

Аксиальное распределение параметров плазмы пр	при $P_{\text{He}} = 2$ Тор и разрядном токе $i = 0.5$	A
---	--	---

<i>Z</i> , мм	φ, Β	$n_0, 10^9 \mathrm{cm}^{-3}$	$n_t$ , $10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$\tau_{_{{\cal I}}{}_{{\cal U}}\varphi},c$	$D \sim n/\tau$ , $10^{17} \mathrm{cm}^{-3} \mathrm{c}^{-1}$	$\Gamma$ , $10^{17} \text{ cm}^{-3} \text{ c}^{-1}$	$\Gamma/D$
1	20.1	15	0.5	4.0	0.1	6.0	60.0
2	20.7	12	0.75	5.5	0.13	4.8	37.0
3	21.2	7	1.23	7.0	0.17	2.8	16.4
4	21.4	4	1.6	8.5	0.2	1.6	8.0
5	22	2.74	2.5	10	0.24	1.1	4.58
6	22.4	1.75	3.73	11.5	0.27	0.7	2.59
7	22.8	1.11	5.57	13	0.3	0.44	1.47
8	23.3	0.71	8.29	14.5	0.34	0.28	0.82

число ионов, родившихся в единице объема за 1 с) рассчитывалась по формуле (10) с помощью измеренного лежандрова компонента ФРЭС  $f_0$ . Величина  $D = n/\tau$  определяет уход ионов из плазменного канала в радиальном направлении, где  $\tau \sim r/\overline{v}_{дp}$  — время радиальной диффузии ионов, скорость движения ионов  $\overline{v}_{дp}$  в радиальном поле напряженностью  $E_r \sim 5$  В/см составляла величину порядка 2 × 10<sup>5</sup> см/с [16].

Из таблицы видно, что по мере удаления от катода в аксиальной области плазмы несколько возрастает D из-за увеличения радиального градиента концентрации и поля. Вместе с тем вследствие влияния радиальной диффузии и неупругих процессов происходит обеднение быстрой части  $\Phi P$ -ЭС, влекущее снижение функции генерации ионов Г. Вблизи анода величины Г и D сопоставимы (рис. 8), что дает возможность записать условие стационарности концентрации ионов в виде



**Рис. 8.** Аксиальные зависимости величин D(1),  $\Gamma(2)$  и  $\Gamma/D(3)$ .

 $\Gamma \approx D$ . В случае нарушения этого условия (при  $\Gamma \ge D$ ) формируется избыточное количество ионов в прианодном регионе с последующим возрастанием тока медленных электронов на анод и возникновением релаксационных колебаний, характер которых зависит еще и от анодной нагрузки. При  $\Gamma \le D$  дефицит ионов может приводить к обрыву тока.

Таким образом, физическую картину возбуждения колебаний можно сформировать, рассматривая соотношение процессов генерации ионов в плазме и их ухода из межэлектродного зазора. Из формулы (10) видно, что с увеличением давления гелия функция генерации возрастает и диффузионный поток ионов на анод увеличивается (время пробега ионов в зазоре катод-анод порядка миллисекунд, что хорошо согласуется с частотами колебаний). В результате происходит компенсация прианодного объемного заряда тепловых электронов, ранее запертых в потенциальной яме между катодом и анодом. В результате их хаотический ток на анод  $i_t$  возрастет. В предположении нулевого прианодного потенциального барьера величину і, можно записать в виде

$$i_t = \frac{1}{4} e n_e v_t S,$$

где e – заряд электрона,  $n_e$  – концентрация электронов вблизи анода,  $v_t$  – тепловая скорость электронов, S – площадь анода. Оценки при  $P_{\text{He}} = 5$  Top,  $n_e \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 1$  эВ дают  $i_t \sim 1.8$  А, что приближенно соответствует зарегистрированному значению (рис. 6).

На основании проведенных исследований предложен способ подавления колебаний тока и напряжения [17]. Из рис. 5 видно, что отбор тока тепловых электронов на управляющий электрод позволяет управлять знаком  $G_{\rm q}$ . Возможность такого управления позволяет эффективно подавлять колебания тока и напряжения, поскольку во всех режимах с положительной дифференциальной проводимостью (рис. 5, кривые 2–5) колебания отсутствовали и более не возбуждались.

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР том 59 № 3 2021

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты зондовых исследований ФРЭС и распределения параметров в пучковой плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Показано, что в плазме присутствуют две группы электронов разных энергий и концентраций – быстрые электроны пучка и тепловые электроны плазмы. Экспериментально обнаружены колебания разрядного тока и напряжения в диапазоне давлений гелия 1-10 Тор. Установлено, что в исследуемых режимах ВАХ прибора имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости, которая является причиной неустойчивости. На основании данных зондовых измерений рассчитана функция генерации ионов Г и величина D, определяющая их уход из плазменного канала. Показано, что развитие колебаний связано с нарушением условия  $\Gamma \approx D$ . Разработан метод подавления колебаний, заключающийся в управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем отбора тока тепловых электронов на управляющий электрод. Предлагаемый метод обеспечивает высокий уровень стабильности рабочих параметров плазменного стабилизатора вплоть до плотности разрядного тока 5 А/см<sup>2</sup>.

Авторы выражают благодарность проф. Ю.А. Лебедеву за ценные замечания и постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 21-19-00139.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ярыгин В.И., Ружников В.А., Синявский В.В. Космические и наземные ядерные энергетические установки прямого преобразования энергии. М.: НИЯУ "МИФИ", 2016. 364 с.
- 2. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Низковольтный пучковый разряд в легких инертных газах для решения проблем стабилизации напряжения // ТВТ. 2017. Т. 55. № 1. С. 24.
- 3. *Mustafaev A., Klimenkov B., Grabovskiy A., Kuznetsov V.* Grid Current Control in the Unstable Mode of Plasma

Discharge // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400(7). P. 077024.

- Мустафаев А.С. Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. 2001. Т. 46. № 4. С. 111.
- Sukhomlinov V.S., Matveev R., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Kinetic Theory of Low-voltage Beam Discharge Instability in Rare Gases // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. № 6. P. 062106.
- Mustafaev A.S. Probe Method for Investigation of Anisotropic EVDF. Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges // NATO Int. Sci. Session / Ed. By Kortshagen U., Tsendin L. N.Y.–London: Plenum Press, 1998. V. 367. P. 531.
- Мустафаев А.С., Страхова А.А. ЗД-диагностика функции распределения электронов в плазме // ЗГИ. 2017. Т. 226. С. 462.
- Мустафаев А.С., Сухомлинов В.С. Функция распределения ионов в плазме собственного газа // Зап. Горн. ин-та. 2016. Т. 222. С. 864.
- 9. Вольтерра В. Теория функционалов, интегральных и интегродифференциальных уравнений. М.: Наука, 1982. 304 с.
- Sukhomlinov V.S., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Probe Measurements of the Electron Velocity Distribution Function in Beams: Low-voltage Beam Discharge in Helium // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 143301.
- 11. *Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю.* Зондовая диагностика анизотропной функции распределения электронов в плазме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 841.
- Ахиезер А.И., Файнбіерг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555.
- Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Корнилов Е.А. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле // ЖТФ. 1961. Т. 31. С. 761.
- Корнилов Е.А., Ковпик О.Ф., Файнберг Я.Б. Механизм образования плазмы при развитии пучковой неустойчивости // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1378.
- 15. Гаряинов С.Л., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия, 1970. 320 с.
- Захарова В.М., Каган Ю.М. О движении ионов и атомов в плазме // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970. С. 291.
- 17. *Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю*. Способ стабилизации электрических параметров в газоразрядных приборах с отрицательным сопротивлением. Патент РФ № 2498441. Б.И. № 31. 2013.