

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**
Кафедра физики плазмы

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**
Образовательная программа **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Ломова Константина Андреевича

Тема работы **Локальные магнитные измерения в винтовой магнитной ловушке
СМОЛА**

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

к. ф.–м. н.

в. н. с. ИЯФ СО РАН

Беклемишев А. Д.

«.....»..... 20... г.

Научный руководитель

к. ф.–м. н.

с. н. с. ИЯФ СО РАН

Судников А. В.

«.....»..... 20... г.

Дата защиты: «.....»..... 20... г.

Новосибирск, 2020

Содержание

1	Введение	3
2	Описание установки СМОЛА	8
3	Подвижный азимутальный магнитный зонд	11
3.1	Расчет параметров магнитного зонда	11
3.2	Изготовление и калибровка магнитного зонда	13
3.3	Результаты диагностики плазмы в винтовой секции установки СМОЛА подвижным магнитным зондом	15
3.3.1	Спектральный анализ сигнала	16
3.3.2	Оценка радиального профиля возмущений тока	18
4	Многоканальная азимутальная магнитная измерительная система	21
4.1	Конструкция многоканальной измерительной системы	21
4.2	Математические методы обработки экспериментальных данных	23
4.2.1	Вычисление магнитного поля	23
4.2.2	Связь возмущения тока с азимутальным магнитным полем	24
4.3	Первые результаты диагностики пространственной структуры продольного тока в винтовой секции установки СМОЛА	29
4.3.1	Амплитуда мод возмущения пространственной структуры продольного тока	31
4.3.2	Фаза мод возмущения пространственной структуры продольного тока	32
5	Заключение	33
	Список литературы	35
	Приложение 1	39
	Приложение 2	41

1 Введение

Альтернативная энергетика на основе управляемого термоядерного синтеза (УТС) сейчас является одним из претендентов на закрытие энергетического дефицита, который ожидается в мире уже в этом столетии [1]. Для осуществления УТС необходимо решить проблему удержания достаточно плотной горячей плазмы из термоядерного топлива в реакторной зоне. На данный момент наиболее развит метод удержания плазмы с помощью различных конфигураций магнитного поля, имеющих свои преимущества и недостатки. Среди замкнутых конфигураций магнитного поля можно выделить токамаки [2] и стеллараторы (например, [3]). Отдельно стоит отметить конфигурацию с обращенным полем [4].

В Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН активно исследуется удержание плазмы с помощью линейной конфигурации магнитного поля – открытых магнитных ловушек [5]. Эта конфигурация относительно проста в инженерном плане, позволяет достичь близкого к единице значения параметра β (отношения давления плазмы к давлению магнитного поля) и эффективно использовать энергию магнитного поля, обеспечивает хорошее подавление теплопроводности поперек магнитного поля. В перспективе линейная конфигурация может позволить использовать для УТС анейтронные топливные циклы [6] и обойтись без серьезной радиационной защиты.

Основной проблемой открытых конфигураций является плохое удержание плазмы вдоль магнитного поля. На сегодняшний день предложены и испытаны такие методы улучшения продольного удержания плазмы, как запираание амбиполярным потенциалом [7], многопробочное удержание [8, 9], газодинамическая ловушка [10]. Планируется создание газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ) – модульной открытой ловушки нового поколения для демонстрации технологий с плазмой субтермоядерного класса, объединяющей основные достижения по удержанию плазмы в открытой магнитной конфигурации [11, 5].

В многопробочной ловушке частицы плазмы можно разделить на запертые между магнитными пробками и пролетные, попадающие в конус

потерь классического пробкотрона. Если длина свободного пробега ионов много меньше длины установки, то пролетная частица не успеет покинуть ловушку, рассеется по углу и окажется запертой в одной из ячеек ловушки. После новых столкновений с другими частицами она снова попадает в конус потерь, но направление вылета не зависит от исходного направления движения частицы. В итоге движение частицы можно описать одномерными случайными блужданиями и уравнением диффузии, что приводит к квадратичной зависимости времени удержания плазмы от длины установки. Тем самым, столкновения пролетных частиц с запертыми позволяют ввести эффективную силу трения, связанную с передачей импульса пролетных частиц запертым и магнитному полю [8, 9].

Одной из новейших идей по улучшению продольного удержания плазмы в открытой ловушке является концепция винтового удержания [12], в которой предлагается использовать конфигурацию из скрещенных винтового магнитного и радиального электрического полей. Плазма вращается в скрещенных полях, и в связанной с ней системе отсчета винтовое магнитное поле выглядит как магнитные пробки, набегающие на плазму со скоростью

$$V_z = \frac{hE_r}{2\pi a B_z},$$

где a – радиус плазмы, h – шаг винтовой катушки, $h \gg a$, E_r – радиальное электрическое поле, B_z – продольное магнитное поле. В результате на плазму действует сила трения (той же природы, что и в пассивном многопробочном удержании), зависящая от направления магнитного поля, спиральности винтового соленоида и направления радиального электрического поля. В открытых магнитных ловушках эту концепцию можно реализовать в виде двух винтовых секций, расположенных на выходах из зоны удержания плазмы и закачивающих плазму от краев ловушки к центру (см. рисунок 1). Источником энергии для вращения плазмы служит внешний источник питания, задающий требуемое радиальное распределение потенциала, либо амбиполярный потенциал плазмы. Концепция хорошо сочетается с технологией вихревого удержания, подавляющей МГД-неустойчивость [13].

Ожидается экспоненциальная зависимость времени удержания плазмы от длины установки, что выгодно отличает новую концепцию от пассивного многопробочного удержания. Кроме того, предложенная конфигурация может быть использована при создании плазменного ракетного двигателя [14].

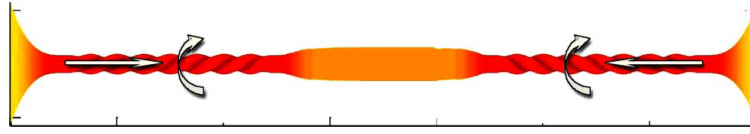


Рис. 1: Вид магнитной поверхности открытой ловушки, использующей концепцию винтового удержания. Интенсивность цвета пропорциональна магнитной индукции. Стрелками показано направление вращения плазмы и направление сил, действующих на плазменный поток.

Для проверки концепции винтового удержания в ИЯФ СО РАН построена Спиральная магнитная открытая ловушка (СМОЛА) [15], представляющая собой половину системы, изображенной на рисунке 1: источник холодной плазмы (≈ 5 эВ) имитирует поток из центральной секции, который далее распространяется через магнитную пробку, винтовую секцию и попадает на сегментированный плазмодриемник (см. рисунок 2). Радиальное электрическое поле задается разностью потенциалов между катодом и анодом источника плазмы, а также между пластинами плазмодриемника. Параметры установки подобраны таким образом, чтобы средняя длина свободного пробега ионов была примерно равна шагу винтовой намотки. В ходе первой серии экспериментов на СМОЛА были качественно подтверждены основные предположения концепции: подавление аксиального потока плазмы и пинч-эффект в плазменном шнуре [16]. После дооборудования установки начались эксперименты по количественному исследованию эффекта винтового удержания и определению скейлингов.

Исследование процессов, происходящих в плазме СМОЛА, позволит предсказать поведение горячей плазмы в субтермоядерной установке, использующей винтовое удержание плазмы, с такими же безразмерными параметрами (например, при модификации проекта ГДМЛ). Отдельный интерес представляет локальная диагностика параметров плазмы. Исследование возмущений плазмы позволит получить информацию о неустойчивостях, которые могут возникнуть при масштабировании системы.

Особенностью установки СМОЛА, как и некоторых других открытых ловушек, является наличие продольного тока в плазменном шнуре между катодом и плазмоприемником. Возмущения в плазменном шнуре приводят к искажению формы сечения тока и возмущению азимутального магнитного поля. Использование магнитных зондов, вводимых в плазму, позволяет получить радиальное распределение магнитного поля и отследить его эволюцию [17], откуда можно восстановить распределение тока в плазменном шнуре [18]. У данного метода есть ограничения, связанные с влиянием зонда на плазму и прочностью зонда, кроме того, введение зонда только по одной азимутальной координате предполагает интерпретацию его сигнала в предположении аксиальной симметрии.

Синхронные измерения азимутального магнитного поля в нескольких координатах по периметру поперечного сечения вакуумной камеры установки широко используются в плазменных установках различных конфигураций. Такие измерения позволяют диагностировать смещение плазменного шнура от оси установки [19] и более высокие моды распределения тока: азимутальные для открытых ловушек [20, 21] и полоидальные для замкнутых конфигураций (например, [22, 23]). Спектр и модовый состав возмущений, в частности, дают информацию о МГД-процессах в плазме и позволяют исследовать развитие неустойчивостей.

Существование замкнутых магнитных поверхностей в установке упрощает интерпретацию результатов, позволяя более однозначно соотнести распределение токов с движением плазмы. В приложении же к открытым ловушкам интерпретация сигнала многоканальной азимутальной магнитной измерительной системы является неоднозначной: возмущения магнитного поля могут быть вызваны как смещением плазменного шнура, так и перераспределением плотности тока в плазменном шнуре.

Кроме азимутальной диагностики, дополнительную информацию о МГД-процессах могут дать распределенные по азимутальной и продольной координате наборы радиальных магнитных зондов [24], также могут быть интересны корреляции между сигналами магнитных зондов, направленных по разным осям [25].

В данной работе представлена локальная азимутальная магнитная ди-

агностика плазмы в винтовой секции установки СМОЛА. В ходе работы были спроектированы, изготовлены и введены в эксплуатацию одиночный подвижный магнитный зонд для исследования радиальной зависимости возмущений азимутального магнитного поля и 12-канальная магнитная измерительная система для исследования возмущений формы сечения продольного тока в плазменном шнуре; представлены первые результаты диагностики.

- В разделе 2 дано краткое описание диагностического комплекса и режимов работы установки СМОЛА.
- В разделе 3 описаны расчет параметров, изготовление и калибровка подвижного азимутального магнитного зонда, представлены полученные с его помощью результаты.
- В разделе 4 описаны изготовление и калибровка многоканальной азимутальной магнитной измерительной системы, представлены математические методы интерпретации сигнала и первые результаты диагностики.
- В *Приложение 1* вынесены промежуточные математические выкладки.
- В *Приложение 2* вынесен листинг программы на Python для обработки сигнала.

2 Описание установки СМОЛА

Схема установки представлена на рисунке 2. Плазма плотностью до 10^{19} м^{-3} и температурой $\approx 5 \text{ эВ}$ распространяется от источника плазмы через транспортную секцию с винтовым (шаг $h = 18 \text{ см}$) и прямым соленоидом до сегментированного плазмоприемника с заданным распределением потенциала [15]. Основные параметры установки:

- Отношение шага винтового поля к средней длине пробега ионов $h/\lambda \approx 0,5 - 1$.
- Ларморовский радиус ионов $\approx 0,5 \text{ см}$.
- Радиус плазмы $\approx 5 \text{ см}$.
- Отношение скорости движения магнитных пробок в системе отсчета плазмы к тепловой скорости ионов $V_z/V_T \approx 1$.
- Средняя по сечению глубина перепада магнитного поля вдоль силовой линии $R_{mean} = 1,5 - 2$.
- Радиальное электрическое поле до $E_r \approx 100 \text{ В/см}$.

В отдельном эксперименте была продемонстрирована длительность выстрела 1600 мс с сохранением постоянных параметров плазмы и работы установки. Стационарный режим формируется менее, чем за 60 мс, поэтому в большей части экспериментов длительность выстрела устанавливается не более 300 мс.

Набор ленгмюровских зондов используется для измерения профилей плотности плазмы в разных частях установки, в конце транспортной секции СВЧ-интерферометром измеряется линейная плотность плазмы. На рисунке 3 представлено радиальное распределение концентрации плазмы в центральной секции установки, измеренное с помощью трех подвижных двойных ленгмюровских зондов, распределенных по вертикальной координате [26].

С помощью доплеровской спектроскопии по смещению линии H_α определяется скорость вращения плазмы на входе [27] и – начиная с 2020 года

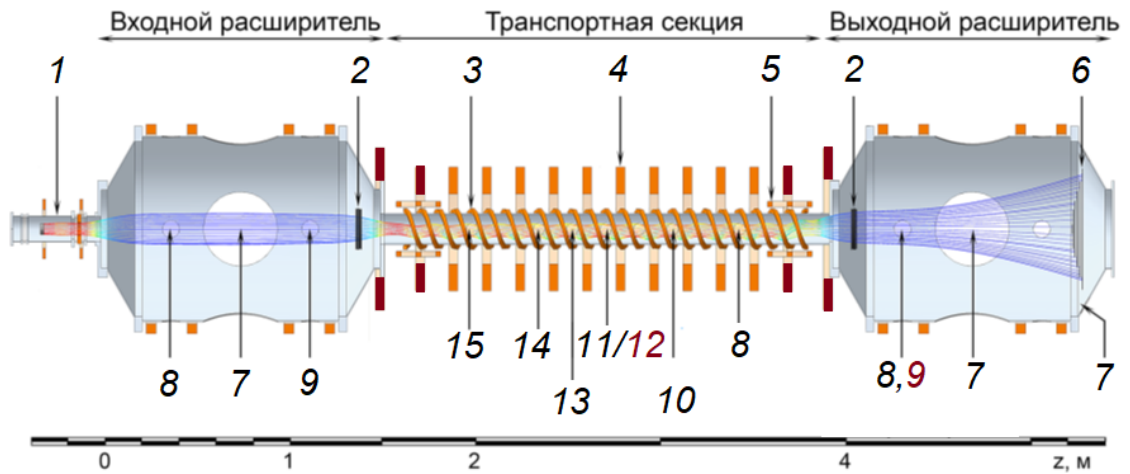


Рис. 2: Схема установки СМОЛА: 1 – источник плазмы; 2 – лимитер; 3 – винтовой соленоид; 4 – соленоид прямого поля; 5 – катушки коррекции; 6 – секционированный плазмодиод; 7 – фотокамера; 8 – ленгмюровский зонд; 9 – доплеровский спектрометр; 10 – СВЧ-интерферометр; 11 – подвижный магнитный зонд (в 2019 г.); 12 – многоканальная магнитная измерительная система (с 2020 г.); 13 – неподвижный трехканальный магнитный зонд; 14 – трехкоординатный ленгмюровский зонд; 15 – ультрафиолетовый фотодиод. Тёмно-красным цветом отмечены катушки магнитной системы и диагностики, добавленные в 2020 году.

– на выходе транспортной секции. Фотокамеры фиксируют форму и смещение плазменного шнура. С теорией сравнивается соотношение полного потока вещества через входное и выходное сечения винтовой секции при различных значениях ведущего магнитного поля, пробочного отношения, скорости вращения плазмы и других параметров [28]. Проводятся измерения с выключенным и включенным винтовым полем, в некоторых режимах винтовое поле включалось и выключалось несколько раз за один выстрел. Возможно включение винтового поля в обратном направлении для ускорения плазмы (на данный момент ускорение не наблюдается, так как $V_z/V_T \approx 1$).

К началу экспериментальной кампании 2020 года была завершена установка всех элементов магнитной системы и модернизирован источник плазмы, что привело к увеличению плотности плазмы с $0,3 - 0,5$ до $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, максимального ведущего поля с 65 до 150 мТл, уменьшению неоднородности ведущего поля с 5 до 1–2%, увеличению катодного тока с 50–100 до 200–300 А и скорости вращения плазмы во входном расширителе с (1–5) до $(8 - 10) \cdot 10^5 \text{ рад/с}$. Зафиксирована скорость вращения плазмы на выходе из винтовой секции до $5 \cdot 10^5 \text{ рад/с}$.

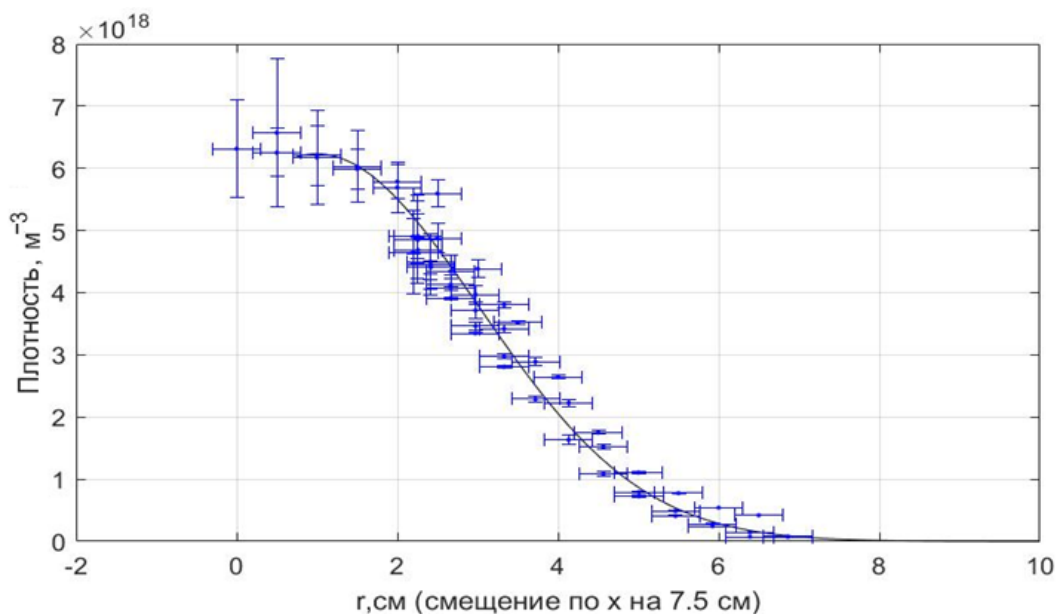


Рис. 3: Радиальное распределение концентрации плазмы в винтовой секции установки СМОЛА (выстрелы 5440-5485).

После модернизации источника плазмы были обнаружены провалы катодного тока длительностью ≈ 50 мкс на глубину 0, 2–0, 5 от максимальной силы тока, повторяющиеся с частотой 5–10 кГц (см. рисунок 4). Экспериментальные исследования эффекта показали, что амплитуда провалов не зависит от кривизны силовых линий, винтового магнитного поля, магнитного поля на аноде источника плазмы, среднего тока, давления нейтрального газа и потенциалов на плазмодриемнике. Почти полное подавление флуктуаций было достигнуто повышением магнитного поля в области катода до значения, при котором силовая линия с края катода приходит на край лимитера на входе в винтовую секцию [28]. Необходимо дальнейшее исследование эффекта: в частности, азимутальная структура провалов катодного тока может быть восстановлена с помощью многоканальной азимутальной магнитной диагностики.

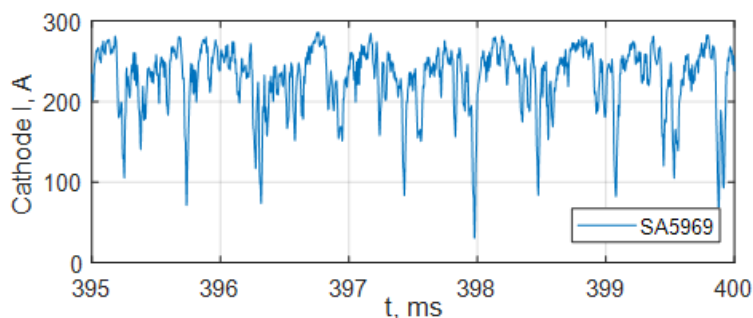


Рис. 4: Катодный ток при наиболее неблагоприятной конфигурации (выстрел 5969).

3 Подвижный азимутальный магнитный зонд

3.1 Расчет параметров магнитного зонда

Рассмотрим частотную зависимость чувствительности магнитного зонда. На рисунке 5 изображена схема эквивалентной цепи подключения измерительной катушки (V_p – индуцируемое магнитным полем напряжение, L_p – собственная индуктивность, R_p – активное сопротивление, C_p – паразитная емкость) посредством кабеля RG-58 с волновым сопротивлением $Z_0 = 50$ Ом к АЦП ADC1250 (частота дискретизации до 50 МГц, разрешение по напряжению от $7,3 \cdot 10^{-5}$ В [29]) с входным сопротивлением R_0 , согласованным с кабелем ($R_0 = Z_0$). В предположении однородности магнитного поля B , направленного вдоль оси измерительной катушки и осциллирующего с частотой ω , в комплексном представлении напряжение на катушке равно $V_p = i\omega S_{\text{эфф}} B$, где $S_{\text{эфф}} = NS$ – эффективная площадь катушки, N – количество витков в катушке, S – площадь одного витка.

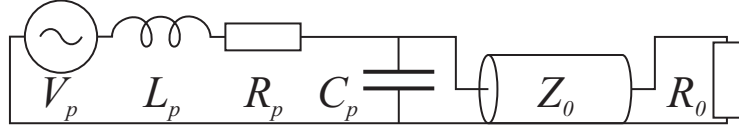


Рис. 5: Схема эквивалентной цепи подключения магнитного зонда к АЦП.

Тогда напряжение на АЦП (R_0) выражается как

$$U_0 = \frac{C_p \parallel Z_0}{C_p \parallel Z_0 + i\omega L_p + R_p} i\omega S_{\text{эфф}} B, \quad (1)$$

где $C_p \parallel Z_0 = \frac{(i\omega C_p)^{-1} Z_0}{(i\omega C_p)^{-1} + Z_0}$ – импеданс параллельного соединения [30]. Из формулы (1) можно выразить передаточную функцию $H(\omega)$, связывающую амплитуду сигнала с катушки с амплитудой колебаний магнитного поля в катушке:

$$H(\omega) = \frac{|U_0|}{|B|} = \frac{\omega S_{\text{эфф}}}{\sqrt{\left(1 + \frac{R_p}{Z_0} - \omega^2 L_p C_p\right)^2 + \omega^2 \left(\frac{L_p}{Z_0} + R_p C_p\right)^2}}. \quad (2)$$

Оценку для индуктивности катушки можно получить из формулы [31]:

$$L_p = \frac{39,4r^2 N^2}{9r + 10l} [\text{мкГн}],$$

где r и l – радиус и длина катушки в метрах, N – число витков. Для оценки паразитной емкости катушки можно использовать формулу для емкости между соседними витками катушки [32]:

$$C_p = \frac{2\pi^2 r \varepsilon_d}{\cosh^{-1} \left(\frac{d}{2a} \right)} [\text{Ф}],$$

где r – радиус катушки в метрах, d – внешний диаметр проводника с изолятором, $2a$ – диаметр проводника без изолятора, ε_d – диэлектрическая проницаемость изолятора. Паразитная емкость многовитковой катушки подобна последовательному соединению емкостей между соседними витками, так что приведенная формула дает на паразитную емкость оценку сверху. В качестве оценки активного сопротивления рассчитывается сопротивление катушки постоянному току (предполагается, что толщина скин-слоя в проводнике на всем диапазоне частот больше или порядка радиуса проводника).

Радиус плазменного шнура в транспортной секции СМОЛА равен ≈ 5 см, ларморовский радиус ионов $\approx 0,5$ см [15], поэтому целесообразно использовать катушку с линейными размерами не более 0,5 см. Для 50-витковой катушки радиуса $r = 1$ мм из медной проволоки (внешний диаметр $d = 0,1$ мм, диаметр проводника $2a = 0,08$ мм, диэлектрическая проницаемость изолятора $\varepsilon_d = 4\varepsilon_0$) приведенные выше оценки дают собственную индуктивность $L_{pe} = 1,67$ мкГн, паразитную емкость $C_{pe} = 1$ пФ, активное сопротивление $R_{pe} = 0,85$ Ом и собственную резонансную частоту:

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_{pe} C_{pe}}} = 123 \text{ МГц}.$$

Видно, что собственная резонансная частота катушки ожидается примерно в пять раз выше, чем максимальная детектируемая с помощью АЦП частота (половина от максимальной частоты дискретизации, равной 50 МГц). Тогда на основании приведенных оценок выражение (2) можно

упростить до вида

$$H(f) = \frac{|U_0|}{|B|} = \frac{S_{\text{эфф}}}{\sqrt{\left(\frac{1}{2\pi f}\right)^2 + \left(\frac{L_p}{Z_0}\right)^2}}. \quad (3)$$

3.2 Изготовление и калибровка магнитного зонда

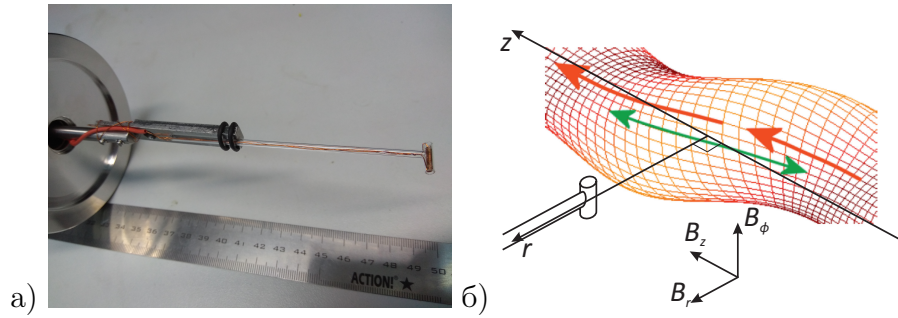


Рис. 6: а) Фотография магнитного зонда. б) Расположение магнитного зонда в транспортной секции СМОЛА (красной стрелкой обозначено направление движения пролетных частиц, зеленой – запертых между пробками).

С учетом требований к диагностике и теоретических расчетов был изготовлен магнитный зонд (см. рисунок 6а для диагностики азимутальной компоненты магнитного поля. Измерительная катушка из медной проволоки (внешний диаметр 0,1 мм) намотана на керамический сердечник (радиус 1 мм, длина 0,5 см) и помещена в кожух из кварцевой трубки для изоляции от воздействия плазмы. Катушка в кожухе Т-образно закреплена на длинной кварцевой трубке проволочной петлей, пропущенной через отверстие в сердечнике катушки и затянутой в трубку. Выводы измерительной катушки уходят в трубку через отверстие в середине кожуха, что уменьшает их контакт с плазмой. Кварцевая трубка крепится к манипулятору, позволяющему изменять радиальную координату зонда r_p в транспортной секции СМОЛА (позиция 11 на рисунке 2) от 59 мм до оси установки до 26 мм за осью установки (см. рисунок 6б). Выводы измерительной катушки скручены в витую пару для предотвращения образования петель и выведены из трубки на вакуумный разъем. Расстояние от центра катушки до металлических элементов манипулятора равно 67 мм. Измерителем импеданса были измерены собственная индуктивность измерительной катушки $L_p = 1,44$ мкГн и ее активное сопротивление $R_p = 1,6$ Ом. Индуктивность

отличается от расчетной менее, чем на 15 %, сопротивление совпадает с расчетным по порядку величины.

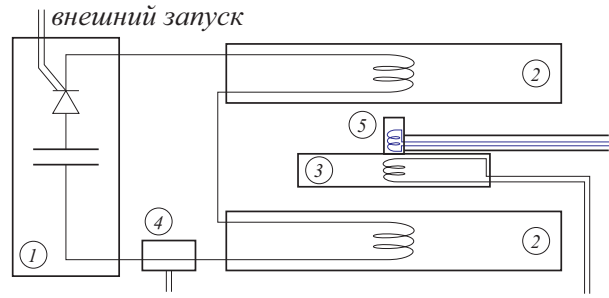


Рис. 7: Схема калибровочного стенда: 1 – конденсатор МБГВ 500 В, $C = 160$ мкФ; 2 – катушки Гельмольца 2×30 витков, $R_H = 8$ см; 3 – эталонная катушка 10 витков, $R_C = 4,6$ см; 4 – измеритель тока HASS 100S; 5 – магнитный зонд.

Схема калибровочного стенда изображена на рисунке 7. Магнитный зонд и эталонная катушка помещены в центр катушек Гельмгольца. При разрядке высоковольтного конденсатора через катушки Гельмгольца в пространстве между ними индуцируется импульсное магнитное поле с высокой степенью однородности в центральной области. На рисунке 8а приведены напряжения на зонде, эталонной катушке и сигнал с измерителя тока HASS 100-S (отклонение напряжения от уровня покоя пропорционально току катушек Гельмгольца I с известным коэффициентом [33]) при разрядке конденсатора. Заметно качественное совпадение сигналов магнитного зонда и эталонной катушки; также можно заметить хорошую чувствительность магнитного зонда к высоким частотам при коммутации конденсатора в сравнении с эталонной катушкой. Индукция магнитного поля в центре калибровочного стенда B связана с током I формулой

$$B(t) = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 n I(t)}{R},$$

где n – количество витков в одной катушке, R – радиус катушек. С другой стороны, индукция магнитного поля находится через напряжение на катушке магнитного зонда:

$$B(t) = B(0) + \frac{1}{S_{\text{эфф}}} \int_0^t U_0(\tau) d\tau.$$

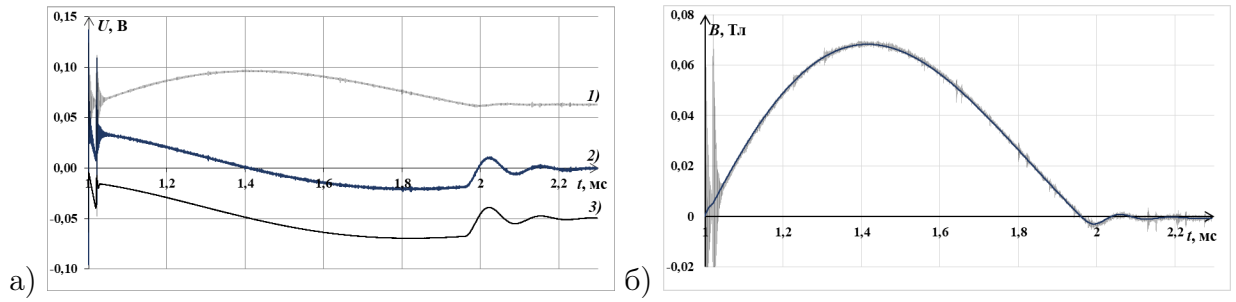


Рис. 8: а) Показания АЦП при калибровке зонда: 1 – измеритель тока; 2 – зонд; 3 – эталонная катушка (для наглядности сигнал катушки ослаблен в 50 раз и опущен на 0,05 В). б) Пересчет показаний АЦП в индукцию магнитного поля: полупрозрачная линия – по измерителю тока; сплошная линия – по магнитному зонду. Совпадение показаний достигнуто подбором $S_{эфф}$.

Таким образом, подбором $S_{эфф}$ (и корректировкой нулевого уровня напряжения зонда) можно добиться совпадения графиков индукции магнитного поля, полученных пересчетом сигнала измерителя тока и интегрированием сигнала магнитного зонда (см. рисунок 8б). Индукция магнитного поля, определенная по интегралу напряжения на эталонной катушке известной площади, также хорошо совпадает с индукцией, определенной по прямому измерению тока. В результате было получено значение эффективной площади измерительной катушки магнитного зонда

$$S_{эфф} = (1,139 \pm 0,013) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2,$$

что соответствует 36 виткам радиуса 1 мм. На рисунке 9 представлена передаточная функция магнитного зонда $H(f)$ в логарифмическом масштабе, построенная по формуле (3) для определенных параметров магнитного зонда. До 2 МГц вклад собственной индуктивности зонда пренебрежимо мал и функция линейна. Также была исследована реакция зонда на перпендикулярное оси катушки магнитное поле: чувствительность зонда к поперечному полю составляет менее 8% от чувствительности к параллельному полю.

3.3 Результаты диагностики плазмы в винтовой секции установки СМОЛА подвижным магнитным зондом

Подвижный азимутальный магнитный зонд был установлен в винтовую секцию установки СМОЛА во время экспериментальной кампании 2019 го-

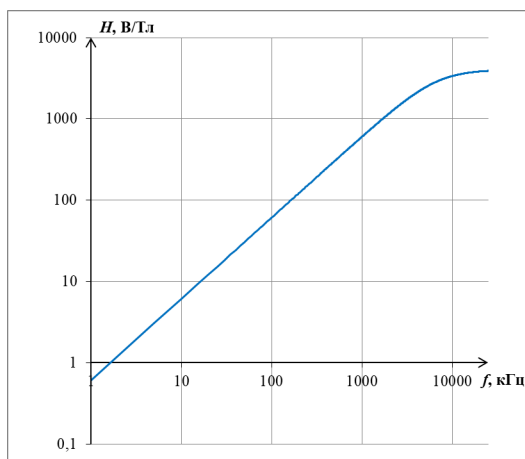


Рис. 9: Передаточная функция магнитного зонда $H(f)$ в логарифмическом масштабе.

да. У АЦП, к которому был подключен зонд, потенциал земли изменялся во время выстрела, что делало невозможным исследование интегрального сигнала на временах порядка длительности выстрела, но не влияло на спектр и амплитуду возмущений с характерными частотами более 1 кГц. После нескольких экспериментальных серий у зонда расплавилась проволока в месте Т-образного соединения, и зонд более в экспериментах не использовался.

3.3.1 Спектральный анализ сигнала

Характерный сигнал магнитного зонда во время выстрела показан на рисунке 10а. Измерения проводились во всём диапазоне конструктивно допустимых координат с различной частотой дискретизации АЦП. С помощью функции `spectrogram` из пакета программ MATLAB строилась спектрограмма сигнала. В качестве оконной функции, выделяющей фрагмент сигнала для ДПФ и минимизирующей растекание спектра из-за конечности фрагмента, использовалось окно Хэмминга [34]. В диапазоне выше 200 кГц возмущений магнитного поля не обнаружено (типичная спектрограмма показана на рисунке 10б).

На рисунке 11а представлена спектрограмма сигнала магнитного зонда в координате $r_p = 10$ мм при частоте дискретизации 390 кГц. Под спектрограммой изображены временные зависимости катодного тока (синий график) и тока через винтовой соленоид (красный график). Возмущения, видимые на спектрограмме, можно разделить на три класса. Шум око-

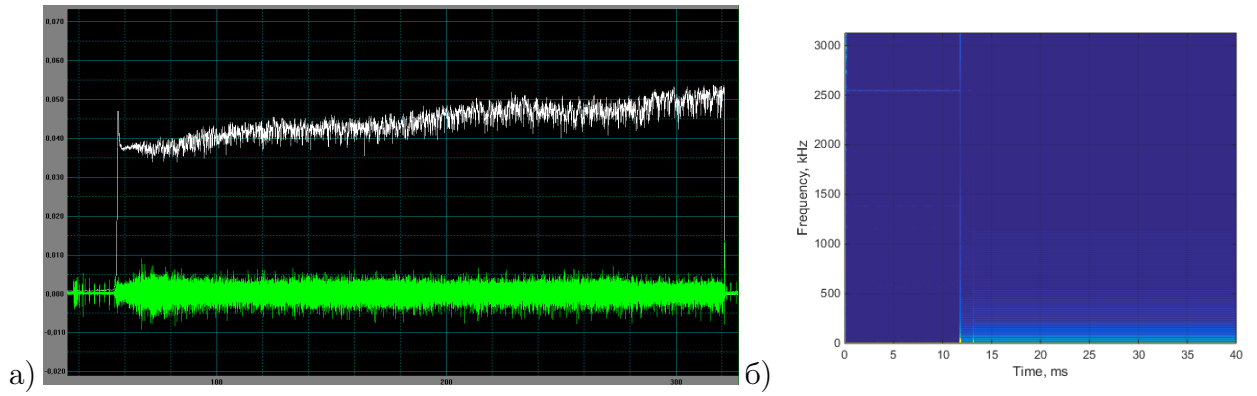


Рис. 10: а) Ток катода (белый сверху, ослаблен в 2048 раз) и сигнал магнитного зонда (зеленый снизу) в выстреле 3217, $r_p = 59$ мм. б) Спектрограмма сигнала магнитного зонда при частоте дискретизации 6,25 МГц (выстрелы 3218-3220, 3223, 3224, 3227, $r_p = 59$ мм, старт плазмы за 17 мс до старта АЦП).

до 10 кГц повторяется на сигналах остальных диагностик и контрольно-измерительных приборов установки и, следовательно, является артефактом измерительного комплекса установки. Шум в диапазоне 40 – 100 кГц не имеет выделенной частоты и характерных особенностей. Наибольший интерес представляют возмущения в диапазоне 15 – 40 кГц, частота которых возрастает при включении винтового соленоида примерно в 1,2 раза. Эта частота не совпадает с частотой вращения плазмы, которая согласно данным доплеровской спектроскопии равнялась ≈ 10 кГц.

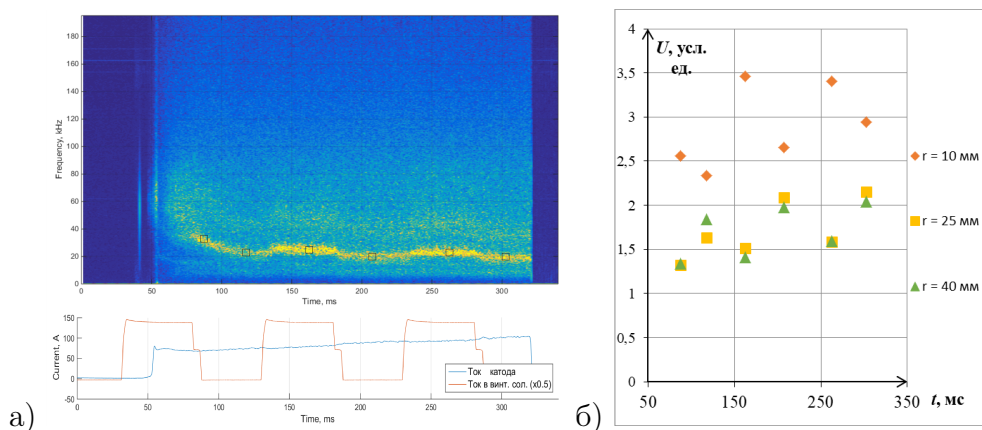


Рис. 11: а) Спектрограмма сигнала магнитного зонда в координате $r_p = 10$ мм при частоте дискретизации 390 кГц (выстрелы 3281-3285). б) Средняя амплитуда возмущений в координатах спектрограммы, отмеченных прямоугольниками, при различных координатах зонда (выстрелы 3281-3295).

В диапазон 1 – 150 кГц попадают оценки характерных частот для различных механизмов возникновения возмущений в установке, в частности, частоты, соответствующие распространению ионно-звуковых колебаний

вдоль характерной длины $L_{\text{хар}}$, лежат в диапазоне $f_{T_i} \sim v_{T_i}/2L_{\text{хар}} \sim 1-7$ кГц, частота, соответствующая пролету электрона с тепловой скоростью, составляет $f_{T_e} \sim v_{T_e}/2L_{\text{хар}} \sim 70-270$ кГц, для магнитозвуковых колебаний же $f_A \sim v_A/2L_{\text{хар}} \sim 50-130$ кГц ($L_{\text{хар}}$ варьируется от длины расширителя до полной длины установки с учетом в альфвеновской скорости различных значений ведущего поля в транспортной секции и в расширителе) [35]. На данный момент эти механизмы неразличимы.

На рисунке 11б приведена амплитуда данных возмущений в шести характерных областях спектрограммы (отмечены прямоугольниками) для трех различных координат магнитного зонда: 10 мм, 25 мм и 40 мм от оси установки.

3.3.2 Оценка радиального профиля возмущений тока

На рисунке 12а изображена зависимость усредненной за выстрел амплитуды сигнала магнитного зонда от его координаты. В предположении аксиальной симметрии возмущений сигнал зонда ожидается симметричным относительно центра плазменного шнура. Строго говоря, положение шнура в транспортной секции неизвестно, поэтому за координату центра шнура взято положение вершины вписанной в зависимость параболы $r_0 = 12$ мм. Для пересчета напряжения на зонде в индуктивность магнитного поля по формуле (3) необходимо знать частоту возмущений. На рисунке 12б представлен характерный спектр сигнала магнитного зонда, для оценки частоты возмущений использовалось значение $f = (50 \pm 20)$ кГц.

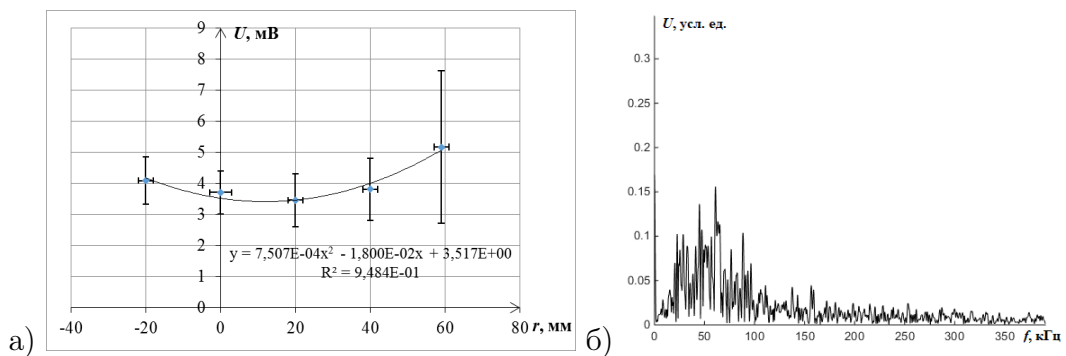


Рис. 12: а) Зависимость амплитуды колебаний сигнала зонда от расстояния до оси установки (выстрелы 3217-3227). б) Спектр сигнала магнитного зонда в момент $t = 170$ мс (выстрел 3222, $r_p = 10$ мм).

В приближении аксиальной симметрии полный ток внутри цилиндра радиуса r связан с индуцированным на границе цилиндра азимутальным магнитным полем выражением

$$I(r) = \frac{B}{\mu_0} \cdot 2\pi r.$$

Тогда с учетом поправки на положение плазменного шнура амплитуда возмущений тока в цилиндре связана с амплитудой сигнала магнитного зонда выражением

$$I_0(r \equiv |r_p - r_0|) = \frac{U_0}{\mu_0 H(f)} \cdot 2\pi |r_p - r_0|,$$

а радиальный профиль плотности тока определяется выражением

$$j(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{dI(r)}{dr}.$$

На рисунке 13 представлены радиальные распределения тока и плотности тока, построенные по данным магнитного зонда в указанных выше предположениях. Построенное распределение несет оценочный характер. Большие погрешности, обусловленные в первую очередь неточностью определения частоты возмущений, позволяют вписать в зависимость почти любую функцию. Кроме того, измерения одиночным магнитным зондом не позволяют определить, являются возмущения магнитного поля результатом флуктуаций амплитуды тока в плазменном шнуре или положения плазменного шнура.

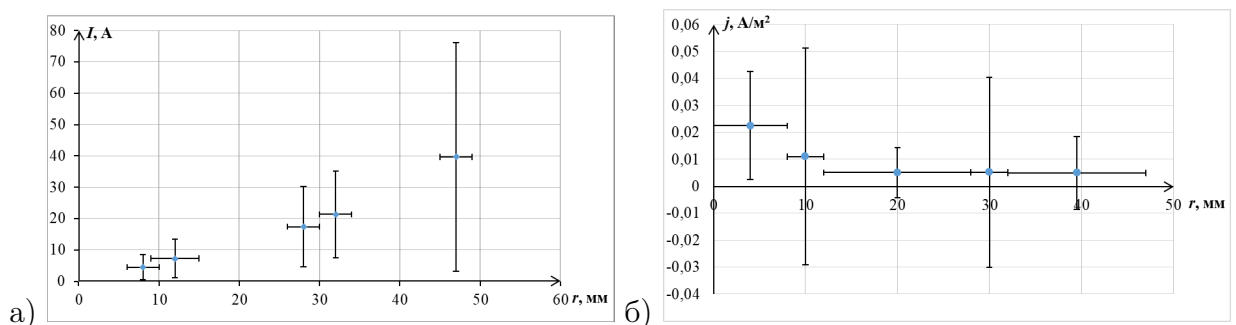


Рис. 13: а) Амплитуда колебаний тока в цилиндре радиуса r (выстрелы 3217-3227). б) Амплитуда колебаний плотности тока на радиусе r (выстрелы 3217-3227).

Тем не менее, полученные результаты согласуются с предположением,

что большая часть продольного тока сосредоточена в цилиндре некоторого радиуса, а не на краю плазменного шнура. Это предположение в дальнейшем используется при анализе результатов, полученных с помощью многоканальной азимутальной магнитной измерительной системы.

4 Многоканальная азимутальная магнитная измерительная система

4.1 Конструкция многоканальной измерительной системы

Исследования спектра возмущений азимутального магнитного поля одиноким магнитным зондом показали, что все возмущения сосредоточены в диапазоне до 200 кГц. Это позволяет использовать для диагностики катушки с большим количеством витков и эффективной площадью, что, с одной стороны, повышает чувствительность катушки, а с другой – повышает ее индуктивность и уменьшает собственную резонансную частоту. Для 100-витковой катушки длиной 5 мм и диаметром 5 мм из медной проволоки (внешний диаметр $d = 0,1$ мм, диаметр проводника $2a = 0,08$ мм, диэлектрическая проницаемость изолятора $\varepsilon_d = 4\varepsilon_0$, предполагается двухслойная намотка) оценки по формулам из подраздела 3.1 дают собственную индуктивность $L_{pe} = 34$ мкГн, паразитную емкость $C_{pe} = 4,3$ пФ и собственную резонансную частоту:

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{pe}C_{pe}}} = 13 \text{ МГц.}$$

На рисунке 14 показана теоретическая передаточная функция новой катушки в сравнении с передаточной функцией магнитного зонда из раздела 3. Видно, что в частотном диапазоне наблюдаемых возмущений передаточная функция остаётся линейной.

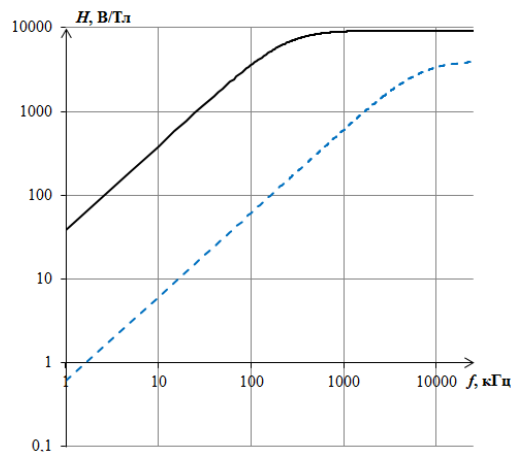


Рис. 14: Передаточная функция новой измерительной катушки (черная сплошная линия) и подвижного зонда (синий пунктир) $H(f)$ в логарифмическом масштабе.

Катушки с новыми параметрами использованы в многоканальной азимутальной магнитной измерительной системе, конструкция которой представлена на рисунке 15. 12 магнитных зондов длиной 5 мм и диаметром 5 мм, распределенных по азимутальной координате (характерные углы подписаны на рисунке), располагаются в центральной секции установки внутри вакуумной камеры на расстоянии $R = 70$ мм от оси установки. Корпус катушек изготовлен из полиэфирэфиркетона, держатели изготовлены из нержавеющей стали, электростатическое экранирование в текущей конфигурации измерительной системы не предусмотрено.

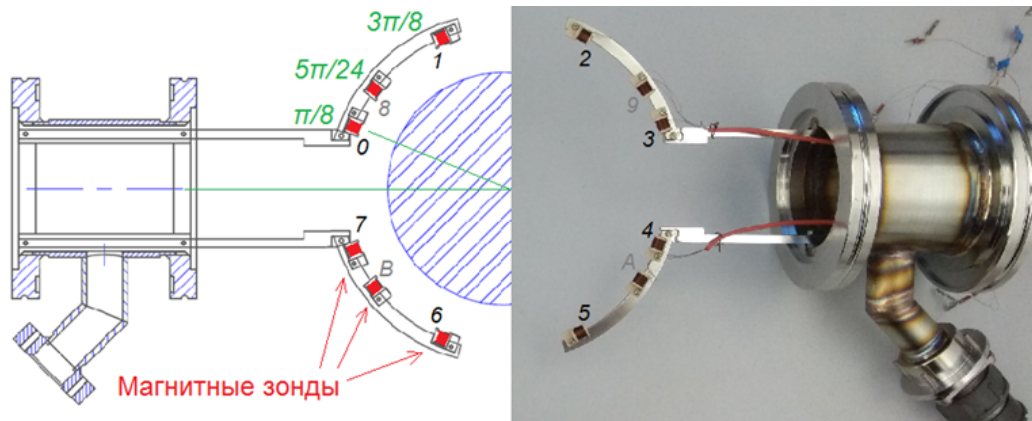


Рис. 15: Схема и фотография магнитной измерительной системы.

Элементы крепления разработаны таким образом, чтобы диагностику можно было смонтировать в установке, используя боковые диагностические порты. Сначала на диагностический порт монтируется деталь с вакуумным разъемом и направляющими, затем держатели катушек вводятся в установку и фиксируются на направляющих, катушки подключаются изнутри к вакуумному разъему, отверстие закрывается глухим фланцем. Магнитные зонды подключаются посредством кабеля RG-58 к АЦП ADC1250. В измерениях, представленных в данной работе, использовались свободные каналы АЦП, собирающих также данные с других диагностик. При этом потенциал земли АЦП так же, как и в экспериментах с подвижным магнитным зондом, изменялся во время выстрела, что привело к невозможности исследовать интеграл сигнала на временах порядка длительности выстрела и обрабатывать вместе данные с зондов, подключенных к разным АЦП. В дальнейшем планируется выделение под магнитную измерительную систему отдельных АЦП и, если проблема останется,

принятие других необходимых мер.

Катушки, изготовленные для измерительной системы, были откалиброваны на стенде, описанном в подразделе 3.2, их собственная индуктивность и активное сопротивление с учетом коммутации к вакуумному разъему определены с помощью измерителя иммитанса и мультиметра. Погрешность определения эффективной площади составила менее 2 % (в т. ч. 1 % – погрешность измерителя тока, менее 0,5 % – погрешность АЦП, 1 % – погрешность определения совпадения графиков). Результаты калибровки приведены в таблице 1. Большой разброс эффективной площади объясняется недостаточно аккуратной ручной намоткой катушек: ошибками в подсчете количества витков и изменением радиуса витков при нахлестах. Впрочем, этот разброс нивелируется высокой точностью калибровки. Собственная индуктивность по порядку величины соответствует расчетной. При обработке сигнала вклад индуктивности учитывается, хоть он и пренебрежимо мал на характерных частотах.

№ зонда	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	A	B
$S_{\text{эфф}}, \text{ см}^2$	28,3	26,9	21,6	26,4	24,7	25,2	31,8	19,8	63,4	24,6	24,1	20,9
$L_p, \text{ мкГн}$	41,0	41,5	44,1	38,0	39,3	42,6	57,0	45,6	34,0	43,0	42,6	34,6
$R_p, \text{ Ом}$	10,4	10,2	8,4	14,0	11,2	10,9	9,6	8,5	8,5	9,0	11,3	8,2

Таблица 1: Параметры зондов измерительной системы

При установке измерительной системы в транспортную секцию необходимо также учесть полярность подключения катушек к АЦП. Знак определяется по направлению характерного всплеска сигнала с катушки при выключении катодного тока в конце выстрела.

4.2 Математические методы обработки экспериментальных данных

4.2.1 Вычисление магнитного поля

Рассмотрим схему подключения зонда к АЦП (рисунок 5, $R_0 = Z_0$). Магнитное поле в катушке $B(t)$ связано с напряжением на АЦП $U(t)$ (в пренебрежении паразитной емкостью C_p и при соответствующем выборе знака в эффективной площади катушки $S_{\text{эфф}}$) выражением

$$S_{\text{эфф}} \frac{d}{dt} B(t) = V_p(t) = (R_p + R_0) \frac{U(t)}{R_0} + L_p \frac{dU(t)}{dt}, \quad (4)$$

где V_p – индуцируемое магнитным полем напряжение, L_p – собственная индуктивность катушки, R_p – активное сопротивление катушки, C_p – паразитная емкость катушки, $Z_0 = 50$ Ом – волновое сопротивление кабеля, R_0 – входное сопротивление АЦП, согласованное с кабелем ($R_0 = Z_0$).

После интегрирования выражения 4 по времени от начала измерений до текущего момента времени t получается выражение для нахождения магнитного поля $B(t)$ по известной зависимости $U(t)$:

$$B(t) = B(0) + \frac{1}{S_{\text{эфф}}} \left[\left(1 + \frac{R_p}{Z_0}\right) \int_0^t U(\tau) d\tau + \frac{L_p}{Z_0} (U(t) - U(0)) \right]. \quad (5)$$

Слагаемое с индуктивностью на практике вносит пренебрежимо малый вклад. Интеграл берется численно методом трапеций. Поскольку зачастую в отсутствие сигнала АЦП показывает ненулевое напряжение, из обрабатываемого массива $U(t)$ перед интегрированием вычитается линейный тренд.

4.2.2 Связь возмущения тока с азимутальным магнитным полем

Для упрощения математических выкладок в данной работе принято, что при отсутствии возмущений ток в плазменном шнуре равномерно распределен по круглому сечению радиуса R_0 с центром на оси транспортной секции. Возмущение же рассматривается как малое изменение формы сечения плазменного шнура $R(\varphi, t) = R_0 + dR(\varphi, t)$, $dR(\varphi, t) \ll R_0$ при сохранении однородного по сечению распределения плотности тока (при этом допустимы колебания полного тока в плазменном шнуре $I_0(t)$), что эквивалентно появлению на краю круглого сечения – в координате (R_0, φ) – дополнительного тока $dI(\varphi, t)$:

$$dI(\varphi, t) = j(t) R_0 d\varphi dR(\varphi, t) = \frac{I_0(t)}{\pi R_0} dR(\varphi, t) d\varphi. \quad (6)$$

Учет радиального распределения плотности тока будет разобран в конце подраздела.

Разложим малое возмущение формы сечения тока в ряд Фурье по азимутальному углу (так же раскладывается и $dR(\varphi, t)$):

$$dI(\varphi, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} I_n(t) \cos(n\varphi - \varphi_n(t)) d\varphi.$$

Наименьшая характерная продольная длина в системе – шаг винтовой обмотки – заведомо больше поперечных расстояний ($h = 18 \text{ см} > 2R = 14 \text{ см}$), поэтому пренебрежем изменением возмущения вдоль продольной координаты. В этом допущении дополнительный ток $dI(\varphi, t)$ создает в координате (R, φ_i) дополнительное поле

$$dB(\varphi, \varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{dI(\varphi, t)}{R_1(\varphi, \varphi_i)},$$

где $R_1(\varphi, \varphi_i) = \sqrt{R^2 + R_0^2 - 2RR_0 \cos(\varphi - \varphi_i)}$ – расстояние от координаты дополнительного тока до точки измерения (см. рисунок 16).

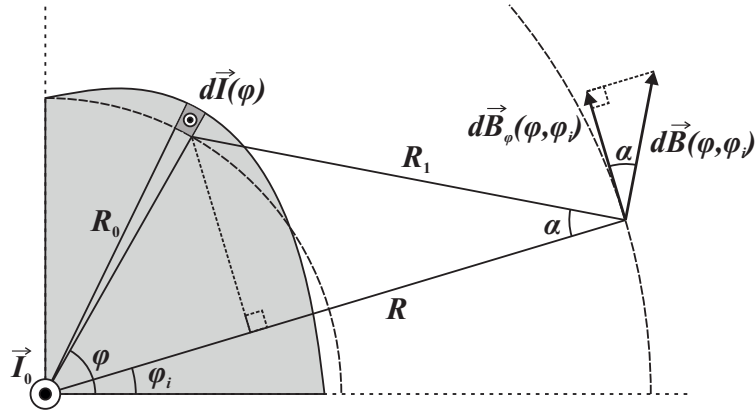


Рис. 16: Нахождение магнитного поля, создаваемого возмущением тока.

Азимутальная компонента этого дополнительного поля равна

$$dB_\varphi(\varphi, \varphi_i, t) = dB(\varphi, \varphi_i, t) \cos \alpha = dB(\varphi, \varphi_i, t) \frac{R - R_0 \cos(\varphi - \varphi_i)}{R_1(\varphi, \varphi_i)},$$

$$dB_\varphi(\varphi, \varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{I_n(t) \cos(n\varphi - \varphi_n(t)) (R - R_0 \cos(\varphi - \varphi_i)) d\varphi}{R^2 + R_0^2 - 2RR_0 \cos(\varphi - \varphi_i)},$$

откуда, поле представления знаменателя в виде суммы ряда и замены

$\varphi_1 = \varphi - \varphi_i$, получается выражение

$$dB_\varphi(\varphi_1, \varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{I_n(t) \cos(n\varphi_1 - (\varphi_n(t) - n\varphi_i)) (R - R_0 \cos \varphi_1)}{R^2 + R_0^2} \times \\ \times \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \cos \varphi_1 \right)^k d\varphi_1.$$

Полное азимутальное магнитное поле (за вычетом стационарного поля, создаваемого магнитной системой установки) в координате (R, φ_i) выражается через полный ток в плазменном шнуре $I_0(t)$ и возмущение азимутального поля, связанное с изменением формы сечения тока:

$$B_\varphi(\varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi R} I_0(t) + \int_{\varphi_1=0}^{2\pi} dB_\varphi(\varphi_1, \varphi_i, t). \quad (7)$$

После взятия интеграла (см. Приложение 1) получаем связь между азимутальным магнитным полем в координате (R, φ_i) и модами возмущения тока в плазменном шнуре:

$$B_\varphi(\varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi R} \left[I_0(t) + \sum_{n=1}^{+\infty} K_n(n, R, R_0) I_n(t) \cos(n\varphi_i - \varphi_n(t)) \right], \\ K_n(n, R, R_0) = \pi \frac{R^2 - R_0^2}{R^2 + R_0^2} \sum_{m=\frac{n}{2}}^{+\infty} \left(\frac{RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m} \frac{(2m)!}{(m - \frac{n}{2})! (m + \frac{n}{2})!}, \quad (8)$$

или, воспользовавшись заменой

$$I_n(t) \cos(n\varphi_i - \varphi_n(t)) = C_n(t) \cos n\varphi_i + S_n(t) \sin n\varphi_i,$$

$$B_\varphi(\varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi R} \left[I_0(t) + \sum_{n=1}^{+\infty} K_n(C_n(t) \cos n\varphi_i + S_n(t) \sin n\varphi_i) \right].$$

Тогда в каждый момент времени t , зная значение азимутального магнитного поля в $2n + 1$ координатах и пренебрегая модами $n + 1$ и выше, можно

восстановить первые n мод возмущения тока, решив матричное уравнение $\vec{B}_\varphi(t) = M(R, R_0, \varphi_i) \vec{I}_{Fourier}(t)$:

$$\begin{pmatrix} B_\varphi(\varphi_1, t) \\ B_\varphi(\varphi_2, t) \\ \vdots \\ B_\varphi(\varphi_{2n+1}, t) \end{pmatrix} = M(R, R_0, \varphi_i) \begin{pmatrix} I_0(t) \\ C_1(t) \\ \vdots \\ S_n(t) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$M(R, R_0, \varphi_i) = \frac{\mu_0}{2\pi R} \begin{pmatrix} 1 & K_1 \cos \varphi_1 & \cdots & K_n \sin n\varphi_1 \\ 1 & K_1 \cos \varphi_2 & \cdots & K_n \sin n\varphi_2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & K_1 \cos \varphi_{2n+1} & \cdots & K_n \sin n\varphi_{2n+1} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

и пересчитав найденные коэффициенты $C_k(t)$ и $S_k(t)$ в амплитуду и фазу соответствующей моды:

$$I_k(t) = \sqrt{C_k^2(t) + S_k^2(t)}, \quad (11)$$

$$\varphi_k(t) = \arctan2(S_k(t), C_k(t)). \quad (12)$$

Представленные выражения позволяют восстанавливать возмущение формы сечения тока в плазменном шнуре, используя любую комбинацию азимутальных магнитных зондов. Использование 12 зондов позволяет восстановить возмущение до 5 моды включительно. Для обработки данных измерительной системы была написана программа на Python (см. Приложение 2), работающая по следующему алгоритму:

- Чтение сигналов выбранных зондов $\vec{U}(t)$ из банка на заданном временном интервале.
- Интегрирование сигналов и вычисление азимутального магнитного поля $\vec{B}_\varphi(t)$ по формуле (5) в соответствующих координатах.
- Построение матрицы $M(R, R_0, \varphi_i)$ по формуле (10) для выбранных зондов.

- Решение матричного уравнения $\vec{B}_\varphi(t) = M \vec{I}_{Fourier}(t)$ (формула (9)) для каждого момента времени t .
- Вычисление амплитуд $I_k(t)$ и фаз $\varphi_k(t)$ мод возмущения пространственной структуры тока по формулам (11) и (12) соответственно.
- Развертка зависимости $\varphi_k(t)$ за пределы $\varphi \in (-\pi; \pi]$: $\varphi'_k(t_0) = \varphi_k(t_0)$, каждое следующее значение новой функции $\varphi'_k(t_{i+1})$ получается из предыдущего $\varphi'_k(t_i)$ прибавлением наименьшего расстояния из $|\varphi_k(t_{i+1}) - \varphi_k(t_i)|$, $|\varphi_k(t_{i+1}) + 2\pi - \varphi_k(t_i)|$ и $|\varphi_k(t_{i+1}) - 2\pi - \varphi_k(t_i)|$ (с учетом знака).

Если используются сигналы четного количества зондов ($2n + 2$), то последний найденный коэффициент в $\vec{I}_{Fourier}(t) - S_{n+1}(t)$ не используется и определяются только амплитуды и фазы первых n мод.

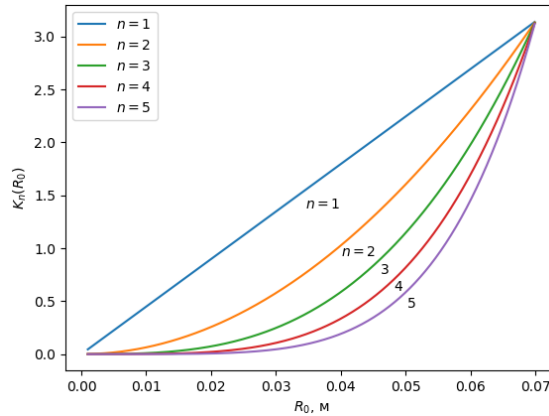


Рис. 17: График зависимости $K_n(R_0)$ для $0 < R_0 < R = 70$ мм и $n = 1, \dots, 5$.

На рисунке 17 представлены результаты численного вычисления коэффициентов $K_n(R_0)$, определяемых формулой (8), для $0 < R_0 < R = 70$ мм и $n = 1, \dots, 5$. Любое радиальное распределение плотности тока можно представить в виде суперпозиции круглых сечений с однородной плотностью и вычислить моды возмущения формы сечения тока в предположении малости возмущений радиального распределения. Учет радиального распределения дает поправку только к коэффициенту K_n и относительные амплитуды мод, не влияя на их фазы. Поэтому для первичного анализа возмущений в данной работе используется приближение однородной плотности тока с радиусом невозмущенного сечения $R_0 = 35$ мм, что соответствует полуширине распределения плотности плазмы в винтовой секции

(см. рисунок 3) и не противоречит оценке радиального распределения колебаний продольного тока (см. рисунок 13).

4.3 Первые результаты диагностики пространственной структуры продольного тока в винтовой секции установки СМОЛА

Многоканальная азимутальная магнитная измерительная система была установлена в 2020 году в винтовую секцию установки СМОЛА. К одной вставке АЦП были подключены зонды №№ 0, 1, 3, 4, 5, 7, к другой – №№ 2 и 6 (см. рисунок 15). Для вычисления пространственной структуры продольного тока использовались зонды, подключенные к первой вставке.

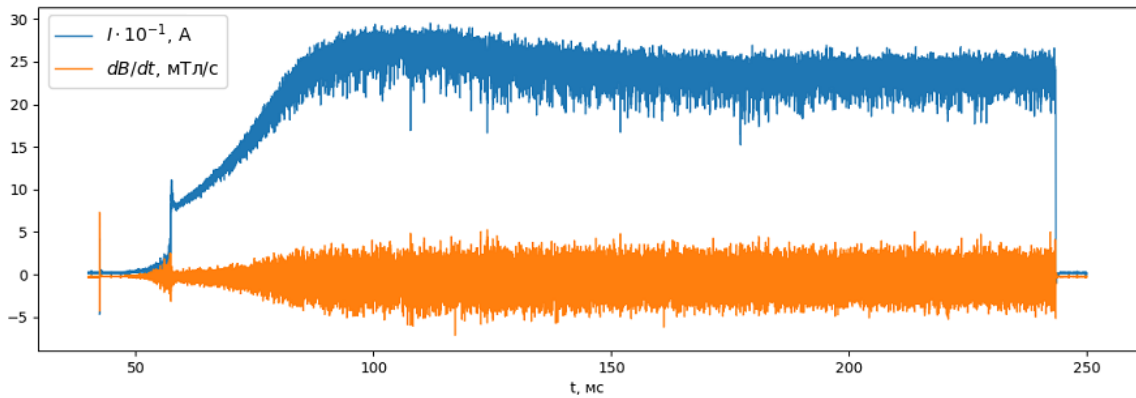


Рис. 18: Ток катода (сверху) и сигнал зонда № 2, нормированный на эффективную площадь (выстрел 6287).

На рисунке 18 показан ток катода во время выстрела и характерный сигнал зонда измерительной системы. На рисунках 19 и 20 показаны сдвинутые по вертикали пропорционально координате нормированные сигналы трех зондов и вычисленные по ним азимутальные магнитные поля на участке выстрела 162-175 мс. Видны характерные совпадения формы сигналов, отвечающие за возмущение нулевой моды формы сечения продольного тока.

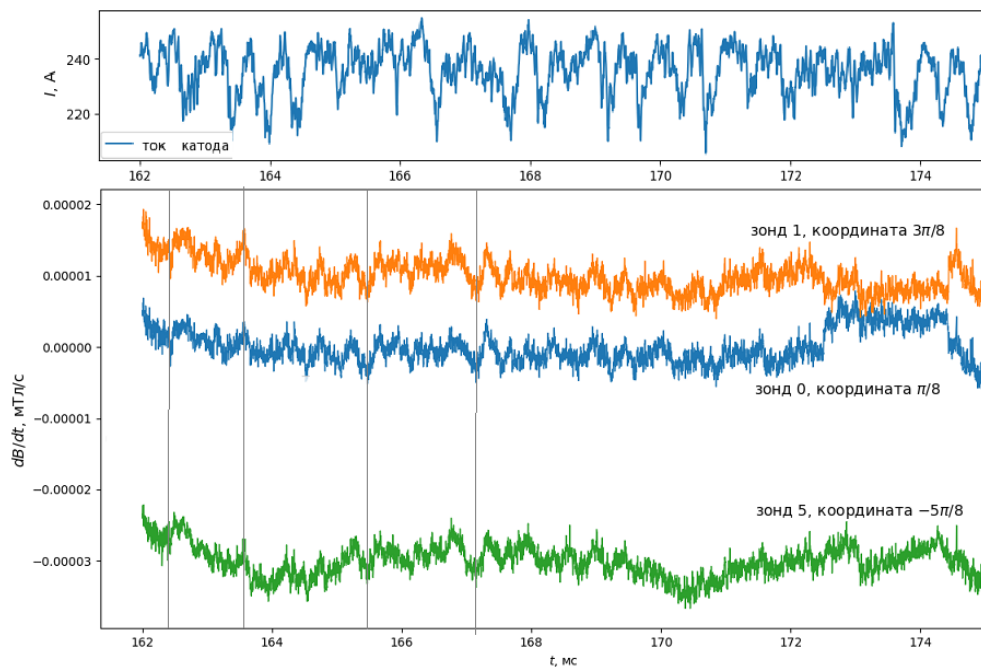


Рис. 19: Ток катода и сигналы зондов 0, 1, 5, нормированные на эффективную площадь и сдвинутые по вертикали пропорционально их координате (выстрел 6287).

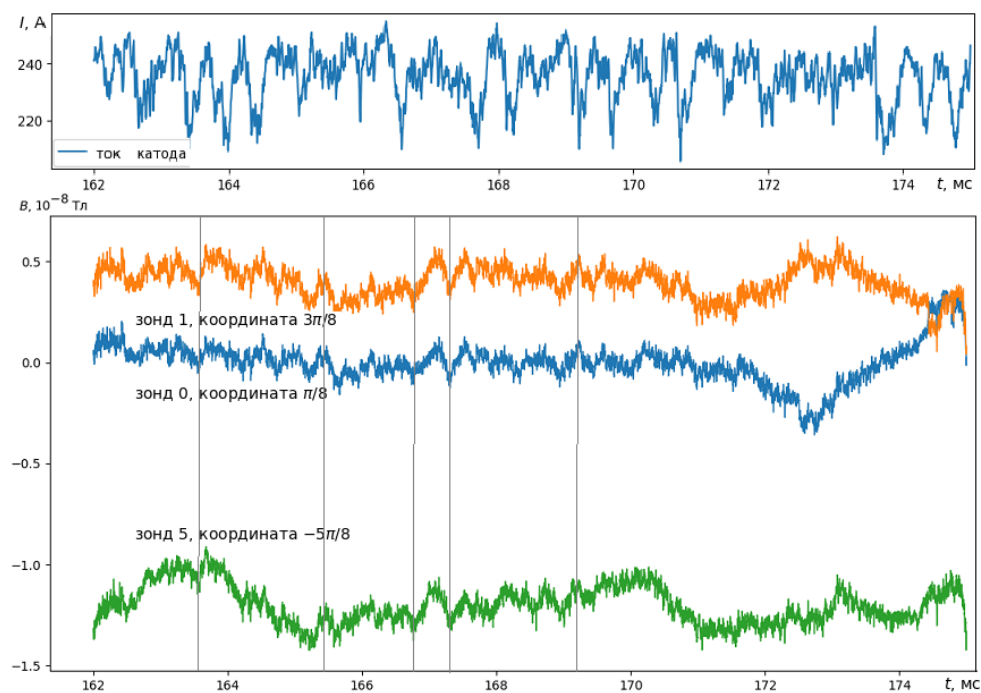


Рис. 20: Ток катода и азимутальное магнитное поле, определенное по сигналам зондов 0, 1, 5, графики сдвинуты по вертикали пропорционально координате зондов (выстрел 6287).

4.3.1 Амплитуда мод возмущения пространственной структуры продольного тока

На рисунках 21 и 22а представлены ток катода и амплитуды 0, 1 и 2 мод возмущения пространственной структуры продольного тока на участках 162-175 мс и 165-167 мс. Видно, что графики амплитуд 1 и 2 мод с хорошей точностью совпадают. Провалам катодного тока соответствует падение амплитуды нулевой моды и рост амплитуды 1 и 2 мод, что может отвечать аксиально несимметричному снижению плотности тока разряда.

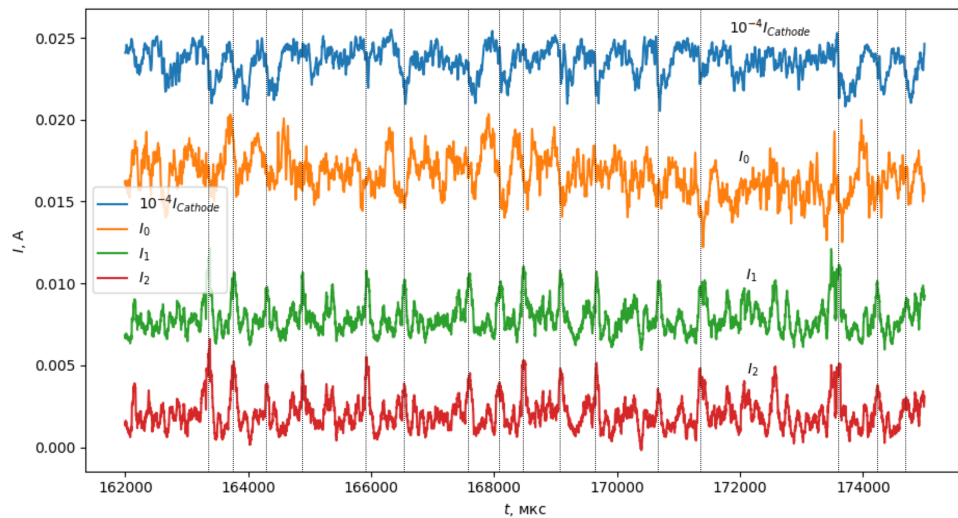


Рис. 21: Ток катода и амплитуды 0, 1, 2 мод тока в плазменном шнуре, рассчитанные по сигналам зондов 0, 1, 3, 4, 5, 7 (графики смещены для наглядности, выстрел 6287).

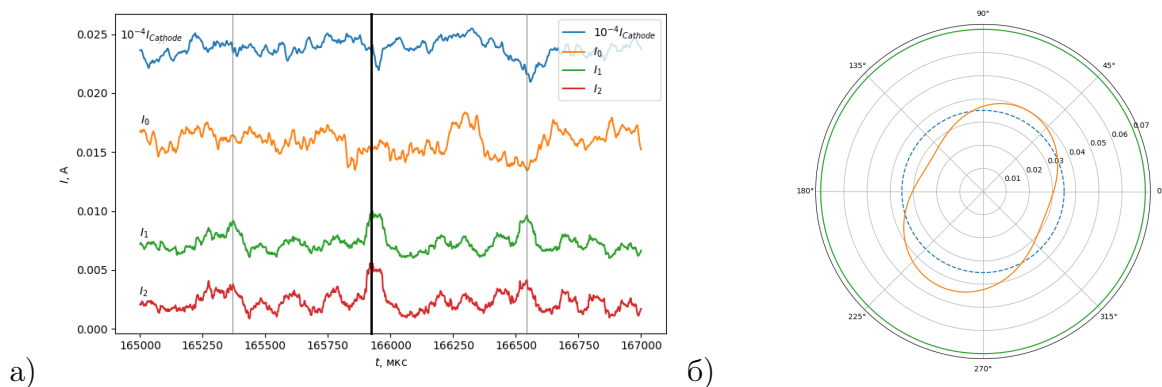


Рис. 22: а) Ток катода и амплитуды 0, 1, 2 мод тока в плазменном шнуре, рассчитанные по сигналам зондов 0, 1, 3, 4, 5, 7 (графики смещены для наглядности, выстрел 6287). б) Условная форма сечения тока (оранжевый цвет) в момент, отмеченный на рис. а) черной прямой (выстрел 6287).

На рисунке 22б показана условная форма сечения продольного тока в плазменном шнуре, рассчитанная из фазы и амплитуды 1 и 2 мод возмуще-

ния тока по формуле (6), где полный ток в плазменном шнуре $I_0(t)$ выбран из соображений наглядности.

4.3.2 Фаза мод возмущения пространственной структуры продольного тока

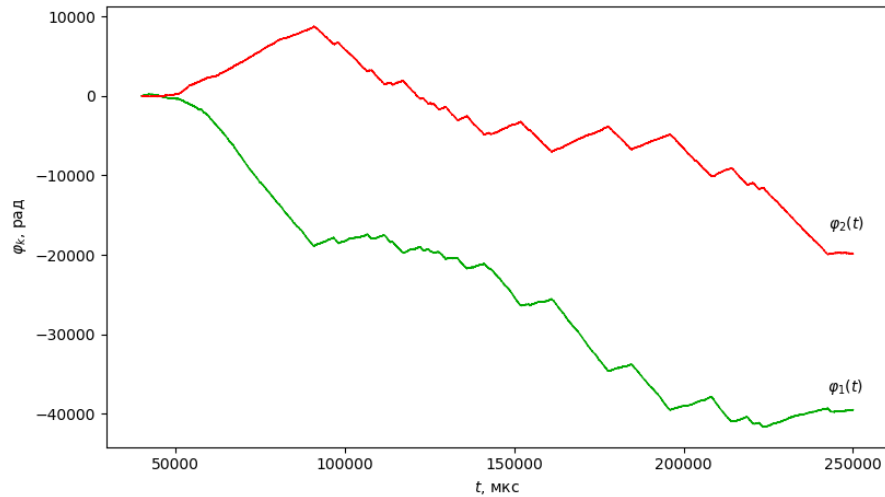


Рис. 23: Фазы 1 и 2 мод тока в плазменном шнуре, рассчитанные по сигналам зондов 0, 1, 3, 4, 5, 7 (выстрел 6287).

На рисунке 23 представлена зависимость развернутых фаз 1 и 2 мод возмущения сечения продольного тока в плазменном шнуре от времени. Прямые участки с отрицательным угловым коэффициентом отвечают вращению фазы со скоростью до $5,3 \cdot 10^5$ рад/с. На этих участках направление вращения фазы совпадает с направлением вращения плазмы, скорость вращения хорошо согласуется с данными доплеровской спектроскопии. Поведение фазы на других участках требует дальнейших исследований.

5 Заключение

В ходе данной работы был спроектирован, изготовлен и смонтирован в винтовой секции установки СМОЛА подвижный азимутальный магнитный зонд. Первичная диагностика азимутального магнитного поля в винтовой секции показала, что возмущения магнитного поля локализованы в частотном диапазоне до 200 кГц. На частоте ≈ 20 кГц обнаружено возмущение магнитного поля, частота которого возрастает приблизительно в 1,2 раза при включении винтового соленоида. Построен оценочный радиальный профиль амплитуды возмущений продольного тока в плазме винтовой секции в приближении аксиальной симметрии.

По результатам первичной диагностики азимутального магнитного поля подвижным зондом была спроектирована, изготовлена, смонтирована в винтовой секции установки СМОЛА и введена в строй 12-канальная азимутальная магнитная измерительная система, оптимизированная для изучения обнаруженных возмущений магнитного поля. Разработано математическое обеспечение измерительной системы, позволяющее восстановить до 5 азимутальных мод возмущения сечения продольного тока в установке, используя любую комбинацию магнитных зондов измерительной системы.

В ходе первых экспериментов с одновременным использованием 6 магнитных зондов измерительной системы достигнуты следующие результаты:

- Восстановлена пространственная структура провалов тока катода: провалам тока катода соответствуют провалы 0 моды и рост 1 и 2 мод тока в центральной секции, что может отвечать аксиально несимметричному снижению плотности тока разряда.
- Обнаружено вращение 1 и 2 моды возмущения тока в центральной секции со скоростью до $5,3 \cdot 10^5$ рад/с, что согласуется со скоростью вращения плазмы во входном ($(8 - 10) \cdot 10^5$ рад/с) и выходном (до $5 \cdot 10^5$ рад/с) расширителях, определенной с помощью доплеровской спектроскопии.

Для определения механизма возникновения возмущений, наблюдаемых в установке, необходимы дальнейшие исследования с применением дополнительных методов диагностики.

Автор выражает признательность своему научному руководителю А. В. Судникову за предложенную тему исследований, непосредственное руководство работой и безграничное терпение к легкомысленному отношению автора к поставленным срокам выполнения работ. Также автор выражает признательность заведующему 10 лабораторией ИЯФ СО РАН А. В. Бурдакову за внимание к работе и неоднократно предоставленную возможность представить промежуточные результаты исследования на конференциях в разных городах России. Кроме того, нельзя не выразить благодарность коллективу установки СМОЛА в составе В. В. Поступаева, И. А. Иванова, В. Ф. Склярова, А. А. Инжеваткиной, В. О. Устюжанина, М. С. Толкачева, М. В. Ларичкина, а также остальным сотрудникам 10 лаборатории, оказывавшим помощь и содействие автору в работе и не только.

Список литературы

- [1] C. N. Zou et al. Energy revolution: From a fossil energy era to a new energy era // Natural Gas Industry B 3 (2016) 1-11.
- [2] Азизов Э. А., Токамаки от А. Д. Сахарова до наших дней (60 лет токамакам) // УФН, 2012, Т. 182, № 2, 202-215.
- [3] R. C. Wolf et al. Performance of Wendelstein 7-X stellarator plasmas during the first divertor operation phase // Physics of Plasmas, 26(8), 082504 (2019).
- [4] H. Gota et al. Overview and Recent Achievements in the C-2W Field-Reversed Configuration Experiment // 61th APS-DPP Meeting, October 21-25, 2019.
- [5] P. A. Bagryansky, A. D. Beklemishev, V. V. Postupaev. Encouraging Results and New Ideas for Fusion in Linear Traps // J Fusion Energy 38, 162-181 (2019).
- [6] W. M. Nevins. A Review of Confinement Requirements for Advanced Fuels // Journal of Fusion Energy, 17, 25-32 (1998).
- [7] Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кишиневский М. Е. Термоядерная ловушка с двойными пробками. // Физика Плазмы, 2 (1976) 597.
- [8] Будкер Г. И., Мирнов В. В., Рютов Д. Д. Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // Письма в ЖЭТФ 14 320 (1971).
- [9] Бурдаков А. В., Поступаев В. В. Многопробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору // УФН 188 651-671 (2018).
- [10] Иванов А. А., Приходько В. В. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // УФН 187 547-574 (2017).
- [11] A. D. Beklemishev et al. Helical mirror concept exploration: Design and status // Fusion Sci. Technol. 63 (1T) (2013), 46-51.

- [12] A. D. Beklemishev. Helicoidal System for Axial Plasma Pumping in Linear Traps // Fusion Sci. Technol. 63 (1T) (2013) 355-357.
- [13] A. D. Beklemishev et al. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Traps // Fusion Sci. Technol. 57 351 (2010).
- [14] A. D. Beklemishev Helical plasma thruster // Phys. Plasmas 22 103506 (2015).
- [15] A. V. Sudnikov et al. SMOLA device for helical mirror concept exploration // Fusion Engineering and Design. 122, 85 (2017).
- [16] A. V. Sudnikov et al. First Experimental Campaign on SMOLA Helical Mirror // Plasma and Fusion Res. 14, 2402023 (2019).
- [17] H. Gota et al. Internal magnetic field measurement on C-2 field-reversed configuration plasmas // Rev. Sci. Instrum. 83, 0D706 (2012).
- [18] Ахметов Т. Д., Давыденко В. И., Кабанцев А. А., Рева В. Б., Соколов В. Г., Таскаев С. Ю. Продольный ток и магнитные флуктуации в стартовой плазме установки АМБАЛ-М // Препринт 97-4 ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1997.
- [19] Мирнов С. В. Зондовая методика измерения смещения токового шнура в цилиндрической и тороидальной камерах // Атомная энергия, 1964, т. 17, с. 209–211.
- [20] Судников А. В. Пространственная структура плазмы в многопробочной ловушке с продольным током // дис. ... канд. физ.-мат. наук. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2013.
- [21] T. Roche et al. Overview of the C-2W Experimental Diagnostic Systems // 61th APS-DPP Meeting, October 21-25, 2019.
- [22] Белов А. М., Макашин И. Н. МГД-диагностика на токамаке Т-11М // Физика плазмы, 2004, т. 30, №2, с. 195-199.
- [23] E. J. Strait. Magnetic diagnostic system of the DIII-D tokamak. // Rev. Sci. Instrum. 7, 023502 (2006).

- [24] V. V. Prikhodko et al. Low-Frequency Oscillations of Plasma in the Gas Dynamic Trap. // Fusion Science and Technology, 2011 V. 59, № 1T, P. 94-97.
- [25] Коржавина М. С. и др. Микронеустойчивости в анизотропном плазмоне // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2009. Том 4, выпуск 1. с. 25-29.
- [26] Ларичкин М. В., Электростатический зонд для измерения профиля плотности плазмы в транспортной секции установки СМОЛА // доклад на 58 Международной научной студенческой конференции МНСК-2020, г. Новосибирск, 10-13 апреля 2020 г.
- [27] A. A. Inzhevatkina et al. Doppler Spectroscopy System for the Plasma Velocity Measurements in SMOLA Helical Mirror // Plasma and Fusion Res. 14, 2402020 (2019).
- [28] Судников А. В. Основные эмпирические зависимости эффективности винтового удержания в винтовой магнитной ловушке СМОЛА // доклад на XLVII Международной звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 16-20 марта 2020 г.
- [29] Хильченко А. Д. Аппаратная инфраструктура измерительных и управляющих систем плазменных установок ИЯФ СО РАН // дис. ... д-ра техн. наук. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2010.
- [30] M. J. Hole et al. A high resolution Mirnov array for the Mega Ampere Spherical Tokamak // Rev. Sci. Instrum. 80, 123507 (2009).
- [31] H. A. Wheeler. Simple inductance formulas for radio coils // Proc. IRE 16, 1398 (1928).
- [32] W. R. Smythe, Static and Dynamic Electricity (McGraw-Hill, New York, 1950), p. 48.
- [33] Current Transducer HASS 50 ... 600-S datasheet. Available: https://www.lem.com/sites/default/files/products_datasheets/hass_50-600-s.pdf [2020, May 31].
- [34] <https://www.mathworks.com/help/signal/ref/spectrogram.html>

[35] NRL Plasma Formulary // Washington, DC 20375-5320, Revised 2013.

Приложение 1

Взятие интеграла в выражении (7), связывающем азимутальное магнитное поле с возмущением сечения тока в плазменном шнуре.

$$\begin{aligned}
 B_\varphi(\varphi_i, t) &= \frac{\mu_0}{2\pi R} I_0(t) + \int_{\varphi_1=0}^{2\pi} dB_\varphi(\varphi_1, \varphi_i, t), \\
 dB_\varphi(\varphi_1, \varphi_i, t) &= \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{I_n(t) \cos(n\varphi_1 - (\varphi_n(t) - n\varphi_i)) (R - R_0 \cos \varphi_1) d\varphi_1}{R^2 + R_0^2} \times \\
 &\quad \times \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \cos \varphi_1 \right)^k. \\
 \int_{\varphi_1=0}^{2\pi} dB_\varphi &= \frac{\mu_0}{2\pi (R^2 + R_0^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} I_n \int_0^{2\pi} d\varphi_1 [\cos n\varphi_1 \cos(\varphi_n - n\varphi_i) + \sin n\varphi_1 \sin(\varphi_n - n\varphi_i)] \times \\
 &\quad \times (R - R_0 \cos \varphi_1) \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \cos \varphi_1 \right)^k = \frac{\mu_0}{2\pi (R^2 + R_0^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} I_n \times \\
 &\quad \times \left[\cos(\varphi_n - n\varphi_i) \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^k \left(R \int_0^{2\pi} \cos n\varphi_1 \cos^k \varphi_1 d\varphi_1 - R_0 \int_0^{2\pi} \cos n\varphi_1 \cos^{k+1} \varphi_1 d\varphi_1 \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \sin(\varphi_n - n\varphi_i) \sum_{k=0}^{+\infty} \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^k \int_0^{2\pi} \sin n\varphi_1 (R - R_0 \cos \varphi_1) \cos^k \varphi_1 d\varphi_1 \right].
 \end{aligned}$$

Рассмотрим полученные интегралы:

$$\begin{aligned}
 \int_0^{2\pi} \cos n\varphi \cos^k \varphi d\varphi &= \frac{1}{2^{k+1}} \int_0^{2\pi} (e^{in\varphi} + e^{-in\varphi}) (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi})^k d\varphi = \\
 &= \frac{1}{2^{k+1}} \int_0^{2\pi} (e^{in\varphi} + e^{-in\varphi}) \sum_{m=0}^k C_k^m e^{im\varphi} e^{-i(k-m)\varphi} d\varphi = \\
 &= \frac{1}{2^{k+1}} \sum_{m=0}^k \frac{k!}{m!(k-m)!} \int_0^{2\pi} (e^{i(2m-k+n)\varphi} + e^{-i(2m-k-n)\varphi}) d\varphi = \\
 &= \frac{1}{2^{k+1}} \sum_{m=0}^k \frac{k!}{m!(k-m)!} 2\pi (\delta_{2m, k-n} + \delta_{2m, k+n}).
 \end{aligned}$$

Оба символа Кронекера равны нулю для любого $m = [0, \dots, k]$ при $k < n$ и в случае, если k и n разная четность. Кроме того, они не могут быть равны единице одновременно, так как $n \geq 1$. При этом значения коэффициента C_k^m совпадают при $m = \frac{k \pm n}{2}$. Значит,

$$\int_0^{2\pi} \cos n\varphi \cos^k \varphi d\varphi = \begin{cases} \frac{2\pi}{2^k} \frac{k!}{\left(\frac{k-n}{2}\right)! \left(\frac{k+n}{2}\right)!} & k \geq n, (k+n) : 2 \\ 0 & \text{иначе} \end{cases}$$

То есть данный интеграл не равен нулю при $k = n$ и при всех больших k той же четности. Аналогичный интеграл с синусом зануляется, так как подынтегральная функция нечетная:

$$\int_0^{2\pi} \sin n\varphi \cos^k \varphi d\varphi = \int_{-\pi}^{+\pi} \sin n\varphi \cos^k \varphi d\varphi = 0.$$

Учту полученные тождества в исходном выражении, сделав замену $2m = k$:

$$\begin{aligned} \int_{\varphi_1=0}^{2\pi} dB_\varphi &= \frac{\mu_0}{2\pi (R^2 + R_0^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} I_n \cos(\varphi_n - n\varphi_i) \times \\ &\times \sum_{2m=n}^{+\infty} \left[R \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m} \frac{2\pi}{2^{2m}} \frac{(2m)!}{\left(m - \frac{n}{2}\right)! \left(m + \frac{n}{2}\right)!} - R_0 \left(\frac{2RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m-1} \frac{2\pi}{2^{2m}} \frac{(2m)!}{\left(m - \frac{n}{2}\right)! \left(m + \frac{n}{2}\right)!} \right] = \\ &= \frac{\mu_0}{2\pi (R^2 + R_0^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} I_n \cos(\varphi_n - n\varphi_i) \sum_{2m=n}^{+\infty} \left(\frac{RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m} \frac{2\pi (2m)!}{\left(m - \frac{n}{2}\right)! \left(m + \frac{n}{2}\right)!} \left[R - R_0 \frac{R^2 + R_0^2}{2RR_0} \right] = \\ &= \frac{\mu_0}{2\pi (R^2 + R_0^2)} \sum_{n=1}^{+\infty} I_n \cos(\varphi_n - n\varphi_i) \sum_{2m=n}^{+\infty} \left(\frac{RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m} 2\pi \frac{(2m)!}{\left(m - \frac{n}{2}\right)! \left(m + \frac{n}{2}\right)!} \frac{R^2 - R_0^2}{2R}, \end{aligned}$$

откуда получается итоговое выражение:

$$B_\varphi(\varphi_i, t) = \frac{\mu_0}{2\pi R} \left[I_0(t) + \sum_{n=1}^{+\infty} K_n(n, R, R_0) I_n(t) \cos(n\varphi_i - \varphi_n(t)) \right],$$

$$K_n(n, R, R_0) = \pi \frac{R^2 - R_0^2}{R^2 + R_0^2} \sum_{m=\frac{n}{2}}^{+\infty} \left(\frac{RR_0}{R^2 + R_0^2} \right)^{2m} \frac{(2m)!}{\left(m - \frac{n}{2}\right)! \left(m + \frac{n}{2}\right)!}.$$

Приложение 2

Листинг программы на Python для обработки сигнала многоканальной азимутальной магнитной измерительной системы.

```

import math as m
import readrmn as rmn #функции для обращения к банку
import numpy as np
import numpy.linalg as npl
import scipy.integrate as spi
import scipy.signal as sps
import matplotlib.pyplot as plt
#параметры зондов
name=[ '0', '1', '2', '3', '4', '5', '6', '7', '8', '9', 'A', 'B' ]
phi=[ i*m.pi/24 for i in [3, 9, 15, 21, 27, 33, 39, 45, 5, 19, 29, 43] ]
S=[ -28.3, -26.9, +21.6, -26.4, -24.7, -25.2, +31.8, -19.8, 63.4, 24.6, 24.1,
    -20.9 ]
L=[ 40.8, 41.1, 43.8, 37.7, 39.2, 42.5, 57.1, 45.4, 34.0, 42.8, 41.7, 34.6 ]
Rp=[ 10.0, 9.5, 9.6, 9.5, 9.9, 9.4, 9.9, 8.8, 8.7, 9.9, 9.6, 8.5 ]

def smooth(Y, interval):
    '''
    сглаживание массива усреднением по +-интервалу
    '''
    if interval==0:
        return Y
    if len(Y)<=(2*interval):
        print("interval is too big")
        return None
    Y_temp=[]
    for i in range(interval):
        Y_temp.append(np.mean(Y[:i+interval]))
    for i in range(interval, len(Y)-interval):
        Y_temp.append(np.mean(Y[i-interval:i+interval]))
    for i in range(len(Y)-interval, len(Y)):
        Y_temp.append(np.mean(Y[i-interval:]))
    return np.array(Y_temp)

def K(n,R0=0.050,R=0.070):
    '''
    сумма бесконечного ряда в связи напряжения и тока
    n – мода тока, радиусы в [м]
    '''
    RR0=R*R0/(R**2+R0**2)
    K=0
    k=n
    iter=RR0**n

```

```

while True:
    K+=iter
    k+=2
    iter*=4*k*(k-1)/(k**2-n**2)*RR0**2
    if iter<1e-15:
        break
return K*m.pi*(R**2-R0**2)/(R**2+R0**2)

def UtoB(t,U,S,L,R,z0=51):
    """
    пересчет нормир. напряжения на зонде в магнитное поле
    t, U – numpy array [мкс, В/см2]; S[см2]; L[мкГн]; R[Ом]; z0=51[Ом]
    —> t, B – numpy array [с], [Тл]
    """
    t=t*1E-6
    return (1+R/z0)*spi.cumtrapz(U,t,initial=0) + L*1E-6/z0*(U-U[0])/(S*1E-4)

def ItoB_matrix(active,R0=0.050,R=0.070):
    """
    Матрица перехода от значений магн. поля на зондах к простр. разложению
    сечения тока
    Parameters
    _____
    active : list
        список номеров активных зондов в десятичной с.с.
    R0 :
        радиус тока в плазме в м. The default is 0.050.
    R :
        расстояние от центра до зондов в м. The default is 0.070.
    Returns
    _____
    2D numpy_array
        моды тока – A. Поле в Тл
    """
    M=[]
    for i in active:
        M_str=[1]
        for j in range(1,len(active)-len(active)//2):
            M_str.append(m.cos(j*phi[i])*K(j,R0,R))
        for j in range(1,len(active)//2+1):
            M_str.append(m.sin(j*phi[i])*K(j,R0,R))
        M.append(M_str)
    return np.array(M)*2e-7/R

def probe_array_signal(filename,shot,active,t_start,t_stop,sm): #считывание
    массива сигналов
    U_norm=[]
    dt=0 # шаг по времени в мкс
    for i in active:

```

```

t_temp,U_temp=rnm.Data( filename , shot , 'dBphi_z276_'+name[i] ) #
    внешняя функция чтения из банка
if dt==0:
    dt=t_temp[1]-t_temp[0]
else:
    if dt != (t_temp[1]-t_temp[0]):
        print("Error: dt is inequable")
        return None
U_temp=U_temp[ np.where(t_temp < t_stop) ]
U_temp=U_temp[ np.where(t_temp[:len(U_temp)] >= t_start) ]
U_temp=smooth(U_temp,sm)
U_norm.append(U_temp/S[i]) #нормирование на площадь зонда
t = t_temp[ np.where(t_temp<t_stop) ]
t = t[ np.where(t_temp[:len(t)]>=t_start) ]
return np.array(t),np.array(U_norm)

def read_signal(filename,shot,name,t_start,t_stop,sm=50): #считывание сигнала
t,U=rnm.Data( filename , shot , name )
U = U[ np.where(t<t_stop) ]
t = t[ np.where(t<t_stop) ]
U = U[ np.where(t>=t_start) ]
t = t[ np.where(t>=t_start) ]
U=smooth(U,sm)
return t, U

def UtoB_list(t,U,active,interval=2500): #вычисление массива магнитных полей
print("      Вычитаю сглаженный сигнал из напряжения:")
if interval>0:
    U0=np.array([smooth(U[i,:],interval) for i in range(len(active))])
print("      - ОК!")
B=[]
for i in range(len(active)):
    if interval>0:
        B_temp=UtoB(t,U[i,:]-U0[i,:],S[active[i]],L[active[i]],Rp[active[i]
        ])
    else:
        B_temp=UtoB(t,U[i,:],S[active[i]],L[active[i]],Rp[active[i]])
    B.append(B_temp)
return np.array(B)

def sc_to_Aphi(t,SC,active,R0=0.050): #перевод синуса, косинуса в ампл. и фазу
amp=[]
phi=[]
for time in range(len(t)):
    amp_temp=[SC[time,0]]
    phi_temp=[0]
    for i in range(1,len(active)-len(active)//2):
        amp_temp.append((SC[time,i]**2+SC[time,i+max_mode-1]**2))
        phi_temp.append( np.arctan2( SC[time,i+max_mode-1] , SC[time,i] ) )

```

```

    )
    amp.append(amp_temp)
    phi.append(phi_temp)
return np.array(amp), np.array(phi)

def I_phi_corr(I_phi,max_mode): #развертка фазы
I_phi_corr=[I_phi[:,0].tolist()]
for i in range(1,max_mode+1):
    temp=I_phi[0,i]
    phi_temp=[temp]
    for phi in I_phi[1:,i]:
        if ( abs(phi+2*m.pi-temp)<=abs(phi-2*m.pi-temp)
            and abs(phi+2*m.pi-temp)<=abs(phi-temp) ):
            phi_temp.append(phi_temp[-1]+phi+2*m.pi-temp)
        elif ( abs(phi-2*m.pi-temp)<=abs(phi+2*m.pi-temp)
            and abs(phi-2*m.pi-temp)<=abs(phi-temp) ):
            phi_temp.append(phi_temp[-1]+phi-2*m.pi-temp)
        else:
            phi_temp.append(phi_temp[-1]+phi-temp)
    temp=phi
    I_phi_corr.append(phi_temp)
return np.array(I_phi_corr)

# входные данные
R=0.070 #расстояние от центра до зонда, м
R0=0.035 #средний радиус тока в плазме, м

filename = 'X:\\Bank\\2020\\SA_6285.rmn'
shot = '6287'
active=[0,1,3,4,5,7] # номера активных катушек в десятичной с.с.

t_start=40000 #начало исследуемого сигнала в мкс
t_stop=250000 #конец исследуемого сигнала в мкс

smooth_signal=0
smooth_zero_line_for_integral=500

t1,Icath=read_signal(filename,shot,'Cathode_I',t_start,t_stop,0)

#выполнение алгоритма
max_mode=(len(active)-1)//2

print("Считываю сигналы зондов:")
t,U=probe_array_signal(filename,shot,active,t_start,t_stop,smooth_signal)
print("Сигналы считаны!")

print("Пересчитываю напряжения на зондах в магнитное поле:")
V=UtoB_list(t,U,active,smooth_zero_line_for_integral)
print(" - ОК!")

```

```
print("Пересчитываю магнитное поле в разложение тока:")
M=ItoB_matrix(active ,R0,R)
I=np.array([ npl.solve( M, B[:,time] ) for time in range(len(t)) ])
print(" - ОК!")

print("Вычисляю амплитуды и фазы мод тока:")
I_amp,I_phi=sc_to_Aphi(t,I,active ,R0)
print(" - ОК!")

I_phi1=I_phi_corr(I_phi,max_mode)
```

```
#вывод полученных результатов выполняется отдельными командами
```