ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2020, том 46, № 11, с. 977–984

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.01

ПРОХОЖДЕНИЕ ПЛАЗМОЙ МАГНИТНОГО БАРЬЕРА ПЛАЗМООПТИЧЕСКОГО МАСС-СЕПАРАТОРА

© 2020 г. В. М. Бардаков[a, b, *], Н. А. Строкин[b, **], Тхе Тханг Нгуен[b, ***], А. Н. Ступин[b, c, ****]

[a] Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия

[b] Иркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

[c] Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*e-mail: VMBardakov38@mail.ru

**e-mail: strokin85@inbox.ru

***e-mail: thethang.pkkq@gmail.com

****e-mail: al.stupin1@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.
После доработки 01.05.2020 г.
Принята к публикации 18.05.2020 г.

Теоретически и экспериментально исследуется течение плазмы с низким газодинамическим давлением поперек магнитного поля, когда перенос электронов происходит в условиях преобладания столкновений с нейтралами. Учитывается нагрев электронов в электрическом поле, сформированном потоком плазмы, и уход (потери) электронов на стенки канала, между которыми и потоком есть потенциальный барьер. Найдена максимально возможная плотность ионов в потоке, который преодолевает магнитный барьер.

Ключевые слова: плазмооптическая масс-сепарация, энергетические спектры ионов, плазменный ускоритель с замкнутым дрейфом электронов, магнитный барьер азимутатора

DOI: 10.31857/S0367292120110013

1. ВВЕДЕНИЕ

Статья, в определенной степени, отражает состояние исследований по разработке одного из плазменных методов [1, 2] разделения многокомпонентных смесей, не имеющих газообразных соединений, пригодных для разделения кинетическим методом в центрифугах, на элементы или группы элементов – плазмооптического (ПОМС-Е) [3, 4]. Наиболее известными примерами смесей, требующих переработки, являются отработавшее ядерное топливо, литий-графитовые электроды и литийсодержащий электролит аккумуляторов, комплексы, содержащие редкоземельные элементы. Обращение к плазменным методам масс-сепарации (ПММС) связано с возможностью создания компенсированных по заряду ионных потоков и, следовательно, значительного увеличения наработки разделяемых элементов по сравнению с электромагнитным методом разделения (ЭММС) [5]. Конечно, строгого сравнения производительности ЭММС и ПММС проводить нельзя. По крайней мере, по двум причинам. Во-первых, задачи ЭММС – разделение изотопов; относительно же ПММС уже сложилось убеждение, что основное – это разделение на элементы, группы элементов или предварительное обогащение смеси по какому-либо элементу для последующей работы ЭММС. Во-вторых, производительность ЭММС – это уже более 75 лет контролируемый производственный показатель. Например, для промышленного ЭММС СУ-20 при обогащении изотопом кальций-48 от 0.187% до 87% накопление составляет 22000 мА·час [6], что при энергии ионов кальция 30 кэВ, соответствует потоку отбора $\Phi_{ЭММС} \sim 7 \times \times 10^{-12}$ г/с. Единственная эмпирическая оценка производительности ПММС получена на прошедшем стадию опытных испытаний плазменном фильтре масс “Archimedes Demonstration Unit”, где во вращающейся плазме металлического натрия для легкой фракции радиоактивных отходов, инжектируемых в плазму, получена скорость отбора массы $\Phi_{Arch} \sim 0.25$ г/с [7]. Теоретическая оценка скорости отбора бинарной смеси 120 и 240 а.е.м. в новом варианте прямоточной плазменной центрифуги (ППЦ) из расширяющейся под действием вращающегося поперечного магнитного поля дипольной конфигурации плазменной струи дает $\Phi_{ППЦ} \sim 2 \times 10^{-3}$ г/с [8]. Оценка производительности ПОМС-Е-сепаратора, приведенная в [3], сделана для плазменного

ускорителя с суммарным ионным током 700 А (M = 100 а.е.м.) и составляет $\Phi_{\text{ПОМС}} \sim 5$ г/с.

Плазмооптический способ масс-сепарации включает этапы получения компенсированного по заряду аксиально-симметричного пучка ионов в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) и проведение его через область (элемент конструкции сепаратора), названную азимутатором, где создано поперечное к потоку ионов (радиальное) магнитное поле, в котором ионы приобретают азимутальную компоненту скорости. Далее в сепарирующем объеме, в котором создается стационарное радиальное электрическое поле и однородное постоянное продольное магнитное поле, замагничивающее электроны, но практически не влияющее на динамику ионов смеси, происходит разделение ионов в пространстве и собирание их на различные приемники. В настоящее время авторами данной статьи разрабатывается вариант ПОМС-Е-3 плазмооптического масс-сепаратора [4, 9–11], схема которого приведена на рис. 1. В качестве плазменного ускорителя здесь, в отличие от [3], используется УЗДП с анодным слоем (TAL – thruster with anodic layer) с проводящими удаленными стенками канала [12, 13]. Кроме того, азимутатор, являющийся частью магнитопровода, в ПОМС-Е-3 совмещен с катодом TAL, а приемники ионов выполнены протяженными, расположенными на определенных радиусах в сепарирующем пространстве и торце установки. Названная совокупность отличий обеспечила возможность использования в качестве источника компенсированного потока ионов УЗДП, в котором, нужно отметить, ионы имеют широкий спектр по энергии, что исключает возможность использования идеализированной схемы ПОМС-Е [3].

Для плазмооптической масс-сепарации эффективность метода, как и любого другого способа разделения, определяется степенью разделения и током ионов перерабатываемого пучка. При трехкомпонентном разделении в ПОМС-Е-3 степень разделения определяется, в основном, геометрией объема сепарации. Ионы центральной массы M_0, стартующие в точке R по радиусу, собираемые на торцевой приемник, не будут попадать на приемники ионов меньшей M_2 и большей M_1 масс, если они расположены на радиусах r_1 и r_2, таких, что $r_1 = R - R\dfrac{\delta M}{M_0}$, $r_2 = R + R\dfrac{\delta M}{M_0}$; $\delta M = (M_1 - M_2)/2$. Соответственно, $\dfrac{\delta M}{M_0} = \dfrac{r_2 - R}{R} = \dfrac{R - r_1}{R}$ [9].

Производительность источника плазмы ограничивается потерями в области с поперечным к потоку плазмы магнитным полем азимутатора,

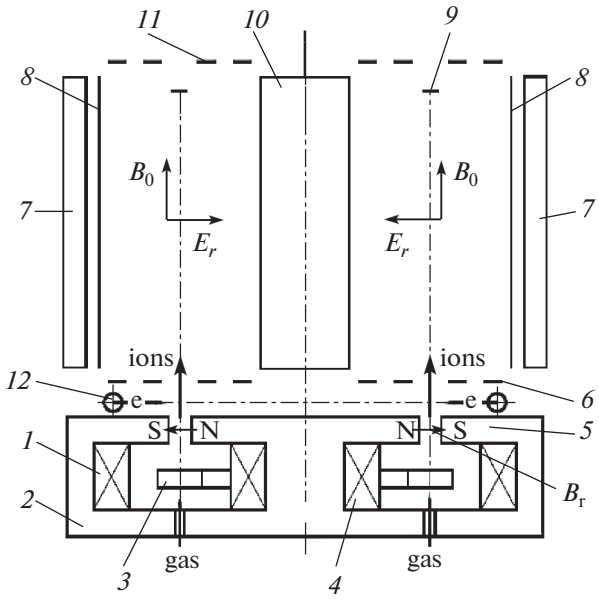

Рис. 1. Схема макета плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3: *1* – внешняя катушка магнитного поля TAL; *2* – магнитопровод; *3* – анод; *4* – внутренняя катушка; 5 – катод-азимутатор (*1-5* – TAL); *6, 8, 10, 11* – система создания радиального электрического поля E_r в сепарирующем пространстве; *7* – катушка для создания продольного магнитного поля B_0 в сепарирующем пространстве; *8, 9, 10* – выполняют роль и приемников разделенных ионных компонент; *12* – источник электронов компенсации пространственного заряда ионов.

являющегося одним из основных элементов масс-сепаратора ПОМС-Е [3, 9–11]. Динамическое давление моноэнергетического плазменного потока $2n_0W_0$, где n_0 и W_0 – плотность и энергия ионов, сравнивается с давлением магнитного поля азимутатора $B^2/8\pi$ при плотности ионов $N_d = B^2/(16\pi W_0)$. Плотность ионов n_0 в экспериментах на макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 $n_0 \ll N_d$, и отношение динамического давления к давлению магнитного поля $\beta \ll 1$. Прохождение такого осесимметричного плазменного потока через магнитный барьер (МБ) за счет дрейфа при поляризации плазмы (возникновения электрического поля) в направлении, перпендикулярном магнитному полю и направлению движения [14–16], не реализуется, так как магнитное поле азимутатора радиальное, а поляризация по замкнутой угловой координате невозможна. Если плотность в плазменном потоке n_0 превышает величину $N_q = B^2/(8\pi mc^2)$, то при поляризации вдоль скорости потока в отсутствие электронных столкновений плазма при движении в магнитном барьере сохраняет квазинейтральность и проникает в МБ на расстояние гибридного ларморовского радиуса $\rho_h = \sqrt{2W_0mc^2}/(eB)$ [17]; здесь m – масса электрона, c – скорость света. В

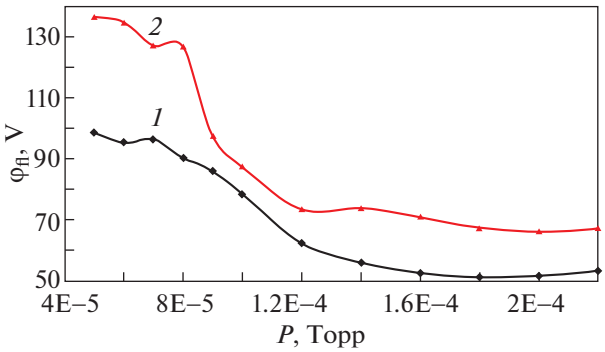

Рис. 2. Плавающий потенциал: *1* – на входе в МБ азимутатора ПОМС-Е-3; *2* – в середине; разрядное напряжение TAL $U_d = 680$ В; индукция магнитного поля на аноде TAL $B_{an} = 970$ Гс; в МБ азимутатора поле $B_{az} = 4270$ Гс.

случае, когда $Q^2 = N_q/n_0 \gg 1$, что соответствует нашим экспериментам, электроны проникают в МБ на расстояние $\rho_e = \max(\rho_h/Q, \rho_e)$, а ионы – на расстояние $\rho_i = \rho_h Q$; здесь $\rho_e = u_{Te0}/\omega_{Be}$, u_{Te0} – тепловая скорость электронов в плазменном потоке, $\omega_{Be} = eB/(mc)$ – электронная циклотронная частота. Для экспериментов $\rho_h \approx 5 \times 10^{-2}$ см, $N_q \approx 5 \times 10^{11}$ см$^{-3}$, $Q \approx 10^2$, а ширина магнитного барьера $\Delta \approx 1$ см. Таким образом, в условиях эксперимента электроны не могут следовать вместе с ионами вглубь МБ; на ионы, можно считать, магнитное поле не влияет. Известно, что моноэнергетический поток ионов с энергией W_0 проходит через промежуток Δ, если $n_0 \le N_B = (8/9)W_0/(\pi e^2\Delta^2)$ [18]; в противном случае – он полностью отражается.

Теоретическое рассмотрение задачи о прохождении немоноэнергетических ионов с максимальной энергией W_m через МБ показало [19], что решение с частичным прохождением ионов есть во всем диапазоне изменения индукции B магнитного поля в азимутаторе, плотности n_0 и энергетического разброса в падающем пучке ионов. Плотность прошедших ионов в случае малого энергетического разброса при увеличении n_0 достигает максимума, равного $N_B/2$, и затем уменьшается, стремясь к некоторой конечной величине $n_\infty = N_b/8$ при дальнейшем увеличении плотности.

В работе [20] отмечалась критическая роль стенок канала в процессах переноса в газовых разрядах низкого давления с магнитным полем. В процессе численного моделирования методом частиц в ячейках обнаружены пристеночные слои электростатического потенциала, влияющие на динамику частиц. Найдено, что ток электронов, проходящих МБ, обратно пропорционален величине магнитного поля: $I_e \sim 1/B$. Величина I_e монотонно уменьшалась с ростом длины барьера.

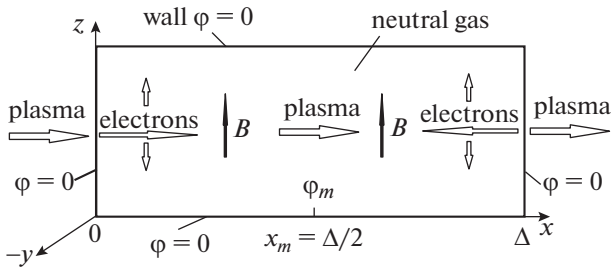

Рис. 3. Схема задачи.

В частично ионизованной плазме, погруженной в магнитное поле, электроны поперек поля продвигаются в процессе классической диффузии при столкновениях с нейтралами, что заметно при высоких рабочих давлениях плазмообразующего газа, или из-за аномальной диффузии [21, 22]. В настоящей статье мы найдем распределение потенциала в плазме, движущейся в поле магнитного барьера, с учетом столкновений электронов с нейтралами. При этом учтем набор энергии электронами в электростатическом поле разделения зарядов и их уход на стенки при наличии потенциального барьера стенка–плазма, а также найдем максимальную плотность ионов в потоке, который преодолевает магнитный барьер.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Прохождение потоком плазмы МБ азимутатора ПОМС-Е-3 сопровождается возрастанием потенциала плазмы φ_{pl}. На рис. 2 даны зависимости однозначно связанного с потенциалом плазмы плавающего потенциала φ_{fl} ленгмюровского зонда в области МБ (в потоке плазмы из TAL, который применяется на ПОМС-Е-3).

Для прояснения причин формирования потенциала и его влияния на прохождение потока плазмы рассмотрим стационарный процесс движения плазмы с $\beta \ll 1$ в области с поперечным к потоку однородным магнитным полем, сосредоточенным на длине Δ вдоль оси x. Направим ось z вдоль магнитного поля (рис. 3). На рис. 2 (кривая *2*) виден прирост потенциала внутри МБ по сравнению с областью E×B-разряда в плазменном ускорителе. Величина потенциала определяется степенью компенсации пространственного заряда ионного потока, которая возрастает с увеличением рабочего давления плазмообразующего газа.

Величина индукции магнитного поля B такая, что действием магнитного поля на ионы будем пренебрегать. Время t_Δ, за которое ионы проходят расстояние Δ, намного меньше, чем время между столкновениями ионов с нейтралами, с электронами и друг с другом, поэтому процессы столкновений ионов учитывать не будем. На входе в

МБ в точке $x = 0$ моноэнергетичный поток ионов имеет скорость u_0, плотность n_0; энергия ионов $W_0 = Mu_0^2/2$. Рассматривается случай замагниченных электронов, которые продвигаются в МБ за счет упругих столкновений с нейтралами. Этот процесс характеризуется средним временем τ_{ea}. Неупругие столкновения электронов – процессы возбуждения, ионизации и рекомбинации в МБ рассматривать не будем.

При движении потока в МБ из-за разделения зарядов формируется распределение потенциала $\varphi(x)$ – потенциальный барьер высотой φ_m. Для выявления наиболее сильных эффектов будем рассматривать одномерную симметричную относительно центра МБ задачу при $0 \le x \le \Delta/2$, когда все величины зависят только от координаты x. На границах МБ поддерживается нулевой потенциал: $\varphi(x = 0) = \varphi(x = \Delta) = 0$. С обеих границ к центру МБ вдоль оси x движутся одинаковые потоки электронов, обеспечиваемые, с одной стороны, плазменным ускорителем, с другой, плазменным источником электронов для компенсации пространственного заряда. В точках $x = 0$ и $x = \Delta$ электроны имеют начальную температуру T_0, затем при движении в электрическом поле к центру МБ их наиболее вероятная энергия (температура) возрастает.

Перераспределение энергии между электронами происходит при электрон-электронных столкновениях. Будем считать, что время релаксации функции распределения электронов к максвелловской функции $\tau_{eem} \approx \tau_{ee} = \dfrac{m^2 u_{Te}^3}{\sqrt{12}\pi\Lambda n_e e^4}$ [23], где τ_{ee} – среднее время между электрон-электронными столкновениями, n_e – плотность электронов, u_{Te} – тепловая скорость электронов, Λ – кулоновский логарифм.

В МБ при $z = \pm\delta$ находятся проводящие стенки канала. Примем потенциал стенок равным нулю. Тогда разность потенциалов по оси z между областью потока и стенкой $\Delta\varphi_z = \varphi(x) - \varphi(z = \pm\delta) = \varphi(x)$. Будем учитывать уход на стенки некоторой части n_{fast} электронов: если электроны имеют энергию $W > e\varphi(x) = e\Delta\varphi_z$, то они за среднее время τ уходят вдоль z на стенки. Плотность n_{fast} электронов, энергия которых больше, чем $e\varphi(x)$, определяется так: $n_{fast} = n_e e^{-e\varphi(x)/kT(x)}$, где $T(x)$ – температура электронов в точке траектории с координатой x. Тогда время ухода электронов на стенки можно определить из соотношения $\dfrac{n_{fast}}{\tau_{eem}} = \dfrac{n_e}{\tau_{eem} e^{e\varphi(x)/kT(x)}}$, и оно равно $\tau = \tau_{eem} e^{e\varphi(x)/kT(x)}$.

3. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

На рис. 3 приведена схема МБ, используемая при теоретическом анализе задачи.

Уравнения динамики электронов имеют вид

$$mn_e u_x \frac{du_x}{dx} = -en_e E - \frac{en_e u_y B}{c} - \frac{dp}{dx} - \frac{mn_e u_x}{\tau_{ea}}; \quad (1)$$

$$mn_e u_x \frac{du_y}{dx} = \frac{en_e u_x B}{c} - \frac{mn_e u_y}{\tau_{ea}}, \quad (2)$$

где u_x, u_y – направленные скорости электронов вдоль оси x и y соответственно, E – напряженность электрического поля вдоль оси x, $p = n_e kT$ – электронное тепловое давление.

Изменение энергии электронов при продвижении их в промежутке Δ связано с переносом внутренней энергии, энергии направленного движения, работой сил давления и электрического поля. В стационарном режиме, с учетом ухода электронов на стенки, можно записать следующее уравнение:

$$\frac{d}{dx}\left(u_x \frac{n_e m u^2}{2} + u_x \varepsilon + u_x p\right) + \frac{1}{\tau}\left(\frac{n_e m u^2}{2} + \varepsilon + p\right) = -en_e E u_x, \quad (3)$$

где $\varepsilon = (3n_e kT)/2$ – внутренняя энергия электронов; $u^2 = u_x^2 + u_y^2$.

Уравнение непрерывности потока электронов с учетом ухода электронов вдоль оси z имеет вид

$$\frac{d(u_x n_e)}{dx} = -\frac{n_e}{\tau}. \quad (4)$$

Из (3), (4) можно получить

$$\frac{d}{dx}\frac{mu^2}{2} = -\frac{d}{dx}\left(\frac{5}{2}kT - e\varphi\right). \quad (5)$$

Пренебрегая инерцией электронов в уравнениях (1), (2), (5) и используя граничное условие $\varphi(x = 0) = 0$, получим выражения для скоростей и температуры электронов:

$$u_y = \omega_{Be} u_x \tau_{ea}, \quad (6)$$

$$u_x = -\frac{\tau_{ea}}{m\left(1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ea}^2\right)}\left(eE + \frac{1}{n_e}\frac{dp}{dx}\right). \quad (7)$$

$$kT(x) = kT_0 + \frac{2}{5}e\varphi(x). \quad (8)$$

Уравнения (6)–(8) не содержат времени τ и соответствуют одномерной постановке задачи. Но учет потерь электронов из потенциальной ямы на стенки азимутатора заложен в уравнении (4).

Тепловая скорость электронов $u_{Te} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ запишется так

$$u_{Te}(x) = \sqrt{\frac{2kT_0}{m} + \frac{4e\varphi(x)}{5m}}. \quad (9)$$

Движение ионов в МБ описывается уравнениями сохранения энергии и потока: $MV^2/2 = W_0 - e\varphi$, $n_i = \frac{n_0 u_0}{V}$, где V – скорость ионов вдоль оси x, M – масса иона, n_i – плотность ионов. Тогда распределение плотности ионов в МБ определяется по формуле

$$n_i(x) = \frac{n_0}{\sqrt{1 - e\varphi(x)/W_0}}. \quad (10)$$

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА

4.1. Квазинейтральный режим

Рассмотрим случай $n_0 \gg N_B$, при котором электроны, продвигающиеся в МБ за счет столкновений с нейтралами, компенсируют заряд ионной компоненты, и на всей длине МБ осуществляется квазинейтральный режим течения с $n_e = n_i = n$. Полагаем, что для электронов выполняется условие $\omega_{Be} \gg (\tau_{ea})^{-1}$, при котором направленная скорость электронов (7) с учетом соотношений (8) и (10) будет определяться так:

$$u_x = \frac{3e}{5m\omega_{Be}^2\tau_{ea}}\frac{d\varphi}{dx}\left[1 - \frac{1}{(1 - e\varphi/W_0)}\left(\frac{5kT_0}{6W_0} + \frac{e\varphi}{3W_0}\right)\right], \quad (11)$$

где $\tau_{ea} = 1/(n_a\sigma_{ea}u_{Te})$ – время между упругими столкновениями электронов с нейтралами, n_a – плотность нейтралов, σ_{ea} – сечение упругих столкновений; считаем $\sigma_{ea} = \text{const}$.

Из (11) видно, что направленная скорость электронов становится равной нулю в точке, где потенциал становится равным некоторому критическому значению φ_{cr}, определяемому из формулы

$$\frac{e\varphi_{cr}}{W_0} = \frac{3}{4} - \frac{5kT_0}{8W_0}. \quad (12)$$

Введем безразмерные переменные $\psi = e\varphi/W_0$ – безразмерный потенциал и $\xi = x/\Delta$ – координату поперек поля. Объединяя (1), (4), (8), (9), (10) и (11), получим уравнение для определения потенциала в МБ

$$G\frac{d}{d\xi}\left[f(\psi)\frac{d\psi}{d\xi}\right] = -g(\psi), \quad (13)$$

где $G = \frac{1}{5\Lambda\sqrt{4\pi}}\frac{n_a}{n_0}\frac{\sigma_{ea}}{\Delta^2}\frac{W_0^3}{e^4\omega_{Be}^2 m}$ – безразмерный критерий, который можно записать и как $G = RN_B/n_0$; здесь введен безразмерный параметр $R = \frac{9}{80}\sqrt{\frac{3}{\pi}}\frac{n_a\sigma_{ea}W_0^2}{\Lambda e^2 m\omega_{Be}^2}$, который не зависит от плотности входного потока n_0, длины Δ и в условиях эксперимента $R \gg 1$.

В уравнении (13) функции $g(\psi)$ и $f(\psi)$ суть

$$f(\psi) = \frac{(1 - 4/3\psi - 5/6\alpha)}{(1 - \psi)^{3/2}}\sqrt{\alpha + 2/5\psi}; \quad (14)$$

$$g(\psi) = \frac{1}{(1 - \psi)(\alpha + 2/5\psi)^{3/2}}\exp\left(-\frac{\psi}{\alpha + 2/5\psi}\right), \quad (15)$$

где $\alpha = kT_0/W_0 \ll 1$; при численном моделировании (рис. 4, 6) принималось $\alpha = 0.006$.

Вводя обозначение $z(\psi) = d\psi/d\xi$, приведем уравнение (13) к виду

$$\frac{d\left(f^2z^2\right)}{d\psi} = -\frac{2}{G}gf. \quad (16)$$

Уравнение (16) можно решить относительно $d\psi/d\xi$:

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \sqrt{\frac{2}{G}}\frac{1}{f}\sqrt{\int_{\psi}^{\psi_m} g(p)f(p)dp}. \quad (17)$$

В решении (17) постоянную интегрирования мы нашли из условия симметрии распределения потенциала. В точке $\xi = 1/2$ потенциал ψ достигает максимума $\psi(\xi = 0.5) = \psi_m$, а производная $\left.\frac{d\psi}{d\xi}\right|_{0.5} = 0$. Интегрируя (17), для распределения потенциала вдоль МБ будем иметь

$$\int_0^{\psi}\frac{f(t)dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}} = \sqrt{\frac{2}{G}}\xi, \quad (18)$$

где обозначено

$$k(t) = \int_0^t g(p)f(p)dp = \int_0^t \frac{(1 - 4/3p - 5/6\alpha)}{(1 - p)^{5/2}(\alpha + 2/5p)}e^{-\frac{p}{\alpha + 2/5p}}dp. \quad (19)$$

При $\xi = 1/2$ из (18) получим уравнение для определения значения максимального потенциала ψ_m:

$$\int_0^{\psi_m}\frac{f(t)dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}} = \frac{1}{\sqrt{2G}}. \quad (20)$$

Для решения уравнения (20) на промежутке $0 \le t < 1$ вычислялась функция $k(t)$. Далее рассчитывалась функция

$$s(\psi_m) = \int_0^{\psi_m}\frac{f(t)dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}}, \quad (21)$$

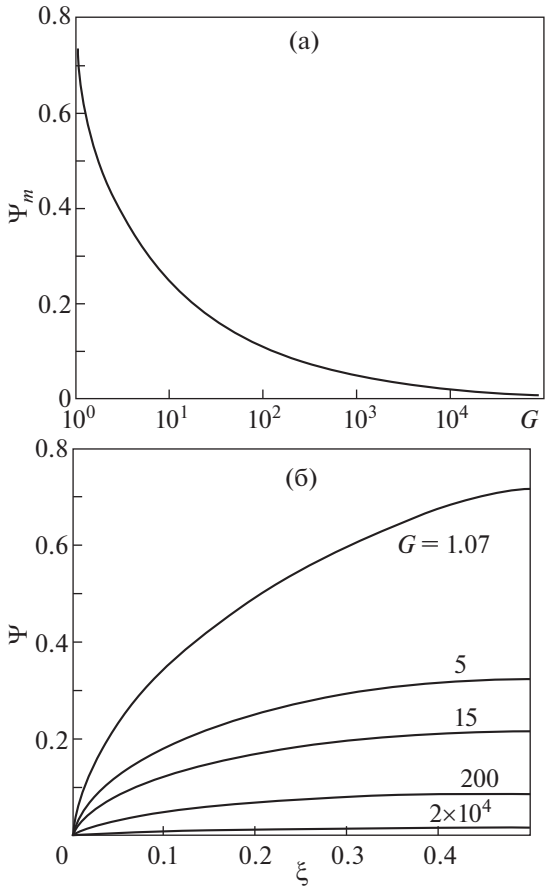

Рис. 4. а) – зависимость величины максимального потенциала ψ_m от критерия G; б) – распределение потенциала ψ для различных значений критерия G.

которая определена в области $0 \le \psi_m \le \psi_{cr}$, где функция $k(t)$ возрастает. Потенциал ψ_{cr} определяется в соответствии с соотношением (12).

Подынтегральное выражение в (21) при $t = \psi_m$ стремится к бесконечности, но интеграл сходится, и его можно вычислить методом средних прямоугольников с рекуррентным уточнением. Интерполируя найденную функцию $s(\psi_m)$ кубическими сплайнами, из уравнения (20) была определена зависимость величины максимального потенциала ψ_m от G (рис. 4а). Существует критическое значение G_{cr}, при котором максимум потенциала равен критическому значению ψ_{cr}, это $G_{cr} = 0.5/[s(\psi_{cr})]^2$.

Численно вычисляя интеграл (21) при $\psi_m = \psi_{cr} = 0.74625$, получим $s(\psi_{cr}) = 0.6844$; тогда $G_{cr} \approx 1.067$. С помощью уравнения (18) было получено распределение потенциала в области $0 \le \xi \le 1$ (рис. 4б). Максимальная плотность потока, при которой еще реализуется прохождение через МБ в квазинейтральном режиме, равна $n_{cr} = N_B R/G_{cr}$, что в R раз превосходит величину N_B.

4.2. Нарушение квазинейтральности

Если $G < G_{cr}$, то потенциал в промежутке достигает критического значения в некоторой точке $\xi_s < 0.5$. Согласно (11), в точке ξ_s скорость электронов u_x поперек магнитного поля равна нулю, электроны останавливаются, и в области $\xi_s < \xi \le 0.5$ будет двигаться только поток ионов. Там, где $0 \le \xi < \xi_s$, по-прежнему будет сохраняться квазинейтральный режим. Определим положение точки ξ_s. В случае $G < G_{cr}$ в точке ξ_s потенциал $\psi(\xi_s) = \psi_{cr}$, а производная в точке ξ_s слева $d\psi/d\xi = 0$. Потенциал будет сохранять непрерывность, но электрическое поле будет иметь разрыв. С учетом граничных условий точка ξ_s определяется из уравнения

$$\xi_s = s(\psi_{cr})\sqrt{G/2}. \tag{22}$$

В области $\xi_s < \xi \le 0.5$ длиной $\Delta(1 - 2\xi_s)$ существует только поток ионов, поэтому распределение потенциала будет определяться так же, как и в известной задаче [18], в которой в режиме $G < G_{cr}$ прохождение ионов возможно, если для безразмерного параметра A выполняется условие

$$A = \frac{4\pi e^2 n_s \Delta^2 (1 - 2\xi_s)^2}{W_s} = \frac{4\pi e^2 n_0 \Delta^2 \left(1 - s(\psi_{cr})\sqrt{2G}\right)^2}{W_0 (1 - \psi_{cr})^{3/2}} \le \frac{32}{9},$$

где $W_s = W_0(1 - \psi_{cr})$, $n_s = \dfrac{n_0}{(1 - \psi_{cr})^{1/2}}$ – энергия и плотность ионов в точке $\xi = \xi_s$. Для моноэнергетического плазменного потока прохождение МБ возможно до достижения параметром A значения 32/9. И если $R \gg 1$, то достигаются следующие значения ψ_m, n_0, G: $\psi_{cr2} = 3/4 + \psi_{cr}/4$, $n_{cr2} = n_{cr}[1 + 2G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$, $G_{cr2} = G_{cr}[1 - 2G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$. Видно, что при $R \gg 1$ величины n_{cr2} и G_{cr2} мало отличаются от n_{cr} и G_{cr}.

Для немоноэнергетического плазменного потока возможен режим с частичным прохождением через МБ и при $G \le G_{cr2}$. При этом положение максимума потенциала ψ_m смещается к началу МБ и при $G \to 0$ параметр $\xi_m \to 0$, а $\psi_m \to 1$. Пользуясь результатами работы [19], можно показать, что до $n_0 = n_{0\max} = n_{cr}[1 + G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$ плотность прошедших через МБ ионов n_Δ практически совпадает с n_0. При дальнейшем увеличении n_0 плотность прошедших ионов уменьшается по сравнению с $n_{0\max}$ и стремится к величине $n_{\Delta\infty} = n_{0\max}/4$. Для условий экспериментов на ПОМС-Е-3, когда $\Lambda = 10$, $\sigma_{ea} = 2 \times 10^{-20}$ м^2, $W_0 = 500$ эВ, $\Delta = 6 \times 10^{-3}$ м, $B = 3000$ Гс, $n_a = 1.6 \times 10^{18}$ м$^{-3}$, плотность ионов, преодолевающих МБ, может достигать величины $n_{0\max} \approx 2 \times 10^{17}$ м$^{-3}$.

5. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 (рис. 1) в качестве источника плазмы использовался TAL, катод которого является и азимутатором с $\Delta = 6 \times 10^{-3}$ м. Необходимые для численных расчетов значения средней энергии W_0 и плотности ионов n извлекались из измеренных непосредственно на выходе из катода-азимутатора функций распределения ионов; плотность определялась как интеграл от функции распределения. Плавающий потенциал φ_{fl} в центре МБ находился по ВАХ ленгмюровского зонда. На рис. 5 демонстрируется сравнение ψ_m и φ_{fl} при изменении магнитного поля и рабочего давления. Как измеренный экспериментально, так и рассчитанный теоретически ($\Delta = 6 \times 10^{-3}$ м; $W_0 = 500$ эВ, $n_0 = 10^{15}$ м$^{-3}$, $\sigma_{ea} = 2 \times 10^{-20}$ м^2) потенциалы растут примерно по одинаковому закону с увеличением магнитного поля. При $P \le 8 \times 10^{-5}$ Торр в эксперименте φ_{fl} изменяется не более чем на 15%. Если давление продолжает возрастать, φ_{fl} падает значительно быстрее – эффективность компенсации электронами положительного заряда ионного потока возрастает. Поток квазинейтральной плазмы наблюдается при любых разрядных напряжениях U_d, но должно быть $B_{an} \ge 400$ и $B_{az} \ge 1500$ Гс; при меньших значениях индукции магнитного поля плавающий потенциал $\varphi_{fl} \approx$ const при росте P.

Надо отметить, что функция распределения ионов по энергии (с наиболее вероятной энергией W_{0m}) на входе в МБ в эксперименте изменялась в соответствии с динамикой режима горения разряда в TAL. Это обстоятельство, судя по кривой *2* на рис. 5а, заметного влияния на зависимость $\varphi_{fl} = f(B)$ не оказывает.

На рис. 6 представлена максимально возможная плотность ионов как функция магнитного поля. Жирная горизонтальная линия отмечает границу бесстолкновительного режима $N \approx 1.7 \times 10^{20}$ м$^{-3}$ для ионов при прохождении пути TAL + МБ ($l \approx 1.5 \times 10^{-2}$ м), что является условием плазмооптической масс-сепарации. Данная граница получена из условия однократности столкновений ионов на пути l с учетом полного транспортного сечения (упругое рассеяние плюс перезарядка), которое, для оценки, взято для ионов аргона с $W_0 = 400$ эВ и равно $\sigma_{tr} \approx 3.9 \times 10^{-15}$ см^2 [24].

В экспериментах на ПОМС-Е-3 максимальная плотность на выходе МБ пока не превышает 10^{14} м$^{-3}$, что много меньше плотности, "разрешенной" для прохождения через МБ. Например, при $B = 4000$ Гс и $P = 10^{-4}$ Торр плотность $N \approx 10^{18}$ м$^{-3}$. Максимальные плотности в прошедшем МБ потоке ионов (рис. 6) смогут обеспечить высокую производительность ПОМС.

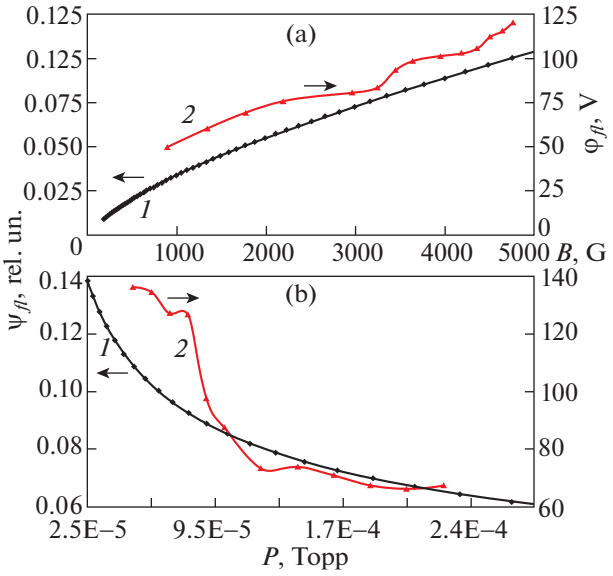

Рис. 5. Потенциал в МБ азимутатора: *а*) – как функция магнитного поля: кривая *1* – $\psi_m = f(B)$ при $P = 9 \times 10^{-5}$ Торр; *2* – экспериментально измеренный плавающий потенциал при $U_d = 1160$ В, $B_{an} = 1000$ Гс, $B_{az} = 4270$ Гс; *б*) – зависимость от давления: *1* – $\psi_m = f(P)$ при $B = 4000$ Гс; *2* – φ_{fl} при $U_d = 680$ В, $B_{an} = 1000$ Гс, $B_{az} = 4270$ Гс.

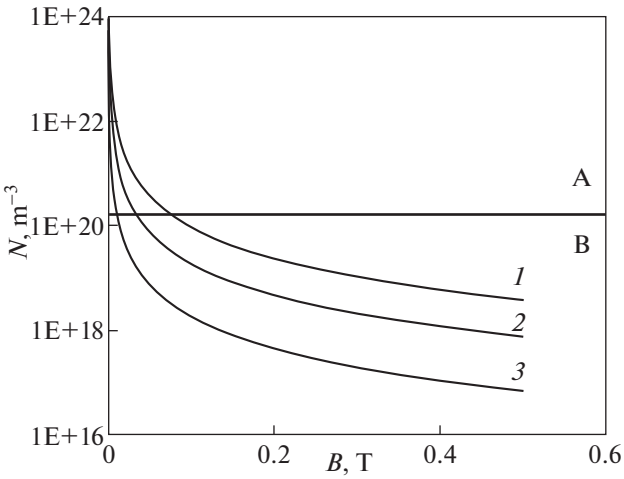

Рис. 6. Зависимость максимальной плотности от величины магнитного поля в МБ: кривая *1* – $P = 5 \times 10^{-4}$ Торр; *2* – 10^{-4} Торр; *3* – 5×10^{-5} Торр; в области А – есть столкновения; В – столкновений нет. Расчет сделан при $\Delta = 6 \times 10^{-3}$ м, $W_0 = 500$ эВ, $\sigma_{ea} = 2 \times 10^{-20}$ м^2.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характер движения потока плазмы в поперечном магнитном поле при диффузионном продвижении электронов определяется величинами плотностей ионов и нейтралов, индукцией магнитного поля, энергией ионов и длиной МБ. В

работе сформирован информативный для проведения многопараметрического теоретического анализа безразмерный критерий G, который включает в себя все названные величины и ряд численных коэффициентов. Введен связанный с G безразмерный параметр R, который не зависит от плотности входного потока n_0 и от Δ, позволяющий выявить влияние на течение величины магнитного поля и энергии потока. Определено критическое значение $G_{cr} \approx 1.067$. Если $G \geq G_{cr}$, то движение плазмы в МБ происходит с сохранением квазинейтральности. Если $G < G_{cr}$, то существует промежуток в МБ, локализованный вблизи максимума потенциала, где движется только поток ионов. Именно в этом режиме достигается максимально возможная плотность ионов, прошедших через магнитный барьер. Найдена формула для максимальной плотности ионов, преодолевающих МВ, $n_{\Delta m} \approx N_B R/G_{cr}$, где N_B – величина максимальной плотности ионов, проходящих через МБ, полученная для случая, когда не учитывалось диффузионное проникновение электронов в МБ. Для условий эксперимента параметр $R \approx 200$, и $n_{\Delta m}$ на два порядка превышает величину N_B, достигая значения 2×10^{17} м$^{-3}$. Это означает, что для условий эксперимента значительных ограничений на производительность масс-сепарации, связанных с влиянием магнитного поля барьера, нет.

Зависимость $\varphi_{fl} = f(B)$ экспериментально измеренного потенциала в МБ азимутатора ПОМС-Е-3 лежит в области $G \geq G_{cr}$, что говорит о выполнении условия квазинейтральности. В эксперименте для этого нужно, чтобы $B_{az} \geq 1500$ Гс. Плавающий потенциал, как и ψ_m, растет с увеличением B и уменьшается с P. Данные факты говорят в пользу правильности основных положений предлагаемой теории прохождения потока плазмы через магнитный барьер масс-сепаратора.

Работа частично финансировалась в рамках проекта № 0667-2020-0037 Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Долголенко Д.А., Муромкин Ю.А.* // УФН. 2017. Т. 187. С. 1071. [*Dolgolenko. D.A., Muromkin Yu.A.* // Physics–Uspekhi. 2017. V. 60. № 10. P. 994]. https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.12.038016
2. *Renaud Gueroult, Stewart J. Zweben, Nathaniel J. Fisch, and J.-M. Rax* // Physics of Plasmas. 2019. V. 26. № 4. 043511. https://doi.org/10.1063/1.5083229.
3. *Морозов А.И., Семашко Н.Н.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 28. Вып. 24. С. 63. [*Morozov A.I., Semashko N.N.* // Tech. Phys. Lett. 2002. V. 28. № 12. P. 1052]. https://doi.org/10.1134/S106378501
4. *Строкин Н.А., Бардаков В.М.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 51. [*Strokin N.A., Bardakov V.M.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 46]. https://doi.org/10.1134/S1063780X19010148
5. *Мартыненко Ю.А.* // УФН. 2009. Т. 179. С. 1354. [*Martynenko Yu.V.* // Physics–Uspekhi. 2009. V. 52. № 12. P. 1266] DOI: 10.3367/UFNe.0179.200912n.1354.
6. *Кабанов И.А.* // Перспективные материалы. 2011. № 10. С. 86.
7. *Winslow D.L.* // American Phys. Soc. 47th Annual DPP Meeting. 2005. Abstract #KP1.074.
8. *Горшунов Н.М., Потанин Е.П.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 2. С. 110. https://doi.org/10.31857/S0367292120020055
9. *Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 75. [*Bardakov V.M., Kichigin G.N., Strokin N.A.* // Tech. Phys. Lett. 2010. V. 36 (2). P. 185. https://doi.org/10.1134/S106378501
10. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Strokin N.A.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21 (3). 033505. https://doi.org/10.1063/1.4846898
11. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A.* // Plasma Sci. Tech. 2015. V. 17 (10). P. 862. https://doi.org/10.1088/1009-0630/17/10/09
12. *Гришин С.Д., Лесков Л.В.* Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1989.
13. *Goebel D.M., Katz I.* Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters. Hoboken. John Wiley & Sons Inc. New Jersey, 2008.
14. *Chapman S., Ferraro B.C.A.* // Nature, 1930. V. 126. № 3169. P. 129. https://doi.org/10.1038/126129a0.
15. *Ferraro B.C.A.* // J. Geophys. Res, 1952. V. 57. № 1. P. 15. https://doi.org/10.1029/JZ057i001p00015
16. *Baker D.A., Hammel J.E.* // Phys. Fluids, 1965. V. 8 (4). P. 713. https://doi.org/10.1063/1.1761288
17. *Longmire C.L.* Elementary Plasma Physics. New York-London-Sidney: Interscience Publishers Division of John Wiley and Sons Inc., 1963. https://doi.org/10.1016/0029-5582(64)90377-3
18. *Бурсиан В.Р., Павлов В.И.* // Журнал русского физико-химического общества. 1923. Т. 55. № 1–3. С. 71.
19. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A., Stupin A.N.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25 (8). 083509. https://doi.org/10.1063/1.5037852
20. *Kolev St., Hagelaar G.J.M., Fubiani G., Boeuf J.-P.* // Plasma Sources Sci. Tech. 2012. V. 21 (2). 025002. https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/2/025002
21. *Das B.K., Hazarika P., Chakraborty M., Bandyopadhyay M.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21 (7). 072118. https://doi.org/10.1063/1.489477
22. *Curreli D., Chen F.F.* // Plasma Sources Sci. Tech. 2014. V. 23 (6). 064001. https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/6/064001
23. *Francis F. Chen.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Second Edition. Vol. 1: Plasma Physics. New York and London: Plenum Press, 1984.
24. *Raizer Yuri P.* Gas Discharge Physics. Springer-Berlag Heidelberg, 2001.