

Содержание

Введение	3
1. Работа тройного ленгмюровского зонда на установке ГОЛ-3	6
1.2. Конструкция и схема включения зонда	10
1.3. Особенности работы зонда на установке ГОЛ-3	12
1.4. Оценка погрешностей	15
2. Изучение процессов расширения и отрыва плазмы от силовых линий ведущего магнитного поля	15
2.1. Теоретические модели	15
2.2. Методика измерения	17
2.3. Результаты	19
3. Изучение взаимодействия РЭП и потока плазмы с поверхностью	23
3.1. Мишенная плазма	23
3.2. Методика измерения	23
3.3. Результаты	25
Заключение	27
Благодарности	28
Список литературы	29

Введение

Одним из альтернативных подходов к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза является разработка реактора на основе аксиально-симметричной многопробочной ловушки, идея которого предложена Г.И. Будкером, В.В. Мирновым и Д.Д. Рютовым [1]. Суть этого метода удержания плазмы заключается в том, что магнитное поле соленоида делается гофрированным, так что при определенных параметрах плазмы частицы захватываются в отдельные пробкотроны. Открытые ловушки для удержания плазмы развивались как установки для получения фундаментальных знаний по физике плазмы и в качестве кандидатов для термоядерных приложений. В настоящее время исследования по системам открытого типа ведутся в нескольких лабораториях мира, в том числе в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера.

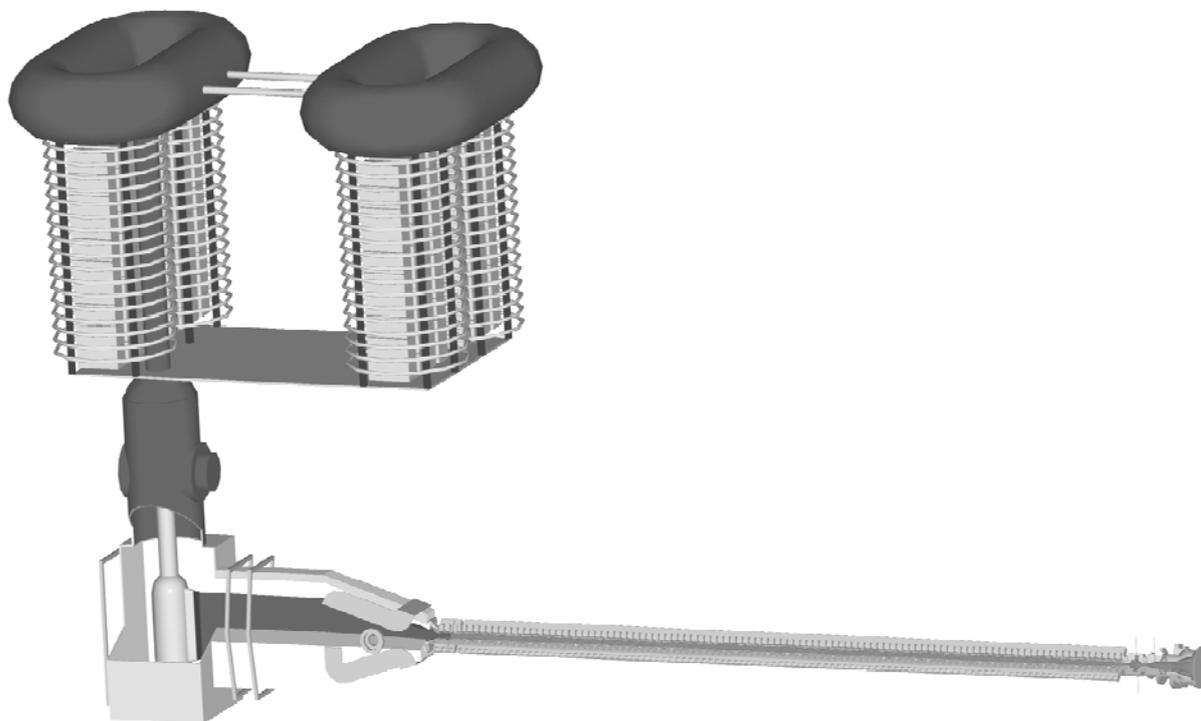


Рис. 1 Установка ГОЛ-3.

Установка ГОЛ-3 была создана для изучения важных физических проблем, связанных с созданием термоядерной плазмы с помощью нагрева электронным пучком и ее удержанием в длинных многопробочных магнитных системах открытого типа. В числе исследуемых вопросов - пучковый нагрев плотной плазмы, удержание ионной компоненты плазмы, продольные потери энергии за счет электронной теплопроводности, стеночное удержание плотной плазмы, исследование эрозии и

модификации твердотельных материалов при воздействии мощных плазменных и электронных потоков. Схема установки приведена на рис.1. Магнитная система длиной около 18м состоит из участка для транспортировки и сжатия греющего электронного пучка длиной около 4 м, основного соленоида длиной ~ 12м с периодом гофрировки 22 см и отношением $B_{\max}/B_{\min}=4,8/3,2$ Т, расширителя с уменьшением поля на два порядка. Плазма нагревается электронным пучком (1 МэВ, 30 кА, 8 мкс, с полным энергосодержанием до 200 кДж) за счет возбуждения в плазме сильной ленгмюровской турбулентности, так что к моменту окончания инъекции электронная температура достигает 2-4 кэВ.

Сценарий эксперимента следующий: вакуумная камера установки заполняется рабочим газом (водородом или дейтерием) с концентрацией 10^{14} - 10^{15} см⁻³, после чего включается ток в катушках соленоида. Через 12,5 мс после подачи напряжения на соленоид с помощью выходного узла в камере зажигается разряд и создается предварительная плазма с температурой порядка 0,5-2 эВ, необходимая для достижения макроскопической устойчивости системы электронный пучок - плазма. Часть тока разряда протекает вдоль магнитного поля на всю длину установки, производя ионизацию газа и обеспечивая компенсацию пространственного заряда и тока электронного пучка. Через 30 мкс, когда ток разряда достигает максимума, в плазму инжектируется электронный пучок, создаваемый ускорителем У-2. После окончания инъекции пучка плазма остывает за счет продольной электронной теплопроводности.

Расширитель установки ГОЛ-3 необходим для уменьшения нагрузки на коллектор. Очевидной становится задача исследования параметров плазмы в нем в свете работ по управляемому термоядерному синтезу, удержанию плазмы в открытых ловушках, взаимодействию ее с поверхностью. Но в связи с развитием космической техники и повышением спроса на плазменные двигатели возникает и другая задача: изучить поведение плазмы в расширителе ГОЛ-3, который является аналогом сопла плазменного двигателя. Магнитное сопло призвано ускорять поток плазмы, переводя его тепловую энергию в кинетическую энергию направленной струи. Проблема состоит в том, что заряженные частицы, двигаясь вдоль замкнутых силовых линий магнитного поля, не могут оторваться от космического корабля, чтобы произвести реактивную силу. Однако существуют механизмы, способные решить эту проблему [2]. Роль тех или иных механизмов в процессе отрыва плазмы от ведущего магнитного поля, а также эффективность плазменного двигателя можно изучать как теоретически, так и экспериментально. Так например, в работе [6] обнаружен эффект формирования

области нулевого магнитного поля вблизи оси расширителя, который позволяет частицам оторваться от ведущего магнитного поля. Численное моделирование можно производить в рамках метода частиц [3], как это сделано в работе [4].

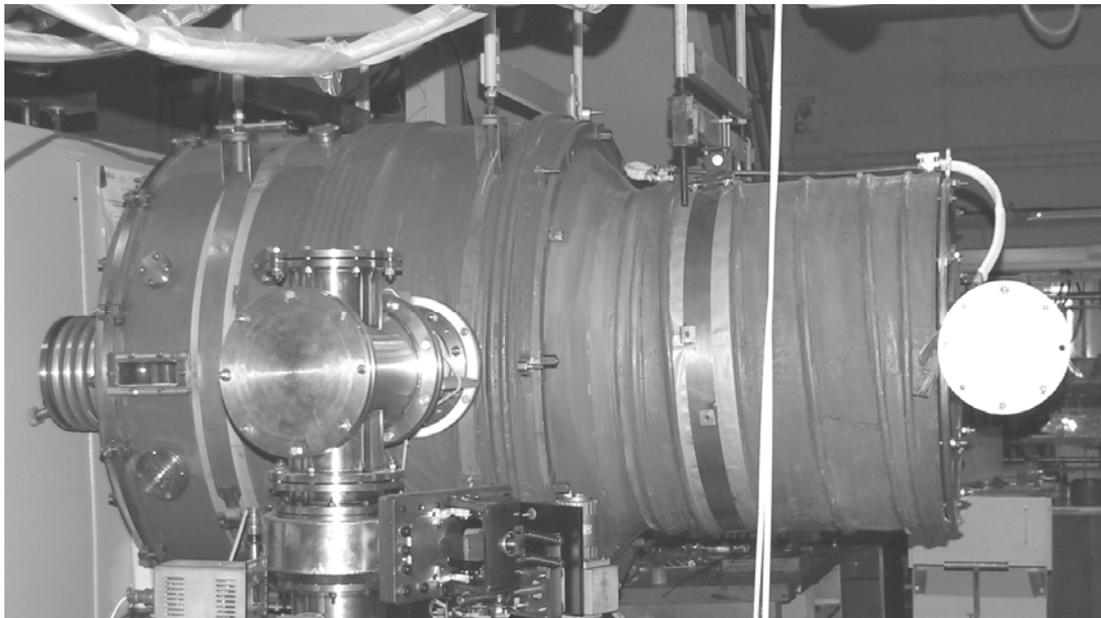


Рис. 2 Расширитель установки ГОЛ-3.

Для измерения параметров горячей плазмы активно используются зондовые методики, в частности, электростатические зонды Ленгмюра, позволяющие определить локальные значения температуры и плотности плазмы. Они применялись для исследования газовых разрядов еще на рубеже девятнадцатого и двадцатого столетий, например, У. Круксом. Классическая теория работы зонда в плазме без внешнего магнитного поля была разработана Ленгмюром [8-10]. Относительная простота конструкции зондов Ленгмюра и большой объем получаемой информации делает этот метод одним из важнейших. Следует отметить, что зондовые методики широко используются для измерения параметров околоземной плазмы ($n \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$), плазмы газовых разрядов ($n \sim 10^8 - 10^{16} \text{ см}^{-3}$), периферийной плазмы крупных токамаков ($n \sim 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и т.д. [7]. Однако существует множество экспериментальных ситуаций, в которых попытка применения зондов наталкивается на серьезные трудности. Большое число теоретических работ посвящено проблеме возмущения плазмы зондом [11]. Наиболее важными объектами, потребовавшими развития классической теории зондов, явились замагниченная плазма и плазма при высоком давлении [7].

Для изучения поведения плазмы в магнитном поле расширителя ГОЛ-3 было решено создать систему из зондов Ленгмюра, позволяющую определять температуру и

плотность в произвольной точке расширителя. Целью данной работы было разработать механизм позиционирования, электрическую схему включения и питания тройного ленгмюровского зонда, протестировать его работу, сравнивая полученные данные с расчетными.

1. Работа тройного ленгмюровского зонда на установке ГОЛ-3

1.1. Принцип работы зонда Ленгмюра

Одиночный электрический зонд Ленгмюра представляет собой тонкую металлическую проволочку, которая изолируется по всей длине, кроме самого кончика. Электрическое поле, возникающее при подаче на зонд напряжения, меняет характер движения заряженных частиц вблизи него и их плотность.

Зонд, работающий в режиме отталкивания частиц одного сорта, например, электронов, создает около себя область, где плотность частиц другого сорта выше, чем в окружающей невозмущенной плазме. При больших разностях потенциала между зондом и плазмой можно считать, что переходный слой работает как диод, ток в котором ограничен полем пространственного заряда собираемых частиц. На внешнюю границу слоя поступает поток частиц, равный по порядку величины тепловому $-\frac{n_e v_{Te}}{4}$, и при изменении напряжения U толщина этого слоя подстраивается под соответствующую плотность тока, следуя закону "трех вторых":

$$j \propto \frac{\sqrt{e} U^{3/2}}{9\pi\sqrt{m} \cdot d^2}, \quad (1)$$

где m - масса частиц, d - размер слоя. Если размер слоя пространственного заряда мал по сравнению с характерным размером зонда, то задача о нахождении тока на зонд в зависимости от потенциала на нем становится фактически одномерной [2].

Когда зонд находится под большим отрицательным потенциалом по отношению к окружающей плазме, электроны отталкиваются от зонда. В этом случае все ионы, попадающие на внешнюю границу слоя, собираются зондом: плотность тока на него не зависит от потенциала и равна ионному току насыщения (рис. 3). Если же потенциал на зонде положительный и достаточно большой (чтобы отталкивались все ионы), то собираются все электроны, попавшие на границу слоя, и плотность тока равна электронному току насыщения:

$$j_{e0} = \frac{en_e \langle v_e \rangle}{4}. \quad (2)$$

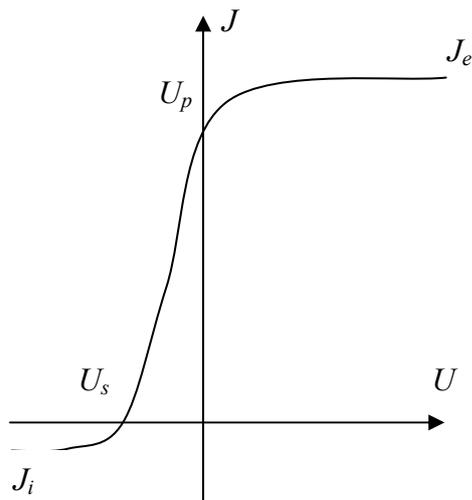


Рис. 3 Вольтамперная характеристика одиночного зонда Ленгмюра.

В реальных условиях насыщение чаще всего отсутствует, в особенности это касается электронной части вольтамперной характеристики зонда. Причин тому может быть несколько, в частности, с ростом потенциала на зонде увеличивается толщина переходного слоя и, следовательно, эффективная площадь собирающей поверхности зонда.

По мере уменьшения величины отрицательного потенциала на зонде ток ионов на него не меняется и по-прежнему равняется ионному току насыщения.

Вместе с тем его теперь могут достичь все больше и больше электронов, преодолевающих потенциальный барьер, так что в какой-то момент суммарный ток на зонд оказывается равным нулю. При этом говорят, что зонд находится под плавающим потенциалом U_p по отношению к плазме. Его величина определяется балансом ионного тока насыщения

$$j_{i0} = \frac{en_i \langle v_i \rangle}{4}, \quad (3)$$

и тока электронов

$$j_e = \frac{en_e \langle v_e \rangle}{4} \cdot e^{-\frac{eU}{T_e}}. \quad (4)$$

с энергиями, превышающими потенциальный барьер eU_p . Считая температуры ионов и электронов равными, получаем из (3)-(4) следующую оценку плавающего потенциала одиночного зонда в водородной плазме:

$$U_p = \frac{T}{e} \cdot \ln \sqrt{\frac{M}{m}} \approx 3,8 \frac{T}{e}. \quad (5)$$

Двойной зонд Ленгмюра состоит из двух одиночных зондов, между которыми прикладывается напряжение и измеряется ток. Суммарный ток, текущий на оба зонда, равен нулю. Поскольку тепловой ток электронов много больше, чем ионный, то независимо от величины поданного между ними напряжения каждый из зондов находится под отрицательным потенциалом по отношению к окружающей плазме. Отсюда следует, что на каждый зонд идет ионный тепловой ток насыщения (3). Что касается электронов, то они собираются в режиме отталкивания, так что плотность электронного тока на зонды, соответственно,

$$\frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_1/T_e} \quad (6)$$

и

$$\frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_2/T_e}, \quad (7)$$

где U_1, U_2 - потенциалы зондов. Предполагая, что площадь собирающей поверхности зондов одинакова, запишем ток, текущий в цепи между зондами так:

$$J = S \cdot \left(\frac{en}{4} \langle v_i \rangle - \frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_1/T_e} \right) = S \cdot \left(\frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_2/T_e} - \frac{en}{4} \langle v_i \rangle \right). \quad (8)$$

Примем во внимание, что полный ионный ток на зонды равен электронному, т.е.

$$2j_{i0} = j_{e0} \cdot (e^{-eU_1/T_e} + e^{-eU_2/T_e}). \quad (9)$$

Выразим электронный ток насыщения через ионный и подставим в формулу (8):

$$J = S \cdot \left(j_{i0} - \frac{2j_{i0}}{e^{-eU_1/T_e} + e^{-eU_2/T_e}} \cdot e^{-eU_1/T_e} \right) = S \cdot \frac{j_{i0} \cdot (e^{-eU_2/T_e} - e^{-eU_1/T_e})}{e^{-eU_1/T_e} + e^{-eU_2/T_e}} \quad (10)$$

или

$$J = S \cdot j_{i0} \cdot th \left(\frac{e(U_1 - U_2)}{2T_e} \right). \quad (11)$$

В полученном выражении гиперболический тангенс равен единице, если

$$T_e \ll e(U_2 - U_3) \quad (12)$$

(режим насыщения).

Привлекательной особенностью **тройного ленгмюровского зонда** является возможность одновременного определения температуры и плотности плазмы сравнительно простым способом, не требующим измерения вольтамперной характеристики, более того, вообще не меняя напряжений на электродах зонда. Такой

зонд имеет три одинаковых, близко расположенных электрода. Два из них включаются по схеме двойного зонда, причем величина поданного напряжения выбирается из условия (12), чтобы двойной зонд работал в режиме насыщения. Третий электрод является плавающим. Для пояснения принципа измерений обратимся к рис. 4, на котором изображена примерная вольтамперная характеристика одиночного зонда и потенциалы электродов тройного зонда.

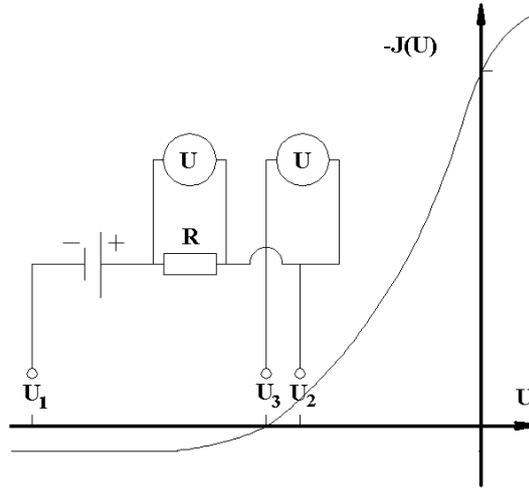


Рис. 4 Потенциалы на электродах тройного ленгмюровского зонда.

Электроды 1 и 2 образуют двойной зонд, при этом электрод 1, находящийся под отрицательным потенциалом, отталкивает все электроны и ток на него равен ионному току насыщения. На зонд 2 (см. рис. 4), потенциал которого по отношению к плазме также отрицателен, идет ионный ток насыщения и вдвое больший электронный ток. Суммарный ток на оба электрода зонда равен нулю, как того требует уравнение непрерывности для стационарных условий. Потенциал зонда 2 можно найти из соотношения

$$2 \cdot \frac{en}{4} \langle v_i \rangle = \frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_2/T_e} . \quad (13)$$

Электрод 3 находится под плавающим потенциалом и, следовательно,

$$\frac{en}{4} \langle v_i \rangle = \frac{en}{4} \langle v_e \rangle \cdot e^{-eU_3/T_e} . \quad (14)$$

Измеряя разность потенциалов между зондами 2 и 3, можно определить электронную температуру из соотношения

$$T_e = e(U_2 - U_3) / \ln 2 . \quad (15)$$

Зная электронную температуру и ток насыщения двойного зонда 1-2, можно найти плотность плазмы из формулы (11) с учетом (12). В качестве скорости в ионном

токе насыщения используется тепловая скорость, а температуры ионов и электронов считаются одинаковыми.

Однако только в случае больших отрицательных потенциалов по отношению к плазме можно считать распределение электронов вблизи зонда максвелловским и что плотность их следует бoльцмановскому распределению. Оценка для величины ионного тока с учетом переходного слоя и соответствующего изменения распределения потенциала вблизи зонда была получена Бомом

$$j_{i0} = en_i \cdot e^{-\frac{1}{2}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{M}} \approx 0.6en_i \sqrt{\frac{T_e}{M}}. \quad (16)$$

1.2. Конструкция и схема включения зонда

Тройной зонд, использовавшийся на установке ГОЛ-3, состоит из трех вольфрамовых проволочек диаметром 0,5 мм, каждая из которых помещена в кварцевый капилляр. Все три капилляра, в свою очередь, расположены внутри капилляра большего радиуса (рис. 5). Диаметр расширителя в сечении, проходящем через точку крепления зонда, равен 100 см. Длина зонда составляет 20 см, площадь собирающей поверхности равна $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$.

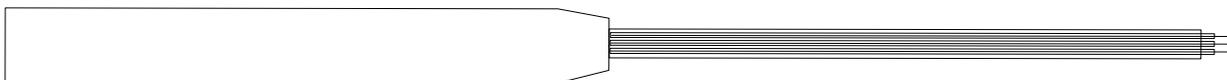


Рис. 5 Тройной Ленгмюровский зонд.

Для изменения положения зонда требовалось бы вскрытие вакуумной камеры ГОЛ-3 и следующая за этим откачка, что требует длительного времени и остановки работы. Поэтому необходимо было создать подвижный блок крепления, позволяющий менять положение зонда без нарушения вакуума. Для перемещения зонда вдоль радиуса установки использовался разъем Вильсона. За изменение угла зонда по отношению к оси установки отвечает сильфонное соединение, положение которого фиксируется с помощью металлических скоб, проградуированных на изменение угла заданной величины.

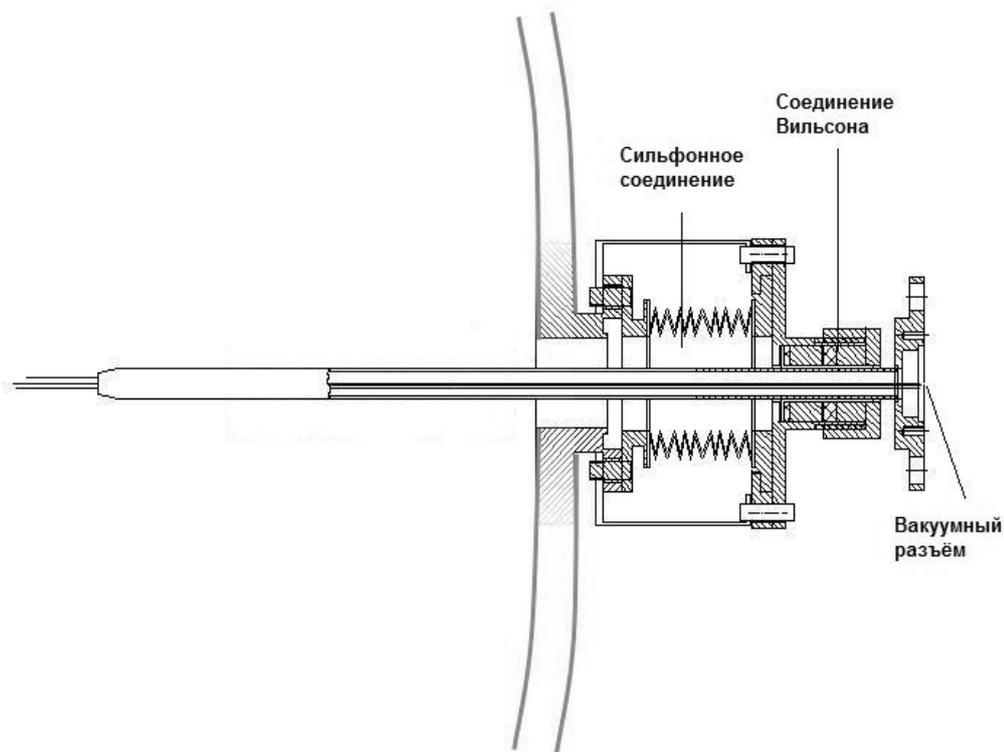


Рис. 6 Механизм позиционирования зонда.

Измеряя плавающий потенциал зонда и используя формулы (15)-(16), можно найти температуру плазмы. Однако практически измерить плавающий потенциал не просто, поскольку само плазменное образование находится под некоторым потенциалом относительно земли установки (до десяти киловольт). Поэтому была разработана следующая электрическая схема включения тройного зонда (см. рис.7).

Электроды 1 и 2 включаются по схеме двойного зонда, на них подается напряжение 45 В (поскольку измеряемая температура порядка десяти вольт, то при таком напряжении зонд работает в режиме насыщения). Электрод 3 находится под плавающим потенциалом. Сигналы от электродов 1 и 3 проходят по двум коаксиальным кабелям, электрод 2 подключен к земле. АЦП питается аккумулятором, и сигналы с него передаются на компьютер по оптической линии связи, в результате чего осуществляется гальваническая развязка.

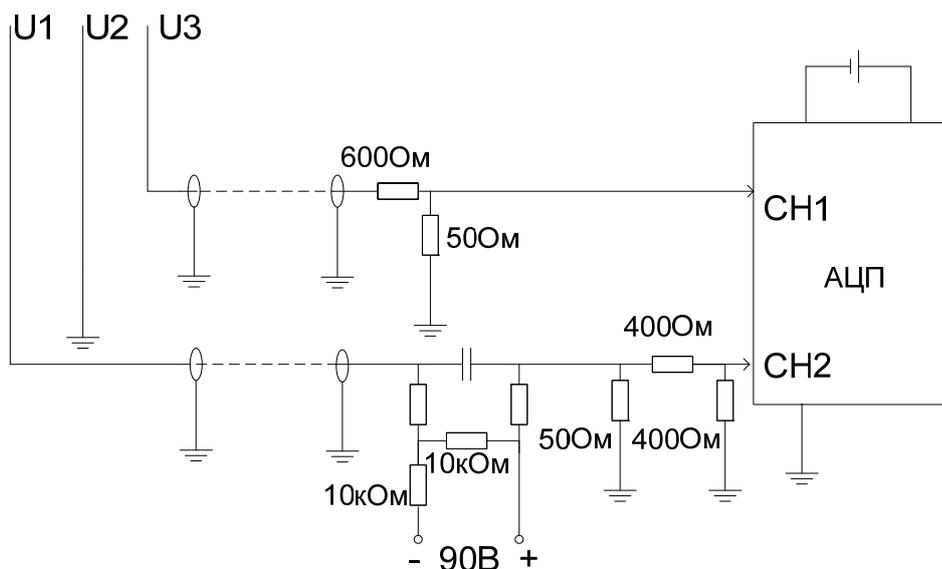


Рис. 7 Схема включения тройного зонда.

1.3. Особенности работы зонда на установке ГОЛ-3

В реальных условиях существует ряд побочных явлений, которые могут исказить результаты зондовых измерений и затруднить интерпретацию их. Большие токи в плазме, связанные с методом ее формирования, приводят к возникновению значительного потенциала в точке измерения относительно вакуумной камеры. При больших потоках мощности может иметь место поверхностный перегрев зонда и его разрушение. Вольтамперная характеристика (см. рис.3) искажается из-за загрязнения поверхности, эмиссии электронов с электродов, нарушения бесстолкновительного приближения, анизотропии функции распределения частиц. Кроме того, велико влияние магнитного поля. Рассмотрим последовательно вклад этих побочных явлений.

В очень сильном магнитном поле эффективная длина свободного пробега поперек поля, по порядку равная ларморовскому радиусу соответствующего сорта частиц $\lambda_{\perp} \sim \rho_L$, мала (особенно для электронов $\rho_e = 200$ мкм), бесстолкновительная теория не «работает», зонд любой формы действует как плоский и площадь его поверхности равна площади сечения, перпендикулярного к направлению поля. Однако с возрастанием магнитного поля может стать существенным обеднение плазмы в цилиндрической области, торцом которой является зонд. Это связано с тем, что частицы из этой области быстро уходят на зонд, а диффузия из соседних областей затруднена благодаря магнитному полю. Поэтому в настоящее время можно обосновать возможность применения зондов при наличии магнитного поля только в не

очень сильных магнитных полях, а именно когда ларморовский радиус для ионов много больше размеров зонда. Для расширителя ГОЛ-3 его величина порядка $\rho_i = 1$ см. В этом случае магнитное поле не влияет на ионную часть характеристики и можно использовать классическую теорию Ленгмюра.

Эмиссия электронов из зонда может быть вызвана ударами положительных ионов, метастабильных атомов и фотонов. Это приводит к завышению ионного тока при отрицательных потенциалах зонда. Чтобы оценить эмиссию под действием положительных ионов, надо знать коэффициент вторичной эмиссии из материала зонда для ионов с энергией, соответствующей отрицательному потенциалу зонда.

$$j_{em} = \frac{e \cdot \langle v \rangle \cdot S \cdot n_i}{4} \cdot \gamma \quad (17)$$

Для энергий, меньших 100 эВ, коэффициент эмиссии порядка 10^{-1} — 10^{-2} . Следует иметь в виду, что загрязнение поверхности зонда может увеличить коэффициент эмиссии. Эмиссия под действием метастабильных атомов и фотонов наиболее выражена в инертных газах, обладающих высокими потенциалами возбуждения. Отношение тока эмиссии к ионному току на зонд тогда может составлять до 20%. Для оценки величины эмиссии необходимо знать концентрации возбужденных атомов в плазме. Ток эмиссии под действием метастабильных атомов дается выражением (17), где в качестве плотности n_i следует взять концентрацию метастабильных атомов, в качестве $\langle v \rangle$ - их среднюю скорость, γ - коэффициент эмиссии, который также имеет порядок 10^{-1} — 10^{-2} . Ток эмиссии под действием фотонов можно оценить по формуле

$$j_{em} = \frac{e \cdot S \cdot n_a}{4\tau \cdot k} \cdot \gamma \quad (18)$$

где n_a — концентрация возбужденных атомов, k — коэффициент поглощения, τ — продолжительность жизни возбужденного атома, γ — квантовый выход. При больших отрицательных потенциалах зонда (порядка сотен электрон-вольт) становится возможной интенсивная ударная ионизация электронами, выбитыми из зонда, и образование лавины. Поэтому этим участком характеристики нельзя пользоваться для измерения параметров плазмы.

Загрязнения могут менять работу выхода из зонда или образовывать поверхностные слои с большим омическим сопротивлением. Когда на зонд идут малые электронные токи и зонд является холодным, он покрывается налетом. При увеличении электронного тока на зонд, когда зонд нагревается, или при больших отрицательных потенциалах зонда, когда существенна ионная бомбардировка, загрязнения с

поверхности слетают. Понятно, что при изменении работы выхода или падения потенциала в поверхностном слое регистрируемое напряжение будет отличаться от изменения потенциала у поверхности зонда. Кроме того, при изменении состояния поверхности меняется коэффициент отражения электронов. Все эти факторы в основном влияют на часть характеристики при небольших отрицательных потенциалах зонда. Чтобы избежать искажений, можно прогревать зонд перед измерением, например, импульсно пропуская по нему ток. В случае больших отрицательных потенциалов, очевидно, зонд можно не очищать заранее благодаря ионной бомбардировке.

В предшествующем изложении предполагалась изотропия функции распределения электронов вдали от зонда. В реальных условиях существует направленное движение частиц плазмы, обусловленное ее адиабатическим расширением в область с меньшим магнитным полем. Это приводит к искажению зондовых характеристик. Надежной теории зондовых измерений в случаях, когда это искажение велико, не существует. При использовании цилиндрического зонда можно избежать изменения вольтамперной характеристики, если направить ось зонда вдоль направления тока. Если же ось цилиндрического зонда перпендикулярна к направлению тока, то искажения неизбежны. Строгое решение задачи невозможно, поскольку распределение потенциала вокруг зонда не является цилиндрически симметричным. В работе [10] задача решалась в пренебрежении асимметрии потенциала. В качестве функции распределения электронов по составляющим скорости, перпендикулярным к оси зонда, использовалось выражение

$$f_{\perp}(v_0) = \frac{m}{2\pi T_e} \exp\left[-\frac{m}{2\pi T_e}(v_0 - u)^2\right] \quad (19)$$

где u — скорость дрейфа. Такое рассмотрение может дать лишь оценку влияния эффекта направленного движения при малых скоростях дрейфа. Расчет показал, что характеристика и при наличии дрейфа остаются приблизительно неизменной вплоть до значения $\frac{mu^2}{2T_e} \approx 0,5$.

Таким образом, при обработке результатов измерений электроды нужно считать плоскими, зонд можно не прогревать, поскольку он находится под достаточно большим отрицательным потенциалом, а ток эмиссии электронов — не учитывать, т.к. он не превышает 10%.

1.4. Оценка погрешностей

Минимальная погрешность измерения времени равна шагу АЦП, 0,84 мкс. Но основные погрешности измерения связаны с паразитными емкостями. Так емкость между центральной жилой кабеля и землей равна 900 пФ. Поскольку потенциал земли при выстреле резко изменяется примерно на -10 кВ, эта емкость заряжается с характерным временем $t = \frac{C \cdot U}{S \frac{en}{4} \langle v_e \rangle} \approx 4 \text{ мкс}$. Соответственно, в течение некоторого

времени после инъекции пучка показания зонда определяются быстро протекающими процессами на емкости с характерным временем 4 мкс, а не температурой и плотностью плазмы. Для уменьшения погрешности необходимо увеличить компактность схемы включения зонда, сократить длину кабеля, по которому сигналы передаются АЦП и т.п. Однако увеличение компактности ведет к увеличению вероятности пробоев.

В погрешность измерения тока насыщения, а, следовательно, и плотности плазмы, вносит вклад то, что с ростом потенциала на зонде увеличивается толщина переходного слоя и эффективная площадь собирающей поверхности. Оценивая толщину слоя по формуле (1), получим $d \approx 10 \text{ мкм}$. Таким образом, измеренная плотность превышает фактическую не более чем на 1,5%. Кроме того, амплитуда сигнала определяется с точностью до погрешности, которую дают делители напряжения. Делитель 1:13 вносит погрешность 2%, делитель 1:2 - 0,3%, тогда температура и плотность определяются с точностью 2%.

2. Изучение процессов расширения и отрыва плазмы от силовых линий ведущего магнитного поля

2.1. Теоретические модели

Заряженные частицы в магнитном поле сопла плазменного двигателя движутся вдоль замкнутых силовых линий этого поля. Механизма отрыва плазмы от космического корабля можно разделить на два типа. Первый сценарий развития событий включает в себя устранение вмороженности силовых линий магнитного поля с помощью рекомбинации или другого процесса. Второй – подразумевает, что плазма отрывается от корабля вместе с силовыми линиями, растягивая и перезамыкая их.

Свойство вмороженности, казалось бы, гарантирует сохранение топологии магнитных силовых линий, однако при сложном движении плазмы силовые линии с различными направлениями могут подходить очень близко друг к другу, почти соприкасаясь. При дальнейшем движении плазмы силовые линии могут разойтись в прежней топологии, а могут и «перезамкнуться». При наличии конечной, хотя и очень большой, электропроводности такое перезамыкание может произойти без касания линий, а всего лишь при тесном их сближении. Разумеется, сам факт сближения силовых линий с сильно различающимися направлениями магнитного поля означает, что вблизи точки сближения имеется достаточно высокая плотность электрического тока. Таким образом, при перезамыкании конечная проводимость срабатывает только в малых областях с высокой плотностью тока, но при этом может происходить существенное изменение топологии силовых линий, которое может сказаться на движении всей плазмы.

Простейшие модели перезамыкания были предложены Паркером, Свитом и Печекком. В этих моделях существенную роль играет сопротивление плазмы, обеспечивающее перенос силовых линий через точку пересечения встречных полей. Иногда более адекватно кинетическое описание плазмы в отсутствие столкновений. Роль диссипации, обеспечивающей перевод части магнитной энергии в плазму и перенос силовых линий, выполняется в этом случае частицами, ускоряющимися в процессе перезамыкания. А сам процесс перезамыкания начинается как результат неустойчивости нейтрального слоя, по которому течет ток, по отношению к стягиванию этого тока в отдельные токовые нити, так называемая, тиринг-неустойчивость.

Идея перезамыкания силовых линий является ключевой в объяснении целого ряда явлений в плазме, имеющих характер взрывной трансформации энергии магнитного поля в тепло и кинетическую энергию частиц. Однако процессы перезамыкания довольно сложны, а теоретические модели, как правило, ухватывают лишь качественные, в основном двумерные, черты перезамыкания.

Введем параметр β - отношение плотностей кинетической энергии плазмы и энергии магнитного поля,

$$\beta = \frac{4\pi\rho \cdot v^2}{B^2} \quad (20)$$

Если β близко к единице, то плазма обладает достаточной энергией, чтобы оторваться от силовых линий.

Движение плазмы из области сильного в область слабого магнитного поля может быть рассмотрено как переход из до-альфвеновского течения к сверх-альфвеновскому со скоростью $v > v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$. Магнитное сопло подобно соплу Лавалья, в котором происходит переход от дозвукового к сверхзвуковому течению. Суперальфвеновская плазма гарантированно отрывается от космического корабля.

С целью описать отрыв плазмы количественно, в работе [2] были решены уравнения идеальной МГД для течения холодной плазмы в расширяющемся сопле с углом раствора θ . Решение дает переход из до- в сверх-альфвеновское течение. Вывод сделан для стационарного течения, холодной плазмы, перед отрывом текущей вдоль магнитного поля. При условии $\theta \ll 1$, $kR \ll 1$, где k – кривизна силовой линии ведущего магнитного поля, R – расстояние от оси сопла, возмущение магнитного поля

$$\delta B \approx B \left[\left(1 + \frac{v^2}{v_A^2} \right) \cdot kR + \theta^2 \right] \quad (21)$$

становится порядка самого поля B , когда скорость удовлетворяет соотношению

$$v > \frac{v_A}{\sqrt{kR}}. \quad (22)$$

В этом случае плазма отрывается от силовых линий ведущего магнитного поля.

Для расширителя установки ГОЛ-3 альфвеновская скорость равна $2 \cdot 10^8$ см/с, кривизну можно оценить как $1/r = 0,02$ см⁻¹, где r – радиус вакуумной камеры, расстояние R порядка 10 см. Пусть при истечении плазменного потока поперечная составляющая скорости электронов полностью переходит в продольную, тогда, чтобы выполнялось условие (22), температура электронов должна быть около 100 эВ.

2.2. Методика измерения

Для того чтобы изучить процесс отрыва от силовых линий ведущего магнитного поля в расширителе ГОЛ-3, можно расположить два тройных зонда вдоль одной силовой линии (см. рис. 9-10). Если характер изменения плотности по длине отличается от соответствующего расширению с сохранением замороженности, значит, происходит отрыв. Конфигурация силовых линий в расширителе представлена на рис. 8.

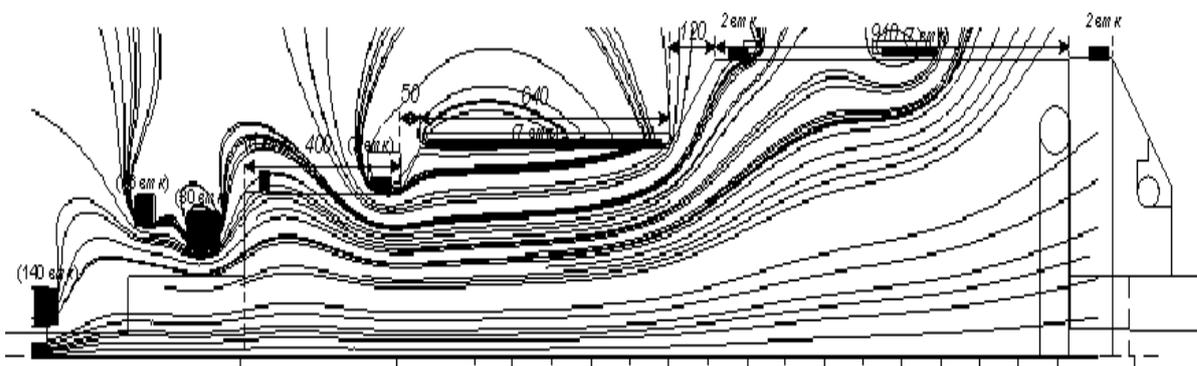


Рис. 8 Конфигурация силовых линий магнитного поля в расширителе.

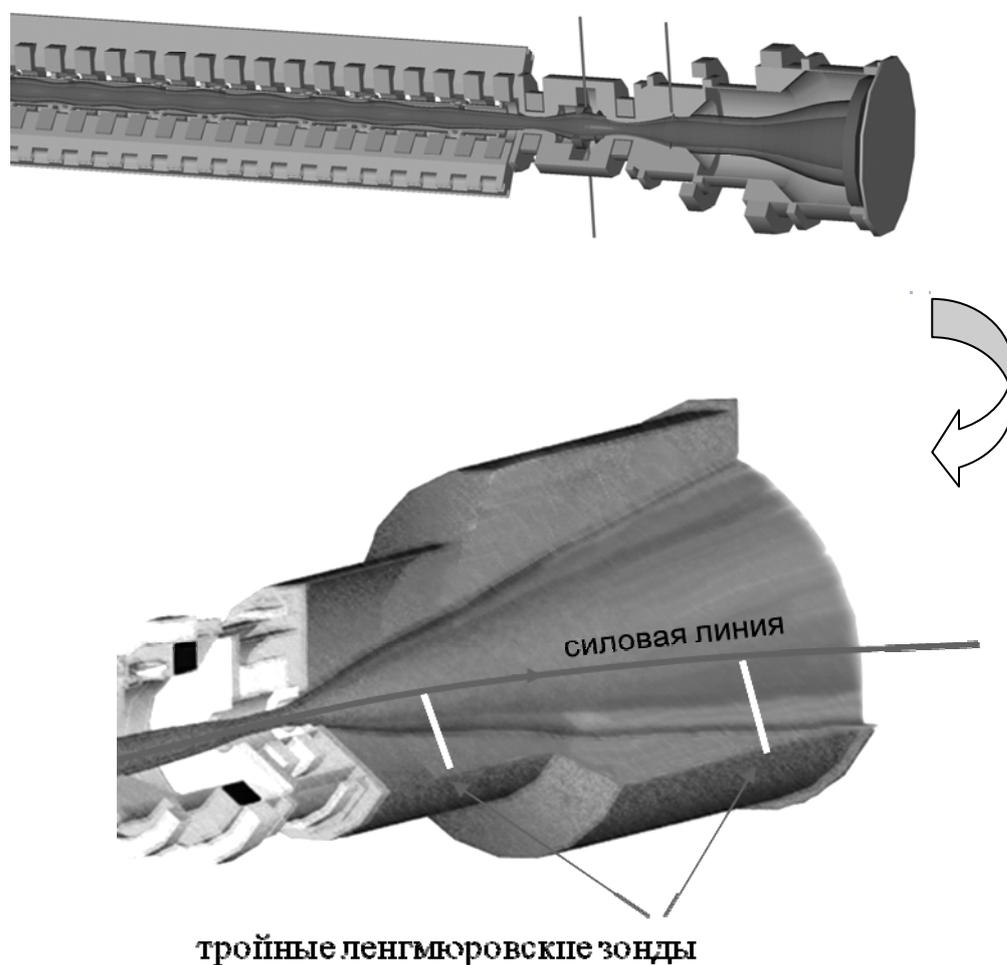


Рис. 9 Расположение тройных зондов вдоль одной силовой линии.

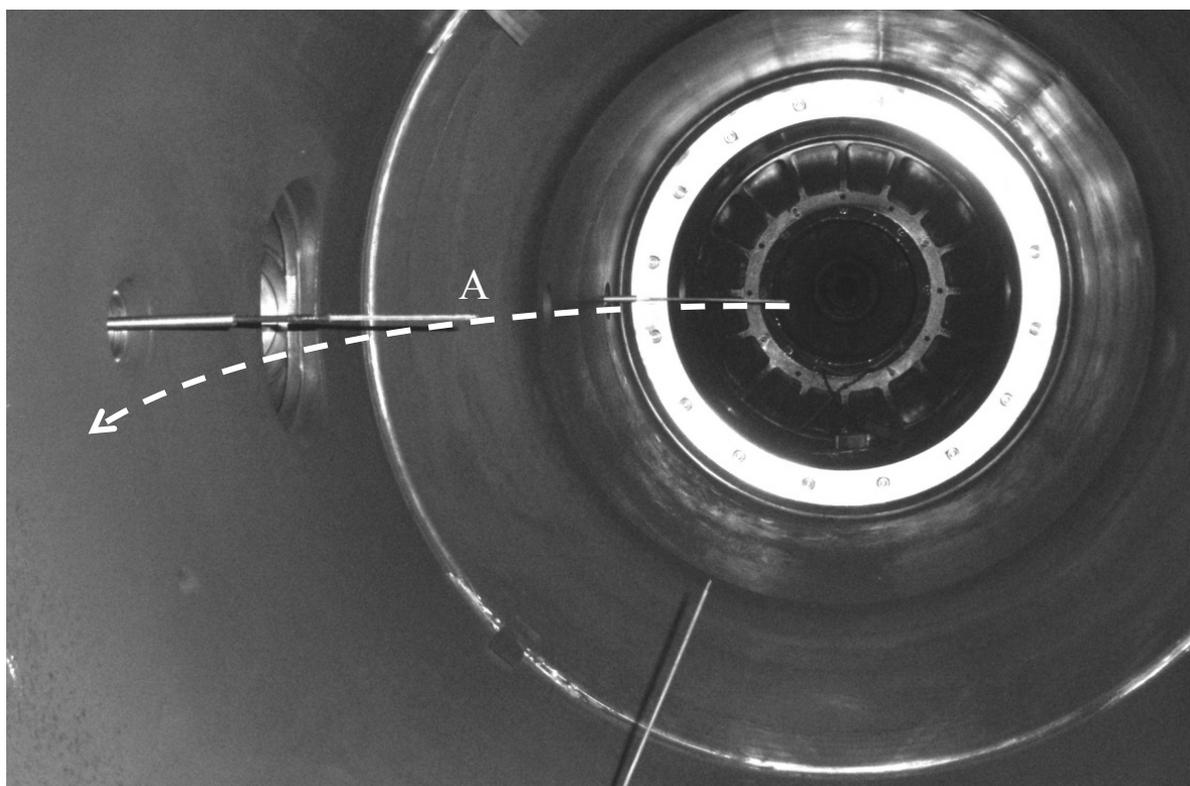


Рис. 10 Фотография тройных зондов, установленных в расширителе. Измерения проведены в т. А.

2.3. Результаты

В результате экспериментов измерена плотность и температура плазмы в расширителе в точке, указанной на рис.10. На рис.11 представлены показания АЦП, пересчитанные в температуру плазмы по формуле (14), 4 выстрела, произведенные в один день. Время отсчитывается от начала инъекции пучка. Каждая точка есть усреднение по 10 измерениям АЦП. На рис.12 приведена температура для одного выстрела. Для каждого графика по полочке до 300 мкс вычислялась средняя температура. Эта температура подставлялась в формулу (11), откуда и находилась плотность плазмы (рис.14). На рис.13 все графики за 6 выстрелов наложены друг на друга.

На полученных графиках первые 4 мкс не отражают плотность и температуру плазмы из-за паразитных емкостей, дающих большие наводки. После этого параметры плазмы измеряются во времени с точностью 0,84 мкс (шаг измерения АЦП) и с точностью 2% по амплитуде. Характерный провал зависимости температуры от времени в районе 150 мкс определяется переполюсовкой тока предплазменного разряда. Из графиков видно, что плотность во времени меняется от $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до

$6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и в среднем равна $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Оценим, какой должна быть плотность плазмы в районе расположения зонда, если известно, что диаметр плазменного столба в основной части соленоида равен 80 мм, плотность плазмы $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а магнитное поле изменяется от 32 кГс в ловушке до 1,2 кГс в расширителе. Из сохранения магнитного потока и вмороженности силовых линий следует, что в расширителе диаметр плазменного образования равен

$$d = \sqrt{\frac{32000 \cdot 8^2}{1200}} \approx 40 \text{ см}.$$

Тогда плотность плазмы в районе расположения зонда порядка $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с порядком измеренной величины.

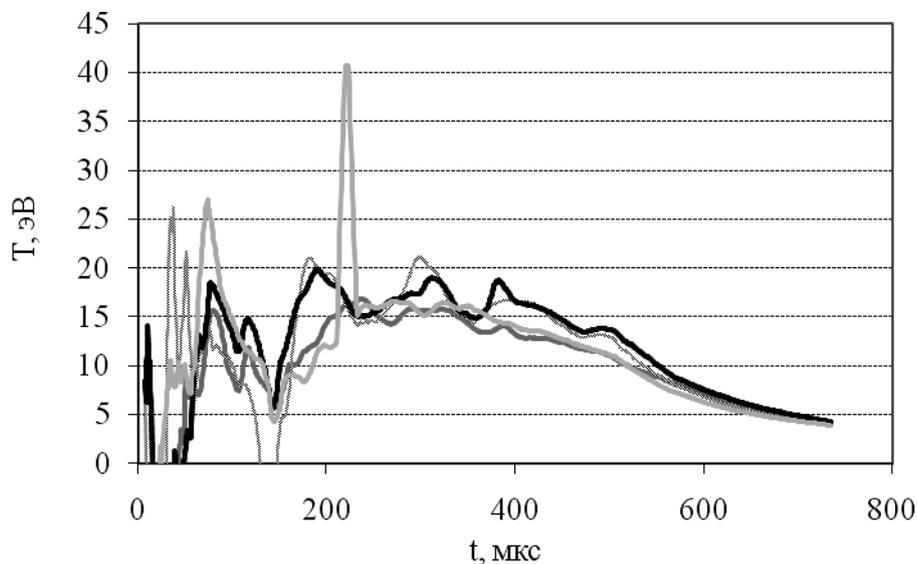


Рис. 11 Зависимость температуры плазмы от времени для выстрелов 8732, 8733, 8734 и 8735.

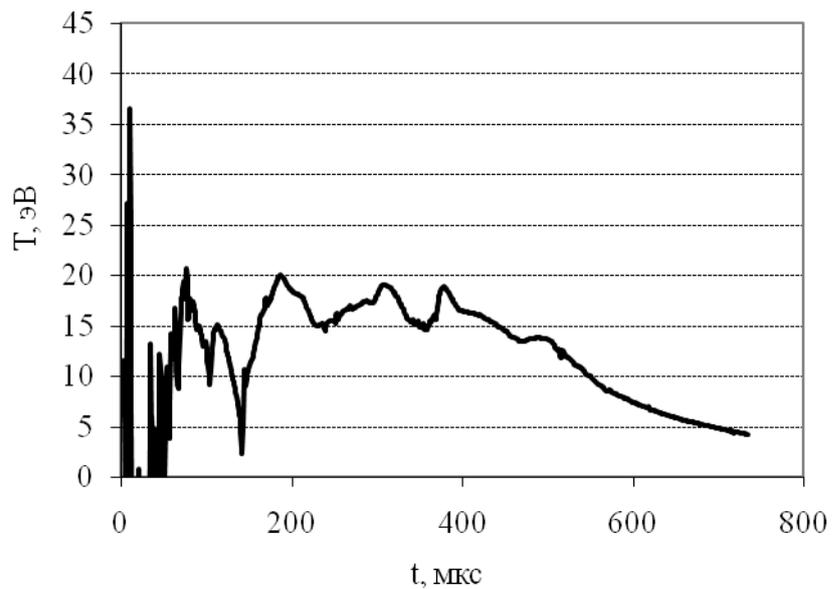


Рис. 12 Зависимость температуры плазмы от времени для выстрела 8733.

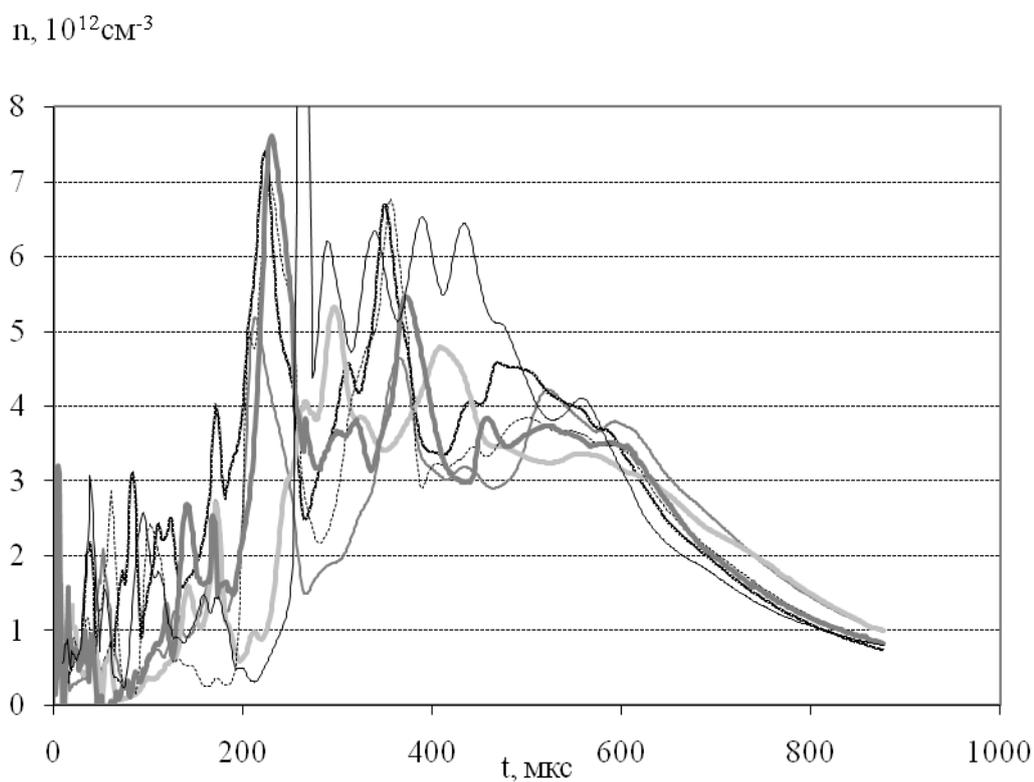


Рис. 13 Плотность плазмы в выстрелах 8731, 8732, 8733, 8734, 8735 и 8736.

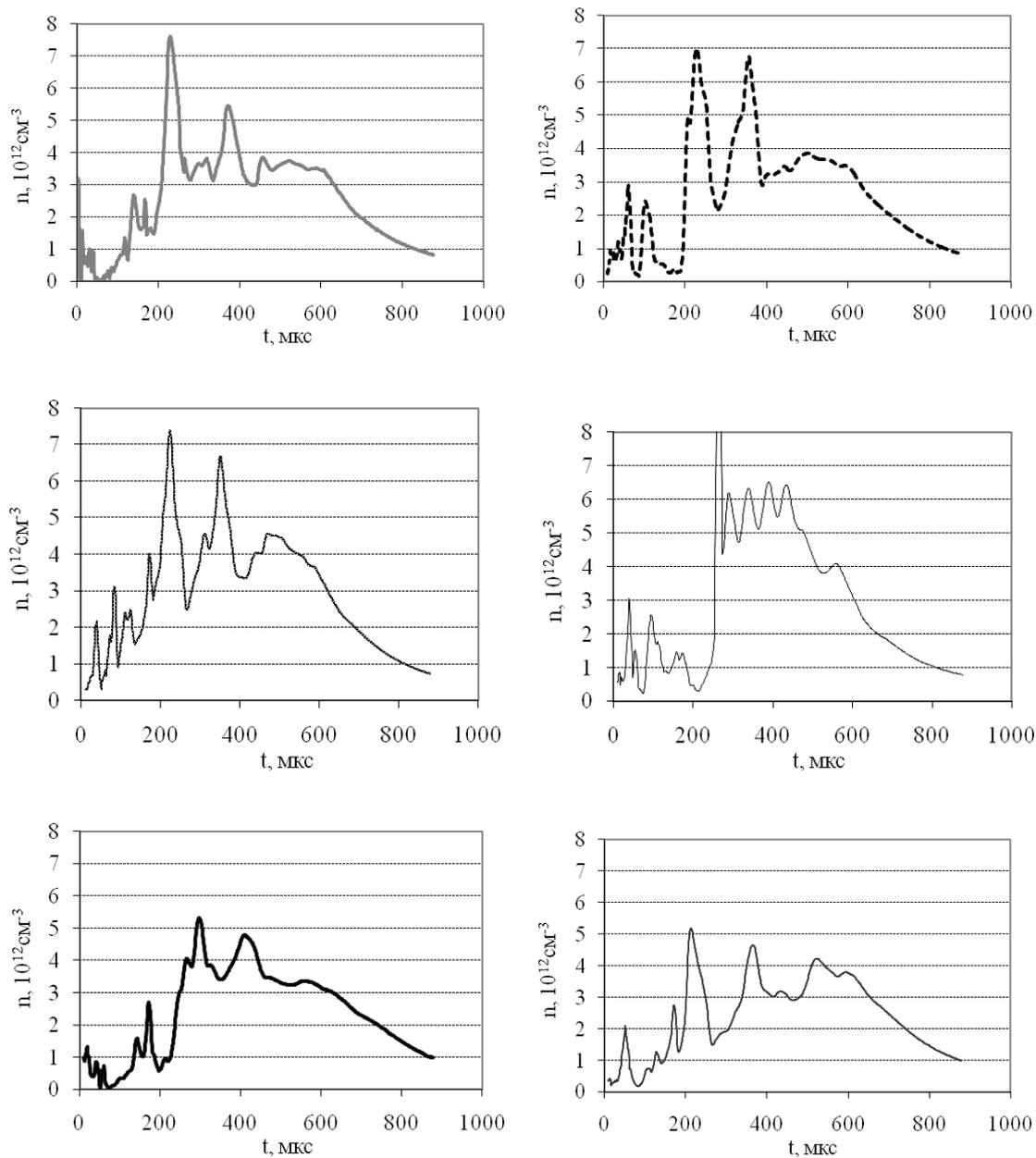


Рис. 14 Плотность плазмы в выстрелах 8731, 8732, 8733, 8734, 8735, 8736.

3. Изучение взаимодействия РЭП и потока плазмы с поверхностью

3.1. Мишенная плазма

Во время срывов в диверторных токамаках мощный поток плазмы попадает на стенки камеры и диверторные пластины, поверхностный слой которых при этом испаряется. Часть образовавшегося газового облака ионизируется, и получившаяся холодная мишенная плазма попадает в основной объем с горячей плазмой, ухудшая ее параметры. Кроме того, попадание горячей плазмы на стенки приводит к их сильной эрозии и определяет время жизни конструкций токамака.

На существующих токамаках значения плотности мощности плазмы на два порядка меньше, чем значение, принятое для ИТЕРа. Поэтому изучить поведение материалов при воздействии на них мощных потоков возможно лишь на специальных установках. Так на установке ГОЛ-3 проводится ряд экспериментов по исследованию динамики поверхностной плазмы, возникающей при взаимодействии горячих электронов с мишенью. С помощью тройного зонда Ленгмюра можно определять температуру и плотность мишенной плазмы.

3.2. Методика измерения

Разрушение поверхности вызывают низкоэнергетичные частицы с малой длиной свободного пробега. Частицы с высокой энергией проникают вглубь мишени и приводят к ее объемному нагреву, который до определенного значения мощности пучка и потока плазмы не разрушает мишень. Для ослабления воздействия медленных частиц нужно увеличить их длину пробега так, чтобы до попадания на поверхность они успевали отдать часть своей энергии. Этого можно достичь, напустив перед мишенью тяжелый газ.

Для исследования влияния напуска газа на взаимодействие пучка и потока горячей плазмы с мишенью на установке ГОЛ-3 после выходной пробки был установлен газ-бокс (см. рис.15). На входе в него расположена графитовая диафрагма, отсекающая часть потока диаметром 2см. Внутри газ-бокса напускается криптон с концентрацией $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На расстоянии 20 см от диафрагмы установлена мишень. Для получения локальных значений плотности и температуры плазмы внутри газ-бокса можно использовать подвижный тройной зонд. Он был помещен в 5 см от мишени, на расстоянии 2 см от оси системы.

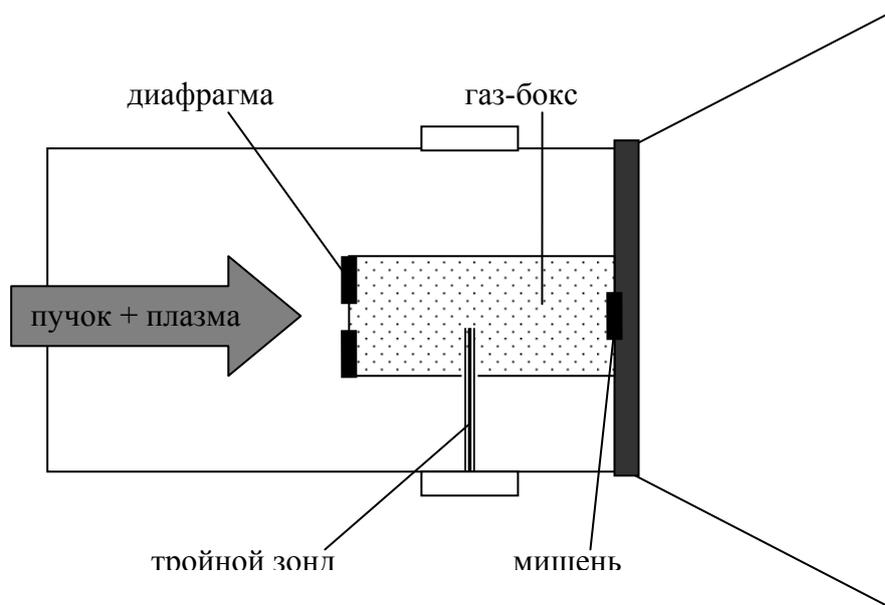


Рис. 15 Расположение зонда для измерения параметров мишенной плазмы.

Поскольку ожидаемая плотность плазмы вблизи мишени выше, чем в расширителе, в схеме включения ленгмюровского зонда были заменены делители напряжения (см. рис.16).

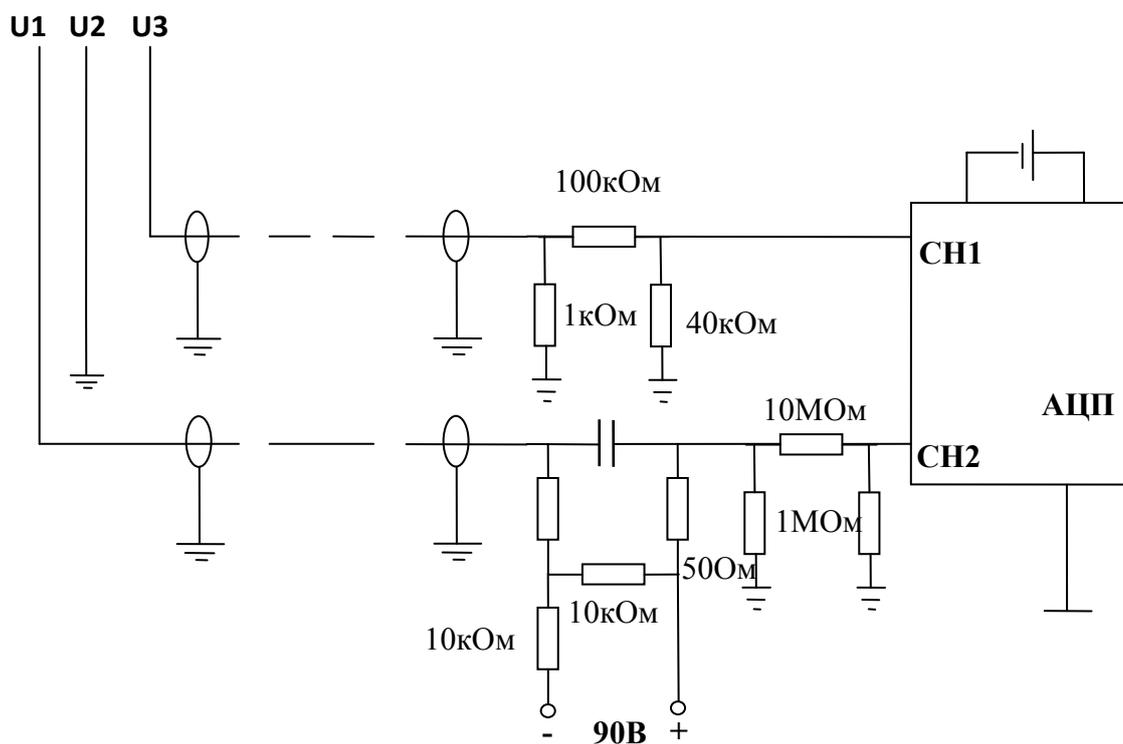


Рис. 16 Схема включения зонда для измерения параметров мишенной плазмы.

3.3. Результаты

В результате экспериментов измерена плотность и температура плазмы внутри газ-бокса (см. рис.17-18). Каждая точка графиков получена усреднением по 10 измерениям АЦП. Амплитуда тока насыщения определяется с точностью до погрешности, задаваемой делителем напряжения 1:11 – 3%. Температура же равна десятым долям электрон-вольта, поэтому становятся важными величина шума и дрейф нуля АЦП. Шум составляет 50 мВ, что соответствует 0,05 эВ. Таким образом, в погрешность измерения плотности входит относительная погрешность 3% и абсолютная погрешность, равная

$$\Delta n = n \frac{0,05eV}{2T}.$$

Плотность во времени меняется от 10^{15} см^{-3} до 10^{14} см^{-3} , погрешность на графике указана серым цветом. Температура порядка 0,2 эВ. Сигнал до начала инжекции пучка определяется токами, создаваемыми разрядом, который служит источником быстрых электронов с энергией ~ 10 кэВ. Эти электроны производят начальную ионизацию плазмы. После образования начальной ионизации ток разряда начинает течь по всей длине плазменного столба. Основная доля разрядного тока течет по направлению к началу установки и замыкается на камеру сразу за источником плазмы. Величина этого тока (обозначаемого J_{test}) определяется индуктивностью внешней цепи и практически не зависит от режима работы установки. Небольшая доля тока ответвляется на выход установки (ток J_{out}) и стекает через торцевой приемник пучка, при этом величина тока ограничивается включенным в цепь приемника пучка развязывающим сопротивлением 0,5 Ом. Через 70 микросекунд после начала разряда ток в выходном узле J_{out} замыкается на стенку камеры и резко возрастает, при этом ток J_{test} падает.

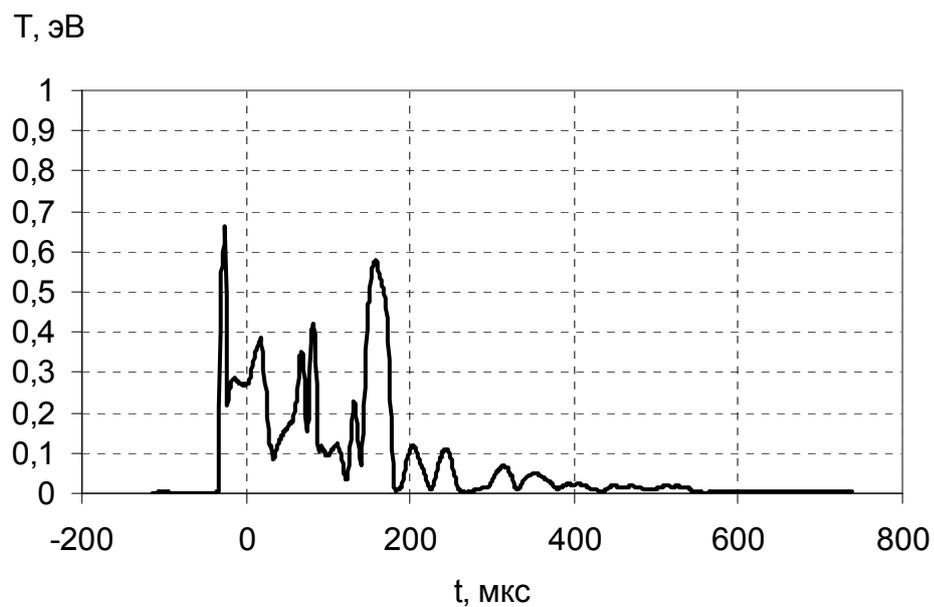


Рис. 17 Температура плазмы в выстреле 9540.

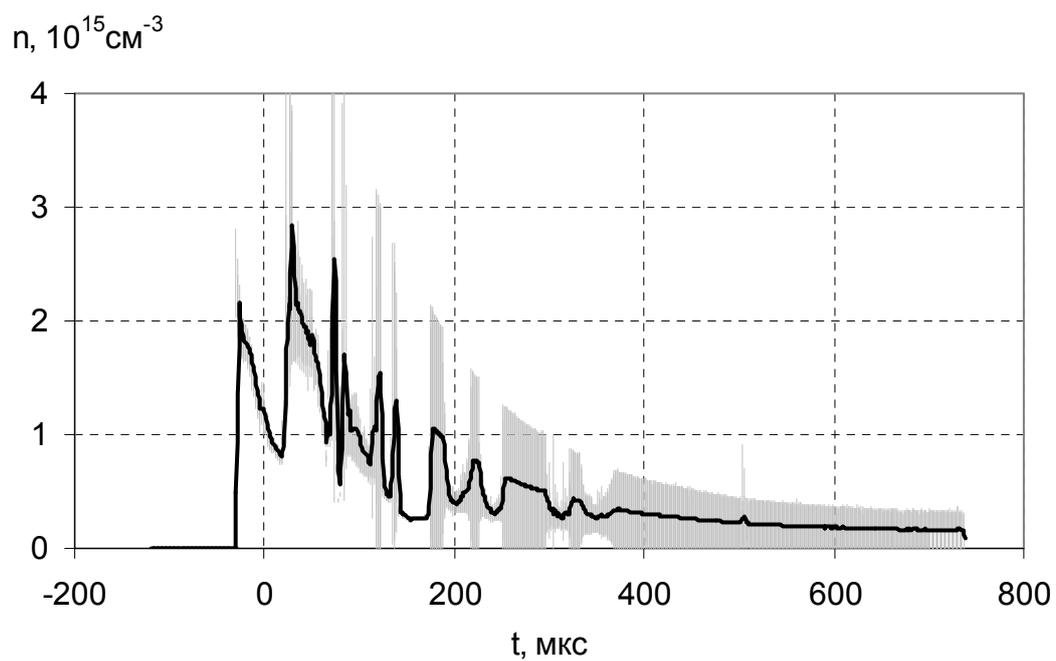


Рис. 18 Плотность плазмы в выстреле 9540.

Заключение

В ходе данной работы разработана и реализована электрическая схема включения и питания тройного ленгмюровского зонда с гальванически развязанным АЦП, подходящая для условий установки ГОЛ-3. Создана система позиционирования зонда, позволяющая проводить измерения в произвольной точке расширителя и исследовать процессы отрыва плазмы от ведущего магнитного поля. Исходя из полученных значений тока насыщения и плавающего потенциала, построены зависимости температуры и плотности плазмы от времени с точностью 2%. Плотность в расширителе меняется от $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и в среднем равна $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы порядка 10 эВ. Путем сравнения ожидаемой плотности с измеренной проверено, что зонд дает адекватные показания.

Исходя из оценки в п. 2.1. и измеренных данных, для наблюдения эффектов, связанных с переходом в суперальфвеновское течение, необходимо понизить поле в расширителе до 100 Гс и менее. Поэтому в ближайшем будущем планируется провести численное моделирование течения плазмы в расширителе с учетом различных механизмов отрыва и определить максимальное магнитное поле, при котором возникают описанные неустойчивости; опираясь на полученные результаты, изучить поведение плазмы в расширителе установки ГОЛ-3.

Также получены данные по динамике температуры и плотности плазмы вблизи мишени, установленной на входе в расширитель. Для этого модифицирована схема включения зонда. Плотность мишенной плазмы 10^{14} - 10^{15} см^{-3} , ее температура порядка 0,2 эВ. В настоящее время продолжается сбор данных, их обработка и анализ.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность за научное сотрудничество и участие в проведении экспериментов коллективу установки ГОЛ-3 под руководством А. В. Бурдакова: А. В. Аржанникову, А. В. Астрелину, В. И. Баткину, В. С. Бурмасову, С. С. Гарифову, Г. Е. Деревянкину, В. Г. Иваненко, М. В. Иванцовскому, А. С. Кузнецову, К. Н. Куклину, А. Г. Макарову, М. А. Макарову, К. И. Меклеру, С. В. Полосаткину, С. С. Попову, В. В. Поступаеву, А. Ф. Ровенских, С. Л. Синицкому, Н. В. Сорокиной, В. Д. Степанову, А. В. Судникову, Ю. С. Суляеву, Ю. А. Труневу, А. А. Шошину. За техническую поддержку, поддержание работоспособности установки ГОЛ-3 и помощь в изготовлении экспериментального оборудования автор благодарит Е. В. Мостипанова, А. В. Синичкина, Р. П. Пунгина. Наконец, автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю И. А. Иванову за постоянную помощь, поддержку и внимание к работе.

Список литературы

1. Г. И. Будкер, В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов, Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы. Письма в ЖЭТФ, 1971,14, с.320.
2. A. V. Arefiev, B. N. Breizman. Magnetohydrodynamic scenario of plasma detachment in a magnetic nozzle. Physics of plasma 12, 043504 (2005).
3. Р. Хокни, Дж. Иствуд, Численное моделирование методом частиц, Москва, Мир, 1987.
4. K. V. Vchivkov, H. Nakashima, Y. P. Zakharov, T. Esaki etc. Laser-produced plasma experiments and particle in cell simulation to study thrust conversion processes in a laser fusion rocket.
5. В. И. Давыденко, А. А. Иванов, Г. Вайсен. Экспериментальные методы диагностики плазмы. Часть 1. НГУ. Новосибирск, 1999.
6. K.V.Lotov. Spontaneous formation of zero magnetic field region near the axis of a high- β mirror device. Physics of plasma, Vol.3, No.4, 1996.
7. Методы исследования плазмы под ред. В. Лохте-Хольтгревена. Москва, Мир, 1971.
8. I. Langmuir, Scattering of Electrons in Ionized Gases. Phys. Rev. 26, 585 - 613, 1925.
9. L. Tonks, H. M. Mott-Smith, I. Langmuir, Flow of Ions Through a Small Orifice in a Charged Plate. Phys. Rev. 28, 104 - 128, 1926.
10. H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, The Theory of Collectors in Gaseous Discharges. Phys. Rev. 28, 727 – 763, 1926.
11. D. Bohm and E. P. Gross, Effects of Plasma Boundaries in Plasma Oscillations, Phys. Rev. 79, 992, 1950.
12. Б.Б.Кадомицев. Коллективные явления в плазме. Москва, Наука, 1988.