

Научная статья

УДК 519.642.6

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

## Распределение нейтрального газа в расширителе открытой ловушки

Эдуард Александрович Федоренков  
Алексей Дмитриевич Беклемишев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет  
Новосибирск, Россия

ed-f-a@mail.ru  
bekl@bk.ru

### Аннотация

В открытой магнитной ловушке для удержания высокотемпературной плазмы ключевой проблемой являются продольные потери тепла, с которой борется расширитель плазменного потока. В предыдущих работах было показано, что нейтральный газ может снижать эффективность расширителя. В этой работе предложена модель, описывающая распределение нейтрального газа внутри плазмы и за ее пределами до стенок расширителя. Результаты показали, что концентрация газа вблизи и внутри плазмы на порядок меньше, чем вблизи стенок. Это указывает на менее строгие ограничения на предельную концентрацию нейтралов внутри плазмы.

### Ключевые слова

открытые магнитные ловушки, физика расширителя, упругие столкновения, кинетическое уравнение

### Для цитирования

Федоренков Э. А., Беклемишев А. Д. Распределение нейтрального газа в расширителе открытой ловушки // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20. № 2. С. 19–38. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

## Distribution of Neutral Gas in the Expander of an Open Trap

Eduard A. Fedorenkov, Alexey D. Beklemishev

Budker Institute of Nuclear Physics of SB RAS,  
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State University,  
Novosibirsk, Russian Federation

ed-f-a@mail.ru  
bekl@bk.ru

### Abstract

In an open magnetic trap for confining high-temperature plasma, the key problem is longitudinal heat loss, which is addressed by a plasma flow expander. Previous studies have shown that neutral gas can reduce the expander efficiency. In this paper, a model is proposed that describes the distribution of neutral gas inside the plasma and beyond it to the

© Федоренков Э. А., Беклемишев А. Д., 2025

expander walls. The results show that the gas concentration near and inside the plasma is orders of magnitude lower than near the walls. This indicates less stringent restrictions on the maximum concentration of neutrals inside the plasma.

*Keywords*

open magnetic traps, expander physics, elastic collisions, kinetic equation

*For citation*

Fedorenkov E. A., Beklemishev A. D. Distribution of neutral gas in the expander of an open trap. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 19–38. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-19-38

## Введение

Одной из главных проблем ловушек открытого типа для удержания высокотемпературной плазмы [1] являются продольные потери тепла по электронному каналу. В качестве примера мы рассмотрим установку газодинамической ловушки (ГДЛ) [2–4]. Подробнее о результатах экспериментов по измерению продольных потерь энергии на установке ГДЛ можно узнать в работах [5] и [6]. Важную роль в уменьшении продольных потерь тепла играет расширитель плазменного потока [7]. При хороших вакуумных условиях расширитель позволяет решить проблему с продольными потерями энергии. Оценка критической концентрации газа в расширителе была проделана Д. Д. Рютовым в работе [8]. Было показано, что концентрация газа в плазме не должна превышать  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , поскольку его ионизация приводит к образованию холодных электронов. Для поддержания такой концентрации газа в объеме расширителя открытой ловушки нового поколения – ГДМЛ [9] необходимо обеспечить скорость откачки около  $10^6 \text{ л/с}$ , что представляет серьезную техническую задачу. Однако согласно данным, полученным на установке ГДЛ, при напуске газа в расширитель перед зажиганием плазмы до концентрации  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  существенной деградации удержания не происходит [5]. Одна из причин расхождения экспериментальных результатов с оценкой Д. Д. Рютова может заключаться в следующем. Оценка предполагает, что газ равномерно распределен по расширителю, однако плазма может ионизовать или оттеснить нейтральный газ от оси к стенкам установки. В этой статье мы выдвигаем гипотезу о том, что вытеснение играет важную роль, и нагрев газа плазмой может привести к снижению концентрации нейтралов внутри плазмы при постоянном количестве газа в баке расширителя.

Похожий процесс может иметь место и вблизи стенки токамака в результате рециклинига. С обзором основных физических процессов при рециклиниге можно ознакомиться в работе [10]. Численные модели, с помощью которых можно описывать перенос нейтрального газа в присутствии плазмы, опубликованы, например, в [11–15]. Одним из приближенных подходов численного анализа параметров нейтралов вблизи стенки токамака является баллистический метод, изложенный в работе [11]. Результаты моделирования и анализ численных результатов проведен в работе [12]. Модель в этой работе учитывает основные элементарные процессы, проходящие в пристеночной плазме токамака. Модель основана на решении кинетического уравнения для одномерной функции распределения по скоростям.

В данной работе мы представим разработанную нами полуаналитическую модель для описания нейтрального газа в расширителе открытой ловушки. Особенностью нашей модели является то, что функция распределения газа трехмерная в пространстве скоростей. Наша модель на данном этапе учитывает лишь однократные упругие столкновения нейтралов с быстрыми ионами плазмы, причем рассчитывается только распределение газа, а сама плазма считается заданной. Оправданием этих приближений являются характерные условия в расширителе: плазменный столб представляет собой постоянно обновляющийся из резервуара (ловушки) сверхзвуковой поток, а нейтральные атомы перезарядки летят преимущественно вдоль потока внутри плазмы до плазмоприемника и мало влияют на распределение газа снаружи. Представленная нами модель является первым шагом для создания более полной, и в то же время является достаточно простой для оценок газовых параметров в расширителе открытой ловушки.

В следующем разделе мы опишем разработанную нами физическую модель нагрева нейтрального газа плазмой за счет однократных упругих столкновений нейтралов с горячими ионами. Далее мы сформулируем задачу внутри плазмы. Получим упрощенное кинетическое уравнение для функции распределения газа, описывающее упругие столкновения холодного газа с горячей плазмой. Далее мы продемонстрируем решение кинетического уравнения в пределах плотной и разреженной плазмы и покажем границы применимости нашей модели. В восьмом разделе мы сформулируем задачу вне плазмы. Опишем процесс передачи тепла от вылетающих из плазмы теплых нейтралов к окружающему газу. В завершение мы получим результат, подтверждающий нашу гипотезу о снижении концентрации газа внутри плазмы за счет вытеснения.

### Модель нагрева нейтралов в расширителе

Идея физической модели следует из анализа сечений различных элементарных процессов, происходящих с нейтралами в горячей плазме. Рассмотрим сечения столкновений нейтральных атомов водорода в водородной плазме из базы данных IAEA-ALADDIN [16]. Для типичных параметров плазмы в расширителе открытой ловушки ГДЛ ( $T_i \sim 100$  эВ) основными процессами по величине сечения являются: упругие столкновения с ионами, возбуждения, ионизация электронным ударом и перезарядка. Из табл. 1 видно, что значительная доля столкновений приходится на упругое рассеяние и перезарядку. Несмотря на то что в сечении упругого рассеяния большая часть приходится на рассеяние на малый угол, для построения модели нейтрального газа в расширителе ГДЛ в нулевом приближении перезарядкой можно пренебречь. Дело в том, что перезарядка в условиях сверхзвукового потока плазмы в расширителе ГДЛ будет эквивалентна чистому стоку частиц (как и при ионизации), поскольку перезарядившиеся атомы в расширителе имеют большую продольную скорость и попадают на плазмаприемник, а не в окружающий плазму газ. Наша гипотеза заключается в том, что при упругих столкнове-

Таблица 1

Сечения элементарных процессов при  $T_i = T_e = 100$  эВ

Table 1

Elementary processes cross sections for  $T_i = T_e = 100$  eV

	Процесс	Сечение, см <sup>2</sup>
Упругое рассеяние	$H^+, H \rightarrow H^+, H$	$7?3 \cdot 10^{-15}$
Перезарядка	$H^+, H \rightarrow H, H^+$	$2,4 \cdot 10^{-15}$
Возбуждение	$H[1s], e \rightarrow H[2s], e$	$3,8 \cdot 10^{-18}$
	$H[1s], e \rightarrow H[2p], e$	$5,5 \cdot 10^{-17}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3s], e$	$7 \cdot 10^{-19}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3p], e$	$9,5 \cdot 10^{-18}$
	$H[1s], e \rightarrow H[3d], e$	$9 \cdot 10^{-19}$
Ионизация	$H[1s], e \rightarrow H^+, e, e$	$5,4 \cdot 10^{-17}$
	$H[2s], e \rightarrow H^+, e, e$	$2,7 \cdot 10^{-16}$
	$H[2p], e \rightarrow H^+, e, e$	$2,8 \cdot 10^{-16}$
	$H[3s], e \rightarrow H^+, e, e$	$4,5 \cdot 10^{-16}$
	$H[3p], e \rightarrow H^+, e, e$	$4,7 \cdot 10^{-16}$
	$H[3d], e \rightarrow H^+, e, e$	$3,4 \cdot 10^{-16}$

ниях холодных частиц газа с ионами в плазме на функции распределения появляется «хвост» быстрых атомов, которые нагревают и оттесняют холодный нейтральный газ, уменьшая его концентрацию вокруг плазмы. Чтобы продемонстрировать эффект «вытеснения» нейтрального газа, рассмотрим следующую модель плазмы в расширителе. Пусть цилиндрический плазменный столб радиуса  $a$  поддерживается в стационарном состоянии с плотностью  $n_p$  и температурой  $T_p$ . Столб окружен нейтральным газом с температурой,  $T_q(r) \ll T_p$ , до стенки, находящейся на радиусе  $b$ . На стенке поддерживается постоянная температура  $T_{wall}$  и давление  $P_{wall}$ . В этих условиях будем искать стационарный профиль плотности и температуры нейтрального газа.

Нашу физическую модель можно наглядно представить в виде схемы. Она показана на рис. 1. Внутри плазмы ( $r < a$ ) будем учитывать только упругие столкновения ионов с нейтралами, решая кинетическое уравнение Больцмана на функцию распределения нейтрального газа. Под действием упругих ударов о горячие ионы у функции распределения нейтрального газа появляется высокоэнергетический «хвост». Вне плазмы ( $a < r < b$ ) нагретые нейтральные атомы передают тепло окружающему газу и максвеллизуются на расстоянии порядка длины свободного пробега. Однако для простоты мы будем считать, что вне плазмы газ имеет равновесное максвелловское распределение. Поэтому будем использовать газодинамические уравнения.

Решение внутри плазмы должно удовлетворять следующим граничным условиям. На оси столба ( $r = 0$ ) функция распределения газа симметрична относительно поперечной скорости. На границе плазмы ( $r = a$ ) в плазму проникает газ с максвелловским распределением по скоростям, с плотностью  $n_0$  и температурой  $T_0$ . Решение кинетической задачи с такими граничными условиями позволит нам найти функцию распределения и концентрацию нейтралов в плазме. Кроме этого, мы можем вычислить плотность потока энергии  $q_r$  и импульса  $\Pi_{rr}$  газа на границе плазмы. Полученные потоки, вместе с  $T_{wall}$  и  $P_{wall}$ , мы используем в качестве граничных условий для газодинамических уравнений переноса тепла и импульса вне плазмы. В итоге,  $q_r$  и  $\Pi_{rr}$ , зависящие от  $n_0$  и  $T_0$ , однозначно свяжутся с параметрами газа на стенке  $T_{wall}$  и  $P_{wall}$ .

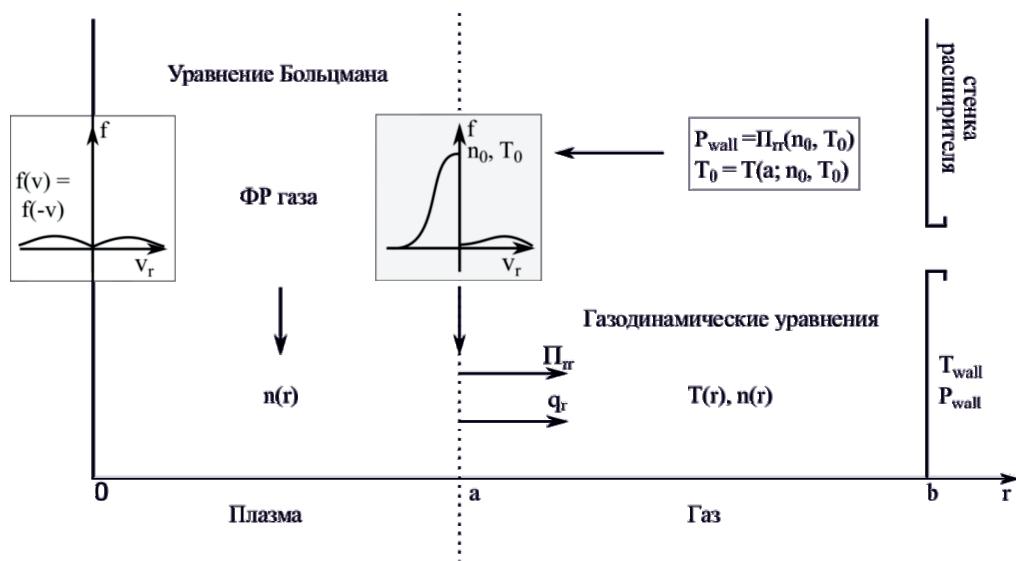


Рис. 1. Модель нейтрального газа в расширителе  
Fig. 1. Model of neutral gas in the expander

Таким образом, задача замыкается, и распределение нейтралов в области  $b > r > 0$  определяется в три шага:

**Шаг 1.** Решение уравнения Больцмана для столкновения ионов плазмы, имеющих максвелловское распределение, с нейтралами в области  $r < a$ .

**Шаг 2.** Решение газодинамических уравнений в области  $b > r > a$ .

**Шаг 3.** Сшивка потоков тепла и импульса на границе  $r = 0$ .

Далее мы по порядку рассмотрим эти три шага.

### Задача внутри плазмы

Эволюция функции распределения холодного газа под воздействием упругих столкновений с ионами плазмы определяется уравнением Больцмана:

$$\frac{df_g}{dt} = St[f_g, f_p], \quad (1)$$

где  $f_g \equiv f_g(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$  и  $f_p \equiv f_p(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$  – функция распределения холодного газа и ионов плазмы соответственно; скорость частицы  $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$ , ее положение в пространстве  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$  и время  $t \in \mathbb{R}^3$ ;  $St[f_g, f_p]$  – интеграл столкновений:

$$St[f_g, f_p] = \int_{\mathbb{R}^3} \int_{S(0,1)} B(u, \mathbf{n}) \left( f_g(\mathbf{v}'_g) f_p(\mathbf{v}'_p) - f_g(\mathbf{v}_g) f_p(\mathbf{v}_p) \right) d\mathbf{n} d\mathbf{v}_p, \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}$  – направление рассеяния;  $u$  – относительная скорость сталкивающихся частиц;  $\mathbf{v}_g, \mathbf{v}_p$  – скорости частиц до столкновения;  $\mathbf{v}'_g, \mathbf{v}'_p$  – скорости частиц после столкновения;  $B(u, \mathbf{n})$  – ядро интеграла:

$$B(u, \mathbf{n}) = u \frac{d\sigma}{d\Omega}(u, \mathbf{n}), \quad (3)$$

где  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(u, \mathbf{n})$  – дифференциальное сечение рассеяния, зависящее от относительной скорости

и направления рассеяния. Интегрирование в (2) проводится по всем возможным направлениям рассеяния  $\mathbf{n} \in S(0,1)$  ( $S(0,1)$  – единичная сфера с центром в начале координат и по всем возможным скоростям иона плазмы до столкновения  $\mathbf{v}_p \in \mathbb{R}^3$ ).

В нашей модели плазма стационарна и имеет максвелловское распределение по скоростям:

$$f_p = \frac{n_p}{\frac{3}{\pi^2 v_{T_p}^3}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{T_p}^2}\right), \quad (4)$$

$$v_{T_p} = \sqrt{\frac{2T_p}{m_i}}, \quad (5)$$

где  $v_{T_p}$  – тепловая скорость плазмы, а  $m_i$  – масса иона. Это уже упрощает интеграл столкновений, однако сильная разница температур газа и плазмы позволяет сделать дополнительные упрощения.

Если  $T_p \gg T_g$ , то доля столкновений с передачей энергии, превышающей  $T_p$ , будет значительной. Нейтраг делает «большой» скачок в пространстве скоростей за одно столкновение.

Для описания таких столкновений можно разделить все пространство скоростей  $\mathbb{G}$  на две области: область холодного газа –  $\mathbb{G}_C$  и область нагретого газа –  $\mathbb{G}_h$ .

$$\begin{aligned}\mathbb{G} &= \mathbb{G}_c \cup \mathbb{G}_h, \\ \mathbb{G}_c &= \{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{v}| \leq V_b\}, \\ \mathbb{G}_h &= \{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{v}| > V_b\}\end{aligned}\quad (6)$$

где  $V_b$  – сферическая граница между областями холодного и горячего газа.  $V_b$  характеризуется тем, что практически весь холодный газ, влетающий в плазму, находится в области  $\mathbb{G}_C$ . При этом  $V_b \ll v_{T_p}$ , т. е.  $V_b$  порядка нескольких тепловых скоростей влетающего в плазму газа. Столкновения с малой передачей импульса газу слабо влияют на нагрев газа, поэтому мы пренебрежем ими. Будем учитывать только однократные «сильные» столкновения, в результате которых газ переходит из области пространства скоростей  $\mathbb{G}_C$  в область  $\mathbb{G}_h$ . Газ в области  $\mathbb{G}_h$  будем считать бесстолкновительным, поскольку такие частицы относительно быстро покидают плазму. Применимость этого допущения мы обсудим ниже. Далее мы получим упрощенный вид интеграла столкновений в описанной модели однократного рассеяния газа на горячих ионах плазмы.

### Интеграл столкновений в модели однократного рассеяния

Из закона сохранения импульса и энергии скорости частиц после столкновения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\mathbf{v}'_g &= \alpha u \mathbf{n} + \mathbf{V}_{\text{c.m.}}, \\ \mathbf{v}'_g &= -\beta u \mathbf{n} + \mathbf{V}_{\text{c.m.}}, \\ \mathbf{V}_{\text{c.m.}} &= \frac{m_g \mathbf{v}_g + m_p \mathbf{v}_p}{m_g + m_p} = \beta \mathbf{v}_g + \alpha \mathbf{v}_p,\end{aligned}\quad (7)$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в направлении скорости газа после столкновения с ионом в системе центра инерции;  $\mathbf{V}_{\text{c.m.}}$  – скорость центра масс;  $u = |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p|$  – относительная скорость,  $\alpha = \frac{m_p}{m_g + m_p}$ ,  $\beta = \frac{m_g}{m_g + m_p}$ .

Согласно нашей модели, мы рассматриваем только столкновения с большой передачей импульса газу, т. е.  $|\mathbf{v}'_g| \gg |\mathbf{v}_g|$ . Поэтому при интегрировании источника интеграла столкновений (2) можно считать  $f_g(\mathbf{v}'_g) = n_c \cdot \delta(\mathbf{v}'_g)$ , где  $n_c$  – концентрация частиц в области  $\mathbb{G}_C$ . Столкнувшиеся частицы находятся в области  $\mathbb{G}_C$ , а  $\mathbf{v}'_g \in \mathbb{G}_h$ . С учетом этого приближения источник интеграла столкновений примет следующий вид:

$$q_c = n_c(r) \int_{\mathbb{R}^3} \int_{S(0,1)} B(u, \mathbf{n})(\delta(\mathbf{v}'_g)) f_p(\mathbf{v}'_p) d\mathbf{n} d\mathbf{v}_p = n_c(r) \cdot p(\mathbf{v}_g, r), \quad (8)$$

здесь  $p(\mathbf{v}_g, r)$  – функция от скорости газа и расстояния от центра плазмы. Если средняя скорость ионов плазмы равна нулю, то  $p(|\mathbf{v}_g|, r)$  зависит от модуля скорости. Зависимость от радиуса определяется радиальным профилем плотности и температуры ионов плазмы. Таким образом, в описанной модели интеграл столкновений принимает следующий вид:

$$\frac{df_g}{dt} = \begin{cases} -v(r)f_g, & \text{если } \mathbf{v}_g \in \mathbb{G}_C \\ n_c(r) \cdot p(|\mathbf{v}_g|, r), & \text{если } \mathbf{v}_g \in \mathbb{G}_h \end{cases} \quad (9)$$

Поскольку интеграл столкновений (9) удовлетворяет закону сохранения числа частиц,  $\nu$  и  $p(|\mathbf{v}_g|, r)$  связаны следующим соотношением:

$$\nu(r) = \int_{\mathbb{G}_h} p(|\mathbf{v}_g|, r) d\mathbf{v}_g. \quad (10)$$

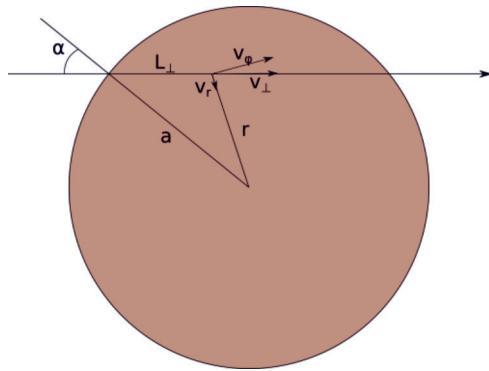
В модели упругих шаров с максвелловским распределением ионов плазмы по скоростям источник интеграла столкновений (8) можно полностью проинтегрировать и получить точный вид функции  $p(|\mathbf{v}_g|, r)$ :

$$p(v, r) = \frac{1}{\alpha^2 \sqrt{\pi}} \frac{n_p}{v_{T_p}^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{1}{v} \exp\left(-\frac{v^2}{4\alpha^2 v_{T_p}^2}\right). \quad (11)$$

С условием сохранения числа частиц (10):

$$\nu(r) = 8\sqrt{\pi} n_p v_{T_p}^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \exp\left(-\frac{v^2}{4\alpha^2 v_{T_p}^2}\right). \quad (12)$$

Далее в этой работе мы продемонстрируем стационарные решения уравнения (9) в модели упругих шаров и с однородной максвелловской плазмой. Мы решали это уравнение методом интегрирования вдоль траектории, пересекающей плазменный столб, как показано на рис. 2. Здесь  $v_r$ ,  $v_\phi$  – компоненты скорости полярной системы координат;  $v_\perp = \sqrt{v_r^2 + v_\phi^2}$ ,  $l_\perp$  – расстояние, пройденное вдоль траектории от края плазмы до радиуса  $r$ .



*Ruc. 2. Интеграл вдоль траектории, пересекающей плазменный столб*  
*Fig. 2. Integral along a trajectory intersecting the plasma column*

### Стационарное решение кинетического уравнения внутри плазмы

Стационарное уравнение на функцию распределения газа в области  $\mathbb{G}_C$  имеет следующий вид:

$$v_\perp \frac{df_g}{df_\perp} = -v f_g. \quad (13)$$

В качестве граничных условий будем считать, что газ, влетающий в плазму, имеет известное распределение по скоростям  $f_0(v)$ , а на оси плазменного столба функция распределения газа симметрична по  $v_r$  и  $v_\phi$ :

$$\begin{aligned} f_g(v_r < 0, r = a) &= f_0(v), \\ f_g(v_r, v_\phi, r = 0) &= f_g(-v_r, -v_\phi, r = 0). \end{aligned} \quad (14)$$

В случае, когда плотность и температура плазмы в столбе постоянные, можно получить аналитическое решение. Стационарное решение уравнения (9) с граничными условиями (14) в области  $\mathbb{G}_C$  имеет следующий вид:

$$f_g = f_0(v) \cdot \exp\left(-\frac{v\alpha}{v_\perp} \left[ \frac{r}{\alpha} \frac{v_r}{v_\perp} + \sqrt{1 - \frac{r^2}{\alpha^2} \frac{v_\phi^2}{v_\perp^2}} \right] \right). \quad (15)$$

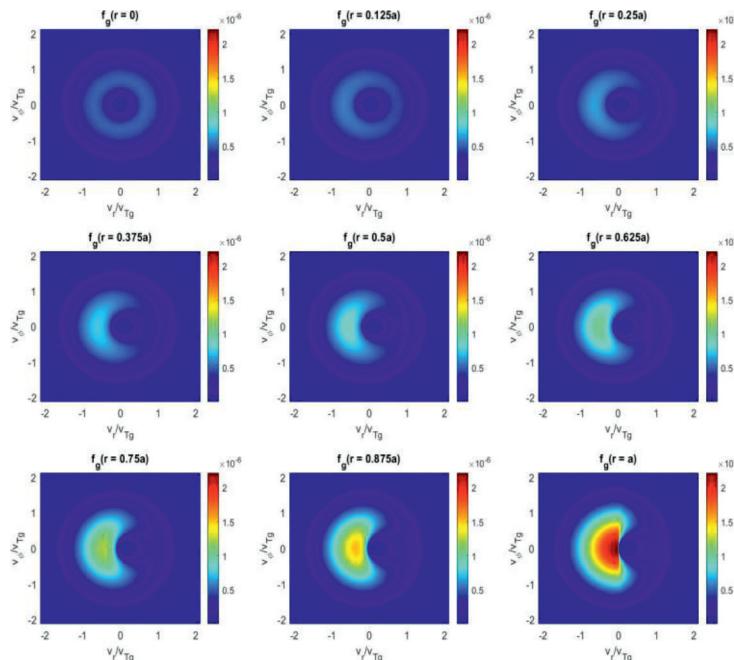


Рис. 3. Стационарная функция распределения газа в области пространства скоростей  $\mathbb{G}_C$ , внутри плазмы с постоянной плотностью и температурой на разных радиусах

Fig. 3. Stationary gas distribution function in the region of velocity space  $\mathbb{G}_C$ , inside a plasma with constant density and temperature at different radii

На рис. 3 приведено решение (15) в виде графиков зависимости от  $r, v_r, v_\phi$ . Графики расположены в порядке увеличения радиуса. Левый верхний график – функция распределения газа на оси плазменного столба. Правый нижний график – функция распределения газа на границе плазмы. При  $v_r < 0$  в плазму проникает половинка максвелловского распределения с плотностью  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $T_0 = 0,5 \text{ эВ}$ . Граница области холодного газа  $\mathbb{G}_C$  равна характерной ширине максвелловского распределения –  $3\sigma$ . Приведенные графики построены для водородной плазмы с радиусом  $a = 50 \text{ см}$ . Масса нейтрала в 2 раза больше массы протона. Дифференциальное сечение рассеяния газа на ионах плазмы принято постоянным, как в модели упругих шаров, и равно  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 10^{-16} \text{ см}^2$ . Плотность плазмы  $n_p = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и температура

плазмы  $T_p = 100$  эВ. Из правого нижнего графика рис. 3 видно, что холодные нейтральные атомы, проходящие по касательной к плазменному столбу ( $v_\phi \gg v_r$  при  $r = a$ ) остаются холодными, поскольку такие частицы проводят мало времени внутри плазмы. Также на всех графиках присутствует «круг», из которого практически полностью ушли холодные частицы. Этот «круг» соответствует траекториям, проходящим близко к оси плазменного столба при относительно небольшой скорости движения. Радиус этого «круга» растет с плотностью ионов плазмы, поскольку растет частота столкновений газа с ионами. При достаточно большой плотности ионов частота столкновений становится настолько большой, что функция распределения газа при  $v_r > 0$  и  $r = a$  становится исчезающе мала.

Далее рассмотрим стационарное решение в области  $\mathbb{G}_h$ . Уравнение на функцию распределения газа в области  $\mathbb{G}_h$  имеет следующий вид:

$$v_\perp \frac{df_g}{dl_\perp} = p(v, r) n_c(r). \quad (16)$$

Интегрируя это уравнение вдоль траектории, показанной на рис. 2, получим решение в области  $\mathbb{G}_h$ :

$$f_g = \frac{1}{v_\perp} \int_0^{l_\perp(r)} p(v, r) n_c(r) dl_\perp. \quad (17)$$

В решении присутствует особенность при  $v_z > V_b$  и  $v_\perp \rightarrow 0$ . Такие частицы летят практически вдоль плазменного столба. Вероятность того, что такая частица ионизуется и не вылетит из плазмы, достаточно велика. Поэтому решение (17) нужно «обрезать» при малых  $v_\perp$ . В нашем решении на сетке пространства скоростей мы исключаем точку  $v_z = 0$ .

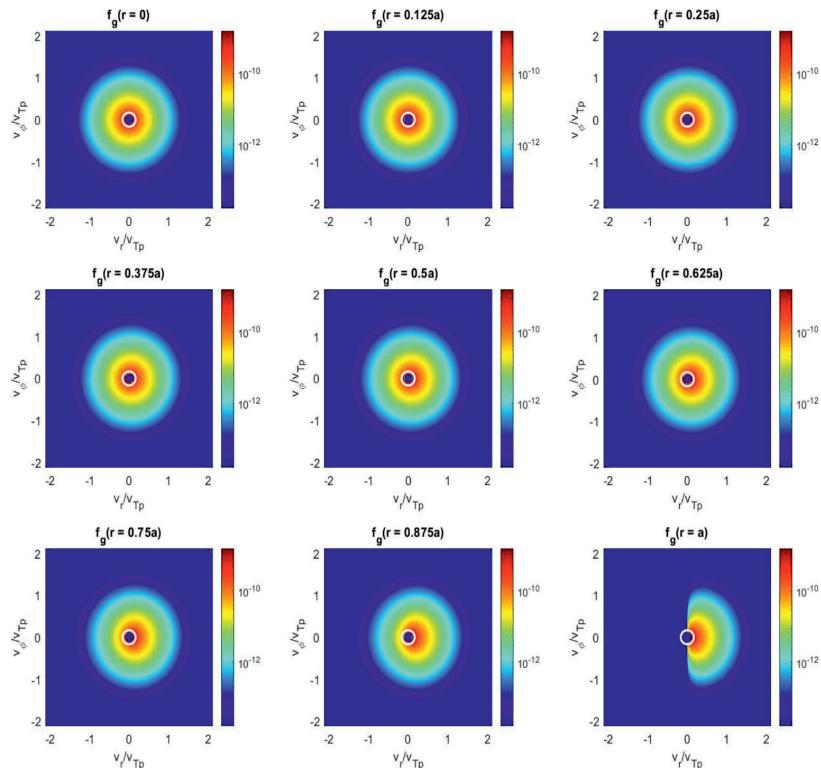


Рис. 4. Стационарная функция распределения газа в области пространства скоростей  $\mathbb{G}_h$  внутри плазменного столба с постоянной плотностью и температурой

Fig. 4. Stationary gas distribution function in the region of velocity space  $\mathbb{G}_h$ , inside a plasma column with constant density and temperature

На рис. 4 приведены графики функции распределения в области  $\mathbb{G}_h$  в зависимости от  $r$ ,  $v_r$  и  $v_\phi$ . Графики представлены в последовательности увеличения радиуса и соответствуют таким же параметрам газа и плазмы, как и на графиках рис. 3. Синий круг в центре на графиках соответствует  $3\sigma$  от максвелловского распределения влетающего в плазму газа. Он соответствует области  $\mathbb{G}_C$  в нашей модели. Внутри него на графиках решение равно нулю. Белая окружность соответствует границе, за которой «хвост» исходного максвелловского распределения газа меньше средней плотности рассеянных частиц. Граница весьма условная, однако она позволяет оценить область, в которой решение согласуется с нашими заявленными условиями модели. Подробнее о применимости решения будет сказано в следующем разделе.

Основной недостаток разделения источника и стока интеграла столкновений одной границей в том, что функция распределения терпит скачок при  $v = V_b$ . От этого недостатка модели можно избавиться добавлением процессов со слабой передачей импульса от плазмы газу. К таким процессам можно отнести упругие столкновения с электронами, рассеяния на малый угол при столкновении с ионами. Такие процессы описываются уравнением Фоккера – Планка. Мы не будем затрагивать процессы с малой передачей импульса в этой работе, поскольку цель работы – оценить газовые условия вокруг плазмы в расширителе за счет нагрева газа плазмой. Дальнейшие усложнения модели и более детальные расчеты будут представлены в следующих работах. Далее мы обсудим применимость и различные предельные случаи в модели.

### Применимость модели

В этом разделе мы изложим соображения, на основе которых можно оценить параметр  $V_b$  – границу между «холодным» и «горячим» газом так, чтобы результаты не противоречили нашей модели. Для этого, во-первых, стационарное решение в области  $\mathbb{G}_h$  должно быть больше максвелловских «хвостов». Во-вторых, концентрация «горячих» нейтралов должна быть много меньше концентрации «холодных» нейтралов, поскольку в нашей модели «горячий» газ считается бесстолкновительным. Проверим, при каких условиях наше решение удовлетворяет этим требованиям. Для этого рассмотрим разницу функции распределения газа при  $V_b \rightarrow 0$  и максвелловской функции распределения влетающего в плазменный столб газа  $f_g(v) - f_0(v)$ . По порядку величины эту разницу можно оценить как

$$\psi(x) = \frac{A}{s} \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{s^2}\right)}{x^2} - e^{-x^2}. \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое – оценка по порядку величины для  $f_g(v)$ , деленная на предэкспоненциальный множитель максвелловской функции распределения;  $x = \sqrt{v_{T_p}/v_{T_0}}$ ,  $s = 2\alpha \cdot \sqrt{v_{T_p}/v_{T_0}}$ ,  $A = \sqrt{2\alpha} \sigma n_p R_p$ , где  $\sigma$  – характеристическое сечение упругого рассеяния газа на ионах;  $n_p$  – плотность плазмы;  $R_p$  – радиус плазменного столба. Параметр  $A$ , по сути, является отношением радиуса плазменного столба к длине свободного пробега газа в плазме. Функция  $\psi$  показывает, на сколько хвост функции распределения в нашей модели больше максвелловского. Скорость, при которой  $\psi$  обращается в ноль, соответствует границе  $V_b$  между горячим и холодным газом. Графики функции  $\psi$  для  $m_p = m_g$  ( $\alpha = 1/2$ ) и интересующего нас отношения  $T_p/T_g = 100$  приведены на рис. 5. При  $x \rightarrow 0$  решение для «горячего» газа очевидно неприменимо.

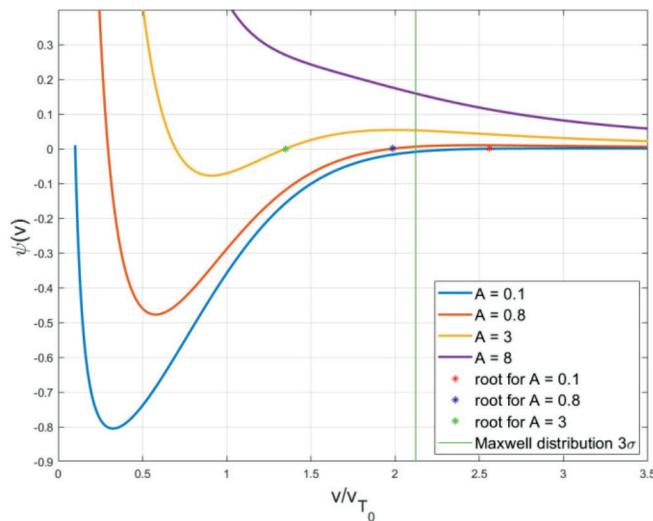


Рис. 5. Функция  $\psi(x)$  при различных параметрах  $A$   
Fig. 5. Function  $\psi(x)$  for various parameters  $A$

При  $x \sim 1$  на графике можно наблюдать, что с ростом параметра  $A$  функция распределения газа превосходит максвелловскую при меньших  $x$ . К примеру, для параметра  $A = 8$  функция  $\psi$  всегда больше нуля. Такой случай противоречит предположению модели, поскольку источник интеграла столкновений добавляет больше газа в область с  $v \sim v_{T_0}$ . В качестве критерия применимости можно предложить следующее условие. В случаях, когда корень  $\psi \geq \frac{3}{\sqrt{2}}$  ( $3\sigma$  – максвелловского распределения) модель можно считать самосогласованной. Исходя из этого, наибольший допустимый параметр  $A$  находится из условия  $\psi\left(\frac{3}{\sqrt{2}}\right) = 0$ . Откуда получается, что

$$A_{\max}(s) = s \frac{9}{2} \exp\left(\frac{9}{2}\left(\frac{1}{s^2} - 1\right)\right). \quad (19)$$

При малых  $s$  эта функция обращается в  $+\infty$ .  $A_{\max}(s)$  достигает своего минимума в точке  $s = 3$  и затем растет практически линейно с ростом  $s$ . При  $s < 3$  модель неприменима, поскольку должно выполняться  $T_p \gg T_g$ . Для условий расширителя ГДЛ  $s \sim 10$ . В таком случае  $A_{\max}(10) \approx 0,523$ . При заданном сечении из табл. 1 и радиусе плазмы  $R_p = 50$  см мы получим ограничение на плотность плазмы  $n_p \leq 1,4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Граница «холодного» и «горячего» газа  $V_b$  соответствует корню функции  $\psi$ .

Описан случай, когда плотность плазмы достаточна мала ( $n_p \leq 1,4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), для интересующего нас соотношения температур газа и плазмы мы будем называть пределом прозрачной плазмы. Противоположный предел, когда плотность плазмы  $n_p \gg A_{\max}(s) / (\sigma R_p)$ , будем называть пределом непрозрачной плазмы. Далее мы рассмотрим два этих предельных случая.

### Пределы прозрачной и непрозрачной плазмы

Стационарный профиль плотности плазмы в пределе прозрачной плазмы изображен на рис. 6. Из графика видно, что в данном пределе образуется относительно малое количество «горячего» газа. Следовательно, можно считать, что «горячий» газ вылетает из плазмы, не испытывая повторных столкновений.

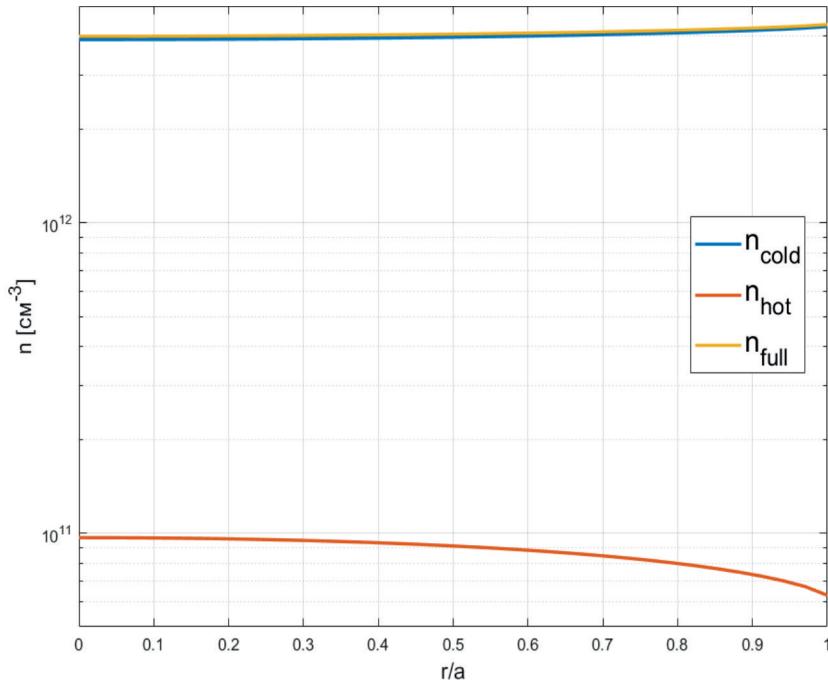


Рис. 6. Стационарный профиль плотности газа при  $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_p = 100 \text{ эВ}$ ,  $n_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_0 = 0,5 \text{ эВ}$ ;  
 $n_{cold}$  – плотность «холодного» газа;  $n_{hot}$  – плотность «горячего» газа;  $n_{full}$  – полная плотность газа

Fig. 6. Stationary gas density profile at  $n_p = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_p = 100 \text{ eV}$ ,  $n_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_0 = 0,5 \text{ eV}$ ;  
 $n_{cold}$  – density of “cold” gas,  $n_{hot}$  – density of “hot” gas,  $n_{full}$  – total density of gas

В пределе непрозрачной плазмы концентрация «холодного» газа очень быстро затухает по мере проникновения в плазменный столб. Асимптотическое решение для плотности «холодного» газа вблизи границы плазмы имеет следующий вид:

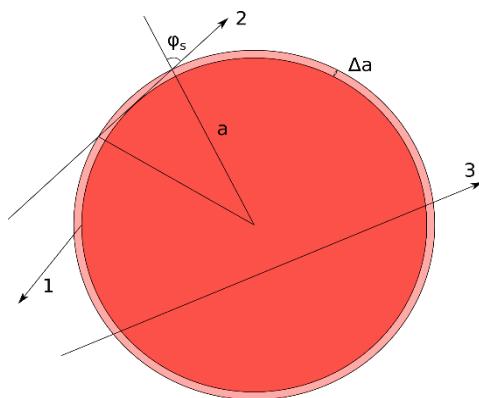
$$n_c(r \rightarrow a) \approx \frac{n_0}{2} \exp\left(-\frac{3}{2} \gamma^{\frac{2}{3}} \left[1 - \frac{r}{a}\right]^{\frac{2}{3}}\right), \quad (20)$$

где параметр  $\gamma = \frac{v_a}{v_{T_0}}$ . В этом предельном случае частота столкновений очень велика ( $\gamma \gg 1$ ), поэтому газ может проникать только в тонкий слой толщиной  $\Delta a$ , который можно оценить следующим образом:

$$\Delta a \sim \frac{v_{T_0}}{v} \sim \sqrt{\frac{m_p}{m_g}} \frac{1}{n_p \sigma} \sqrt{\frac{T_0}{T_p}} \exp\left(\frac{T_0}{T_p} \frac{(m_g + m_p)^2}{4m_g m_p}\right). \quad (21)$$

Атомы газа, траектория которых проходит через толщу плазменного столба, с большой вероятностью ионизуются. Поэтому в случае непрозрачной плазмы мы модифицируем нашу модель следующим образом. Нейтральные атомы, траектория которых проходит достаточно глубоко внутрь плазмы ( $r < a - \Delta a$ ), будем считать ионизовавшимися. Рассмотрим на рис. 7 три типа траекторий. Нагретые нейтральные атомы, движущиеся по траекториям 1 и 2, вылетают из плазмы. В случае 3 газ с большой долей вероятности ионизуется под действием электронного удара. То есть можно считать, что нейтральные атомы, движущиеся по траекториям типа 3,

полностью ионизуются и не выходят из плазмы. Нейтральные атомы, вылетающие под углом  $\phi < \phi_s$  к диаметру, соответствуют траекториям первого типа, при  $\phi \geq \phi_s$  – траектории второго типа.



*Рис. 7. Классификация траекторий в пределе непрозрачной плазмы: 1 – атомы, отражающиеся в тонком слое, вылетают из плазмы ( $\phi < \phi_s$ ); 2 – атомы с малой скоростью  $v_r$ , пролетающие практически по касательной к плазменному столбу ( $\phi \geq \phi_s$ ); 3 – траектория, проходящая через плотную плазму*

*Fig. 7. Classification of trajectories in the limit of opaque plasma: 1 – atoms reflected in a thin layer and flying out of the plasma ( $\phi < \phi_s$ ); 2 – atoms with low speed  $v_r$ , flying almost tangentially to the plasma column ( $\phi \geq \phi_s$ ); 3 – trajectory passing through dense plasma*

С учетом вышеперечисленных допущений в области «горячего» газа получим следующее решение:

$$f_g(v_r > 0, r = a) \approx \frac{1}{v_{\perp}} p(v) \langle n_c \rangle l_{\perp}, \quad (22)$$

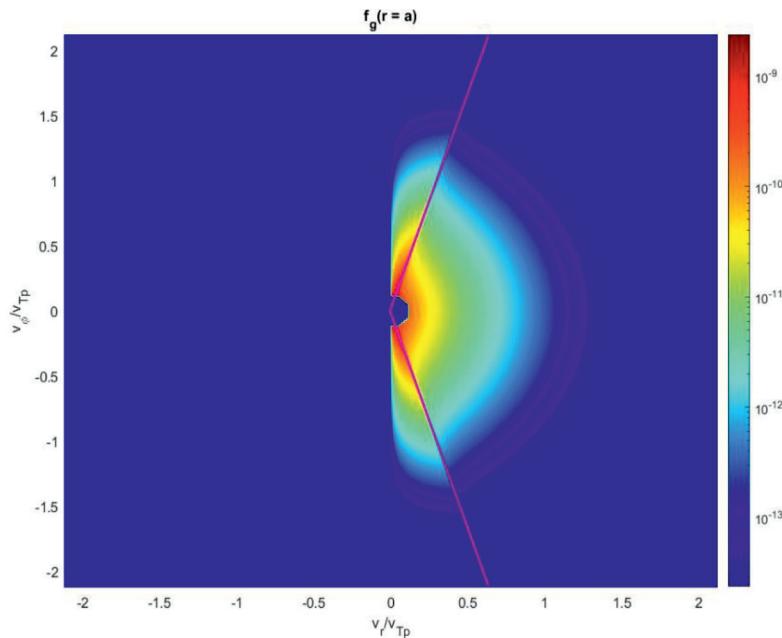
где  $\langle n_c \rangle = \frac{1}{\Delta a} \int_{a-\Delta a}^a n_c(r) dr$ ,  $l_{\perp}$  – расстояние, пройденное вдоль траектории, пересекающей плазменный столб в поперечной плоскости. Из рис. 8 можно найти  $l_{\perp}$ :

$$l_{\perp} = \begin{cases} a |\cos \phi| \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\Delta a^2}{a^2} \left[ \frac{2a}{\Delta a} - 1 \right]} \right), & \text{при } \phi < \phi_s \\ 2a |\cos \phi|, & \text{при } \phi < \phi_s \end{cases} \quad (23)$$

На рис. 8 изображен график стационарной функции распределения газа, вылетающего из плазменного столба.

Одним из ключевых свойств решения в пределе непрозрачной плазмы является отсутствие сохранения числа частиц. Это свойство появилось из-за того, что мы неявно включили ионизацию в модель, исключив часть траекторий, вдоль которых интегрируется кинетическое уравнение.

Мы описали нашу модель газа внутри плазмы и рассмотрели два предельных случая. Теперь мы можем перейти к задаче вне плазмы. В следующей части мы рассмотрим решение вне плазмы и сшивку граничных условий.



*Рис. 8.* Функция распределения «горячего» газа, вылетающего из плазмы, в пределе непрозрачной плазмы:  
 $n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $T_p = 100 \text{ эВ}$ ;  $n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $T_0 = 0,64 \text{ эВ}$ ,  $m_g = 2m_p$ .

Линия, разделяющая два типа решения,  $\varphi = \varphi_s$

*Fig. 8.* Distribution function of the “hot” gas escaping from the plasma in the limit of an opaque plasma:  
 $n_p = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_p = 100 \text{ eV}$ ,  $n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_0 = 0,64 \text{ eV}$ ,  $m_g = 2m_p$ .  
Line separating two types of solution  $\varphi = \varphi_s$

### Задача вне плазмы

Построим газодинамическую модель в области от границы плазменного столба ( $r = a$ ) до стенки ( $r = b$ ). Рассмотрим плотность потока энергии  $q_\alpha$  и импульса  $\Pi_{\alpha\beta}$  газа, вылетающего из плазмы. В аксиально симметричной задаче потоки зависят только от радиуса. Запишем непрерывность радиальной компоненты плотности потоков энергии и импульса:

$$\begin{aligned} \Pi'_{rr} + \frac{\Pi_{rr}}{r} - \frac{\Pi_{\phi\phi}}{r} &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r q_r &= 0. \end{aligned} \tag{24}$$

Вне плазмы газ испытывает только столкновения сам с собой, что приводит к его максвеллизации на размере порядка нескольких длин свободного пробега. По мере максвеллизации функция распределения становится изотропной, и следовательно,  $\Pi_{rr} = \Pi_{\phi\phi}$ . То есть на расстояниях нескольких длин свободного пробега мы имеем

$$\begin{aligned} \Pi_{rr} &= P_{wall} = \text{const}, \\ q_r &= q_0 \frac{a}{r}, \end{aligned} \tag{25}$$

где  $P_{wall}$  – давление газа у стенки расширителя;  $q_0$  – радиальный поток тепла на границе плазмы.

Для простоты мы будем считать, что  $\Pi_{rr} = \Pi_{\phi\phi}$  на границе плазменного столба. Также будем считать, что

$$q_r = -\chi \frac{dT_g}{dr}, \quad (26)$$

где

$$\chi \frac{1}{\sigma_g} \sqrt{\frac{T_g}{m_g}}, \quad (27)$$

здесь  $\sigma_g$  – сечение нейтрального газа. Таким образом, уравнение на температуру газа вне плазмы будет иметь следующий вид:

$$T_g(r) = (T_{wall}^2 - \frac{q_0 a}{\chi_0} \ln(r/b))^{2/3}, \quad (28)$$

где  $T_{wall}$  – температура газа у стенки. Радиальный профиль плотности восстановим из уравнения состояния идеального газа:

$$n_g(r) = \frac{P_{wall}}{T_g(r)}. \quad (29)$$

Используя полученные  $n_g(r)$  и  $T_g(r)$ , можно связать граничные условия на стенке ( $T_{wall}$  и  $P_{wall}$ ) с параметрами максвелловского распределения газа, влетающего внутрь плазмы ( $n_0$  и  $T_0$ ):

$$T_0 = (T_{wall}^2 + \frac{q_0 a}{\chi_0} \ln(b/a))^{2/3}, \quad (30)$$

$$P_{wall} = \Pi_{rr}.$$

Решив систему уравнений (30) относительно  $T_0$  и  $n_0$ , мы согласуем между собой решения внутри плазмы и снаружи. Существенное упрощение в поиске решения вносит то, что  $q_0$  и  $\Pi_{rr}$  линейно зависят от  $n_0$ . Это позволяет исключить  $n_0$  и решать одно уравнение относительно  $T_0$ . Решение производилось численно. Сначала грубо определялись границы, в которых находится искомая  $T_0$ , а затем дихотомией доходили до решения с приемлемой точностью. Результаты в виде графиков стационарного распределения концентрации газа приведены на рис. 9 и 10.

Результаты приведены для водородной плазмы и атомарного водорода. В расчетах использовались сечения по данным [17]. Характерное сечение рассеяния атома водорода на протонах с энергией порядка сотни эВ составляет  $\sigma_{HH} = 7,3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Сечение атомов водорода с характерной энергией порядка одного эВ составляет  $\sigma_{HH} = 4,2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

В случае, показанном на рис. 9, плотность плазмы мала, это описанный выше предел прозрачной плазмы. С скачок концентрации нейтральных атомов на границе плазмы вызван тем, что для упрощения мы считаем функцию распределения газа максвелловской сразу на границе плазмы. В действительности же решение вне плазмы справедливо начинать с расстояния порядка длины свободного пробега в газе. Несмотря на этот недостаток модели, она вполне пригодна для оценок. Наиболее интересным результатом на графике рис. 9 является то, что газа у стенки на два порядка больше, чем у границы плазмы. Наличие плазмы как бы вытесняет

нейтральный газ от оси к стенкам. Эффект вытеснения газа проявляется и в пределе непрозрачной плазмы (рис. 10).

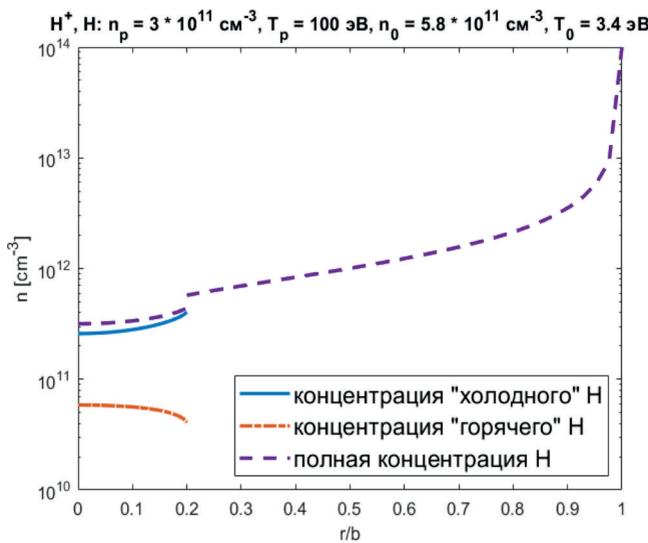


Рис. 9. Радиальный профиль концентрации нейтральных атомов. Расчеты проведены при  $a = 50$  см,  $b = 250$  см,  $n_p = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_p = 100$  эВ, для молекулярного и атомарного водорода

Fig. 9. Radial profile of neutral atoms concentration. Calculations were carried out at  $a = 50$  cm,  $b = 250$  cm,  $n_p = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_p = 100$  eV, for molecular and atomic hydrogen

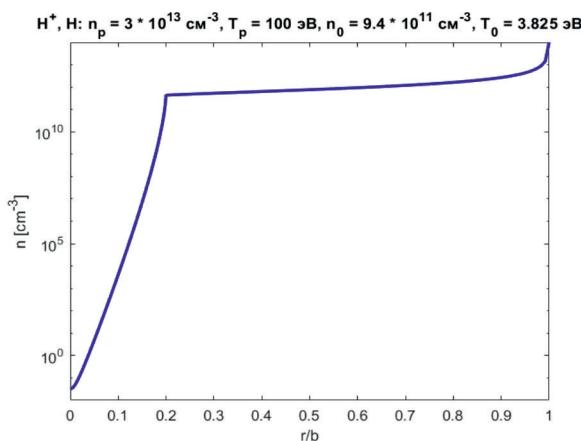


Рис. 10. Радиальный профиль концентрации нейтральных атомов. Расчеты проведены при  $a = 50$  см,  $b = 250$  см,  $n_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_p = 100$  эВ, для молекулярного и атомарного водорода

Fig. 10. Radial profile of neutral concentration. Calculations were carried out at  $a = 50$  cm,  $b = 250$  cm,  $n_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_p = 100$  eV, for molecular and atomic hydrogen

На рис. 11 мы привели расчет для отношения концентрации нейтральных атомов у стенки к концентрации нейтральных атомов вблизи плазмы в зависимости от плотности плазмы. В качестве переходной области мы отметили область концентрации плазмы, при которой в результате однократных столкновений рождается значительное количество горячего газа. В таких условиях наша модель не работает. Плотности плазмы, лежащие на графике левее переходной области, соответствуют пределу прозрачной плазмы, а те, что лежат правее, соответствуют пределу непрозрачной плазмы. В этом пределе можно получить аналитическую оценку для отношения концентраций:

$$\frac{n_g(b)}{n_g(a)} \sim \left( 1 + \sqrt{2} \frac{a}{\lambda_{wall}} \ln \left( \frac{b}{a} \right) \frac{\sqrt{m_p m_g}}{m_p + m_g} \sqrt{\frac{T_p}{T_{wall}}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (31)$$

где  $\lambda_{wall}$  – длина свободного пробега газа вблизи стенки;  $m_g$  – масса нейтрального атома;  $m_p$  – масса иона;  $T_{wall}$  – температура стенки.

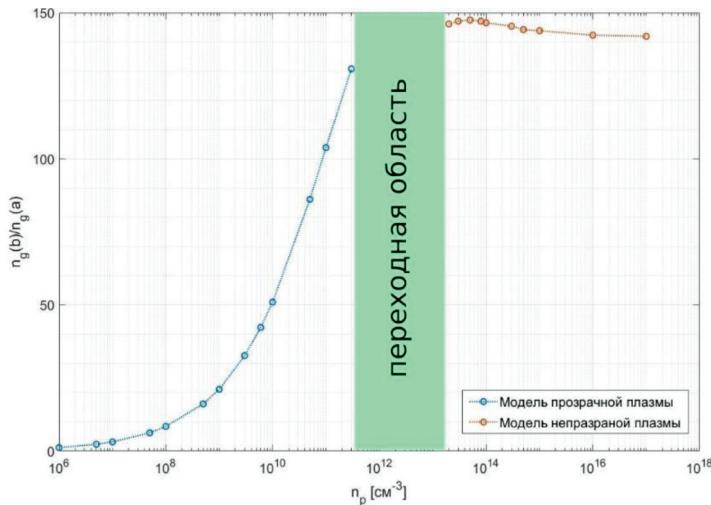


Рис. 11. Отношение концентраций нейтральных атомов у стенки ( $r = b$ ) к концентрации нейтралов у края плазмы ( $r = a$ ) в зависимости от плотности плазмы

Fig. 11. Ratio of the concentration of neutral atoms at the wall ( $r = b$ ) to the concentration of neutrals at the edge of the plasma ( $r = a$ ) depending on the plasma density

На рис. 11 наблюдается уменьшение скачка плотности газа в пределе большой плотности плазмы. Это возникает из-за того, что в модели непрозрачной плазмы поток нейтральных атомов, вылетающих из плазмы, меньше потока нейтральных атомов, летящих в плазму. Это свидетельствует о том, что газ течет в сторону плазмы и, следовательно, на границе плазмы нужно дополнительно сшивать плотность потока нейтральных атомов. Однако, для простоты, мы не будем проделывать такие расчеты, поскольку цель нашего исследования заключается в получение грубого теоретического представления о распределении нейтральных атомов вокруг горячей плазмы.

## Выводы

В работе мы рассмотрели задачу определения параметров нейтрального газа вокруг стационарного столба замагнченной горячей плазмы. Анализ сечений элементарных процессов столкновений нейтральных атомов с ионами и электронами плазмы показал, что доминирующим процессом является упругое рассеяние нейтральных атомов на ионе. Основываясь на этом факте, нами была рассмотрена модель нагрева нейтрального газа за счет однократного столкновения нейтрального атома об ион с большой передачей импульса нейтральному газу. Нагретый в результате таких столкновений газ вылетает из плазмы и передает тепло окружающим нейтральным атомам. Образование горячих нейтральных атомов за счет столкновений с ионами мы описываем кинетическим уравнением с упрощенным интегралом столкновений Больцмана. Нагрев окружающего газа горячими нейтральными атомами мы описывали уравнением теплопроводности совместно с уравнением гидростатического равновесия.

В работе мы рассмотрели два предела: «прозрачной» и «непрозрачной» плазмы. Предел «прозрачной» плазмы соответствует случаю, когда плазма разрежена настолько, что горячих нейтральных атомов образуется меньшая доля от влетающего в плазму газа. Предел «непрозрачной» плазмы соответствует настолько плотной плазме, что весь газ рассеивается в тонком слое плазменного столба. В этом пределе мы исключили интегрирование кинетического уравнения вдоль траекторий, проходящих за пределами тонкого слоя плазмы, считая, что такие частицы с большой вероятностью ионизуются.

Для двух пределов получен стационарный профиль концентрации нейтральных атомов. Общий вывод, следующий из этих результатов, заключается в том, что концентрация газа вблизи плазмы на пару порядков меньше, чем у стенки. Описанный нами механизм может иметь место в экспериментах по изучению продольных потерь энергии на установке ГДЛ. Кроме этого, наш результат показывает, что оценка критической концентрации газа в расширителе открытой ловушки ( $n_{crit} \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), полученная Д. Д. Рютовым в [8], соответствует гораздо большей средней концентрации газа в пространстве расширителя вне плазмы. Стоит также отметить, что, помимо нейтрального газа, есть и другие эффекты, влияющие на эффективность расширителя. К примеру, в работе [18] рассматривается влияние вторичной эмиссии электронов с поверхности плазмоприемника.

В дальнейшем мы планируем развить нашу модель, добавив процессы перезарядки и ионизации электронным ударом, а также улучшить модель нагрева окружающего газа горячими нейтральными атомами за счет перехода к кинетической модели описания газа с интегралом столкновений Больцмана [19]. С точки зрения изложенной нами модели ионизация и перезарядка может быть учтена увеличением стока в интеграле столкновений.

### Список литературы

1. Sudnikov A., Soldatkina E. Review of recent advances and new ideas in development of the open magnetic traps // AIP Conference Proceedings. AIP Publishing, 2019. Vol. 2179. № 1.
2. Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2013. Vol. 55. № 6. С. 063001.
3. Иванов А. А., Приходько В. В. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // Успехи физических наук. 2017. Т. 187, № 5. С. 547–574.
4. Bagryansky P. A. Progress of open systems at Budker Institute of Nuclear Physics // Journal of Plasma Physics. 2024. Vol. 90, № 2. С. 905900218.
5. Soldatkina E. I. et al. Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap // Nuclear Fusion. 2020. Vol. 60, № 8. Р. 086009.
6. Soldatkina E. I. et al. Experimental issues of energy balance in open magnetic trap // Journal of Plasma Physics. 2024. Vol. 90, № 2. Р. 975900203.
7. Конкашбаев И. К., Ландман И. С., Улинич Ф. Р. Возможность уменьшения потока тепла электронов из открытых ловушек // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 956–964.
8. Ryutov D. D. Axial electron heat loss from mirror devices revisited // Fusion science and technology. 2005. Vol. 47, № 1. Р. 148–154.
9. Сквородин Д. И. и др. Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 9. С. 831–884.
10. Dylla H. F. A review of the wall problem and conditioning techniques for tokamaks // Journal of Nuclear Materials. 1980. Vol. 93. Р. 61–74.
11. Kadomtsev M. B. et al. Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma // Proceedings of the 39th EPS Conference on Plasma Physics & 16th International Congress on Plasma Physics, Stockholm, Sweden. 2012. Р. 2–6.

12. Kukushkin A. B. et al. Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2021. Vol. 63, № 3. P. 035025.
13. Burrell K. H. NEUCG: A transport code for hydrogen atoms in cylindrical hydrogenic plasmas // *Journal of Computational Physics*. 1978. Vol. 27, № 1. P. 88–102.
14. Atalay M. A., Öztürk Ö. A. kinetic model for the transport of neutral hydrogen atoms in a hydrogen plasma // *Journal of plasma physics*. 2004. Vol. 70, № 3. P. 303–315.
15. Жоголев В. Е. Редуцированные кинетические модели переноса нейтралов в плазме токамаков // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38, № 10. С. 855–855.
16. Murakami I. et al. NIFS atomic and molecular numerical database for collision processes // *Atoms*. 2020. Vol. 8, № 4. P. 71.
17. Krstic P. S., Schultz D. R. Atomic and plasma-material interaction data for fusion. V. 8. Elastic and related transport cross sections for collisions among isotopomers of H++ H, H++ H 2, H++ He, H+ H, and H+ H 2. – 1999.
18. Skovorodin D. I. Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26. № 1.
19. Беклемишев А. Д., Федоренков Э. А. Эффективный метод решения уравнения Больцмана на однородной сетке // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2022. Т. 62, № 11. С. 1900–1911.

### References

1. Sudnikov A., Soldatkina E. Review of recent advances and new ideas in development of the open magnetic traps *AIP Conference Proceedings*. AIP Publishing, 2019, vol. 2179, no. 1.
2. Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, vol. 55, no. 6, pp. 063001.
3. Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas dynamic trap: experimental results and future prospects. *Physics-Uspekhi*, 2017, vol. 60, no. 5, pp. 509. (in Russ.)
4. Bagryansky P. A. Progress of open systems at Budker Institute of Nuclear Physics *Journal of Plasma Physics*, 2024, vol. 90, no. 2, pp. 905900218.
5. Soldatkina E. I. et al. Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap. *Nuclear Fusion*, 2020, vol. 60, no. 8, pp. 086009.
6. Soldatkina E. I. et al. Experimental issues of energy balance in open magnetic trap. *Journal of Plasma Physics*, 2024, vol. 90, no. 2, pp. 975900203.
7. Konkashbaev I. K., Landman I. S., Ulinich F. R. Possibility of decreasing the electron heat flux from open traps. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1978, vol. 74, pp. 956–964. (in Russ.)
8. Ryutov D. D. Axial electron heat loss from mirror devices revisited. *Fusion science and technology*, 2005, vol. 47, no. 1, pp. 148–154.
9. Skovorodin D. I. et al. Gas-dynamic multiple-mirror trap GDMT. *Plasma Physics Reports*, 2023, vol. 49, no. 9, pp. 1039–1086. (in Russ.)
10. Dylla H. F. A review of the wall problem and conditioning techniques for tokamaks. *Journal of Nuclear Materials*, 1980, vol. 93, pp. 61–74.
11. Kadomtsev M. B. et al. Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma. *Proceedings of the 39th EPS Conference on Plasma Physics & 16th International Congress on Plasma Physics*, Stockholm, Sweden. 2012, pp. 2–6.
12. Kukushkin A. B. et al. Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, vol. 63, no. 3, pp. 035025.
13. Burrell K. H. NEUCG: A transport code for hydrogen atoms in cylindrical hydrogenic plasmas. *Journal of Computational Physics*, 1978, vol. 27, no. 1, pp. 88–102.

14. Atalay M. A., Öztürk Ö. A. kinetic model for the transport of neutral hydrogen atoms in a hydrogen plasma. *Journal of plasma physics*, 2004, vol. 70, no. 3, pp. 303–315.
15. Zhogolev V. E. Reduced kinetic models of neutral transport in tokamak plasma. *Plasma Physics Reports*, 2012, vol 1. 38, no. 10, pp. 855–855. (in Russ.)
16. Murakami I. et al. NIFS atomic and molecular numerical database for collision processes. *Atoms*, 2020, vol. 8, no. 4, p. 71.
17. Krstic P. S., Schultz D. R. Atomic and plasma-material interaction data for fusion. V. 8. Elastic and related transport cross sections for collisions among isotopomers of H++ H, H++ H 2, H++ He, H+ H, and H+ H 2. – 1999.
18. Skovorodin D. I. Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap. *Physics of Plasmas*, 2019, vol. 26, no. 1.
19. Beklemishev A. D., Fedorenkov E. A. Efficient method for solving the Boltzmann equation on a uniform mesh. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2022, vol. 62, no. 11, pp. 1900–1911. (in Russ.)

### Сведения об авторах

**Федоренков Эдуард Александрович**, младший научный сотрудник

**Беклемишев Алексей Дмитриевич**, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник

### Information about the Authors

**Eduard A. Fedorenkov**, Junior Researcher

**Aleksey D. Beklemishev**, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher

*Статья поступила в редакцию 14.02.2025;  
одобрена после рецензирования 13.03.2025; принята к публикации 23.05.2025*

*The article was submitted 14.02.2025;  
approved after reviewing 13.03.2025; accepted for publication 23.05.2025*