

КОНЦЕПЦИЯ MSE-ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА ТРТ

© 2024 г. И. А. Земцов^{a,b,*}, В. С. Неверов^a, А. Р. Немец^a, В. А. Крупин^a, А. А. Пшенов^c,
В. И. Давыденко^d, Н. В. Ступишин^d

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

^c Международная организация ИТЭР, Route de Vinon-sur-Verdon, St. Paul Lez Durance Cedex, France

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

* e-mail: zemtsov_ia@nrcki.ru

Поступила в редакцию 06.12.2023 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 20.01.2024 г.

Посвящено анализу возможности проводить измерения параметров плазмы в токамаке с реакторными технологиями методикой, основанной на динамическом эффекте Штарка, посредством разрешения линий спектра расщепленной линии бальмеровской серии быстрых атомов водорода, инжестированных в плазму. Использовался код, содержащий модели излучения, применимые к высокотемпературной плазме токамаков, и библиотека функций для симуляции геометрической оптики методом трассировки лучей. Моделирование спектров активного излучения нейтрального пучка и излучения плазмы, как в результате перезарядки на атомах пучка, так и пассивного с учетом отражения излучения от элементов камеры, обращенных к плазме, позволило определить параметры диагностического инжектора, а также расположение относительно него систем сбора света и нагревных инжекторов, при которых возможно разделение полезного и фонового спектров. Проведено моделирование сигнала, регистрируемого детектором системы сбора. Учтена форма хорды наблюдения, оптические свойства материалов линз, аппаратная функция спектрального прибора, характеристики сенсора и статистические шумы сигнала. Исходя из полученных результатов, предложена предварительная концепция MSE-диагностики для токамака с реакторными технологиями.

Ключевые слова: термоядерный синтез, токамак, ТРТ, диагностика плазмы, MSE-диагностика, спектроскопия

DOI: 10.31857/S0367292124040063, EDN: QDHFNL

1. ВВЕДЕНИЕ

Проект токамак с реакторными технологиями (ТРТ) — это следующий шаг в развитии программы управляемого термоядерного синтеза (УТС). ТРТ — крупная установка для магнитного удержания высокотемпературной плазмы, которая по некоторым параметрам превосходит международную экспериментальную установку ИТЭР, которая находится на завершающем этапе строительства. В качестве миссий ТРТ выделяют развитие и интеграцию в рамках одной установки ключевых термоядерных технологий, разработку и исследование длительных (≥ 100 с) квазистационарных разрядов в плазме токамака с температурой и плотностью, близкими к требуемым для термоядерного реактора, получение и исследование термоядерной плазмы с доминированием нагрева альфа-частицами в приосевой области плазменного шнура в дейтерий-третиевых экспериментах [1].

Для достижения поставленных задач токамак должен быть укомплектован передовым диагностическим комплексом, который позволит проводить измерения необходимых параметров плазмы. Крайне важными для реализации целей ТРТ являются измерения профилей плотности тока $j(\rho)$ плазмы и коэффициента запаса устойчивости $q(\rho)$, который определяет устойчивость шнура, перенос тепла и частиц в плазме. Знание этих величин на начальных этапах работы установки необходимо для разработки сценариев разряда и подбора параметров систем управления плазмой. На более поздних этапах — для понимания процессов, управление которыми позволит получать разряды токамака с высокими временами удержания энергии τ_E и значениями параметра β_N , которое определяется как отношение газодинамического давления к магнитному.

Приведенные искомые величины можно определить из измерений питч-угла магнитного поля

$\gamma_{pitch} = \tan^{-1}(B_\theta/B_\phi)$. Распространенным методом определения этого параметра является анализ направления поляризации спектральной линии серии Бальмера, излучаемой быстрыми атомами, пролетающими через магнитное поле. Эта методика получила название MSE-методики, а диагностика — MSE-диагностики, поскольку значительное расщепление компонент данной линии, позволяющее производить необходимые измерения, происходит в силу динамического эффекта Штарка (Motional Stark Effect, MSE) [2–6].

Данная статья посвящена созданию концепции MSE-диагностики для токамака TRT на базе спектроскопической методики MSE-LS, описание которой приведено в следующем разделе. Большое внимание было уделено моделированию сигналов, которые будет регистрировать аппаратура MSE-диагностики. Это необходимо, во-первых, для определения геометрии наблюдения и параметров оборудования и, во-вторых, эти синтетические сигналы можно использовать для решения обратной задачи с целью определить область измерений, рабочий диапазон диагностики и ее погрешность.

В простейшем случае обратная задача восстановления локальной величины B_θ/B_ϕ по MSE-спектру сводится к подгонке экспериментального спектра набором гауссовых функций, каждая из которых описывает свою компоненту расщепленного спектра (при этом ширины компонент также подгоняются независимо, так как чем дальше компонента отстоит от центра линии, тем сильнее она уширена). Известными параметрами считаются геометрии хорды наблюдения и диагностического пучка. Величина штарковского расщепления линии зависит от проекции вектора индукции магнитного поля на направление, перпендикулярное вектору скорости атома (см. (2) ниже), а отношение компонент спектра, поляризованных вдоль лоренцевского электрического поля \mathbf{E}_L , к компонентам спектра, поляризованным перпендикулярно \mathbf{E}_L , зависит от угла между вектором \mathbf{E}_L и направлением наблюдения (см. (9) ниже). Таким образом, подогнав положения центров и относительные интенсивности компонент спектра, можно восстановить локальное значение B_θ/B_ϕ . Математическая формулировка и решение указанной обратной задачи в рамках синтетической диагностики для оценки точности измеряемой величины γ_{pitch} будут опубликованы отдельно.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ MSE-ДИАГНОСТИКИ

Динамическим эффектом Штарка называют эффект, который наблюдается при воздействии лоренцевского электрического поля, возникающего

в системе отсчета данного атома, на движущийся в магнитном поле атом. Вектор этого поля определяется выражением

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

где \mathbf{v} — вектор скорости атома, \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля. Подробнее про эффект Штарка см., например, [7], а про физические основы MSE диагностики см. [2–6]. Ниже мы ограничимся кратким описанием.

Эффект заключается в частичном снятии вырождения возбужденных состояний атома и расщеплении его электронных термов. В результате в оптических спектрах излучения атома (иона) возникает расщепление линий на компоненты с различной поляризацией. Компоненты, поляризованные параллельно вектору \mathbf{E}_L , обозначаются, как π -компоненты, а поляризованные перпендикулярно вектору \mathbf{E}_L — как σ -компоненты. Для водородоподобных атомов величина расщепления пропорциональна напряженности электрического поля. В случае перехода бальмер-альфа в атоме водорода (H_α) с $n = 3 \rightarrow 2$, уровень с главным квантовым числом $n = 3$ расщепляется на 5, а с $n = 2$ — на 3 энергетических уровня. Всего, с учетом правил отбора, возникает 15 основных переходов (см, например, формулы (2.12)–(2.14) в [2]), но лишь 9 из них можно разрешить при регистрации спектра. Относительные интенсивности остальных штарковских линий настолько малы (0,02–0,3% в интегральной по спектру интенсивности линии), что их вкладом можно пренебречь. Схема расщепленного спектра, рассчитанного для линии H_α атома водорода, представлена на рис. 1.

Использование эффекта Штарка в экспериментах на токамаках обычно основано на инжекции в плазму

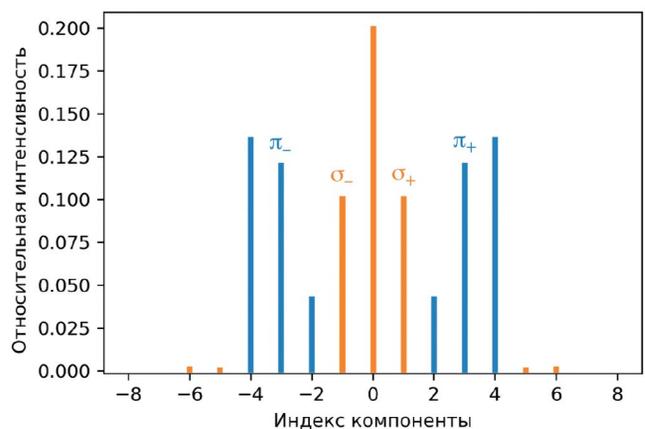


Рис. 1. Компонентный состав MSE-спектра атома водорода при плотности электронов 10^{19} м^{-3} и для энергии пучка 100 кэВ.

пучков быстрых атомов с помощью нагревных и (или) диагностических инжекторов. Спектр индуцированного таким образом в плазме излучения атомов водорода (дейтерия) регистрируется и далее анализируется. Величину штарковского расщепления линии $\Delta\lambda_{Stark}$ можно записать как функцию проекции магнитного поля на направление, перпендикулярное вектору скорости атома, B_{\perp} (см. формулу 2.14 в [4]):

$$\Delta\lambda_{Stark} \approx \frac{3ea_0}{2hc} \lambda_0^2 v B_{\perp} \quad (2)$$

где a_0 — боровский радиус, e — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света, v — скорость атома, λ_0 — длина волны линии водорода (дейтерия) в отсутствии расщепления.

При известном направлении пучка и выбранной геометрии его наблюдения измерение с достаточным спектральным разрешением характеристик спектра линии H_{α} диагностического (либо нагревного) пучка позволяет определять локальную величину γ_{pitch} .

На сегодняшний день в экспериментах на токамаках используются следующие методы MSE-измерений: поляриметрические (Line-Polarization MSE, или MSE-LP) и спектроскопические (Line-Shift MSE, или MSE-LS). Первые основаны на измерениях направления вектора поляризации света напрямую при помощи модулирующих поляризаторов. Вторые получают информацию о направлении вектора поляризации из измерений величин расщепления спектра и по соотношению интенсивностей π - и σ -компонент штарковского спектра. Относительно новым методом MSE-измерений можно назвать визуализационный метод (Imaging MSE). Данный метод основан на анализе двумерных интерферограмм поляризованного излучения плазмы.

Каждый из перечисленных методов обладает своими преимуществами и ограничениями. Так, MSE-LP системы обладают высоким быстродействием, позволяют проводить измерения в реальном времени и благодаря этому могут использоваться в контурах обратной связи для управления плазменным разрядом. Однако такие системы основываются на использовании сверхузкополосных светофильтров (полоса пропускания около 1 \AA). Кроме того, используемые в таких системах поляриметры весьма уязвимы к воздействию нейтронных потоков. Системы регистрации для измерений MSE-LS-методом более устойчивы к воздействию плазмы, поскольку исключено влияние искажений вектора поляризации излучения на оптических элементах системы, а также эффект Фарадея. Вместе с тем такие системы подвержены риску значительного снижения светопропускания за счет запыления и деградации оптических элементов систем сбора и передачи под действием

гамма-излучения и нейтронных потоков. Методика Imaging MSE выгодно выделяется благодаря возможности получения двумерных пространственных измерений распределения угла поляризации излучения, а также отсутствию необходимости разделения компонент штарковского спектра и более высокому отношению сигнала к шуму. Недостатками Imaging MSE являются сложность технической реализации и крайне высокая стоимость компонентов [5, 6].

Проектные величины нейтронных потоков, позволяют предположить, что на более поздних этапах работы токамака ТРТ проведение измерений методом MSE-LP будет значительно затруднено. Проектная величина индукции магнитного поля на оси плазменного шнура позволяет обеспечить настолько большое расщепления активного MSE-спектра, можно ожидать высокую точность измерений по методике MSE-LS. Следует отметить, что на первых этапах работы установки нейтронный поток будет отсутствовать, что позволяет реализовать измерения по методике MSE-LP, установив фотоупругий модулятор (Photoelastic Modulator — PEM) в одном из патрубков вблизи плазмы. Совместное использование двух методик на данном этапе позволит провести достаточно точную и детальную калибровку результатов работы аппаратуры MSE-LS-диагностики по более надежным измерениям при помощи PEM.

В качестве основных элементов SE-LS-диагностики можно выделить

1. Диагностический инжектор нейтральных атомов водорода (DNB), который используется для инъекции пучка быстрых атомов в плазму. Анализ спектра индуцированного в плазме излучения данных атомов позволит определить γ_{pitch} . От параметров инжектора зависит интенсивность активного излучения, которое будет возбуждено в плазменном объеме.

2. Систему сбора излучения из плазмы. Ее характеристики определяют количество света, которое по оптоволоконным коллекторам будет передано из плазмы на спектральный прибор, а также область наблюдения.

3. Спектральный и регистрирующий приборы. Эти приборы располагаются в удаленном помещении и предназначены для выделения интересующей области спектра и его регистрации. Параметры данных приборов определяют спектральное разрешение регистрируемого спектра и погрешность измеренных параметров.

В статье представлены результаты расчетов параметров трех указанных узлов MSE-диагностики.

3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ MSE-СПЕКТРА

При проведении расчетов в данной работе использовался комплекс средств для моделирования параметров плазмы и процессов, протекающих в ней. Основным инструментом для расчетов была связка кодов Cherab [8] и Raysect [9] с последующей обработкой полученных результатов в среде Python.

3.1. Описание используемой в расчетах математической модели

Ниже приведены задействованные в данной работе модели из Cherab. За исключением модели тормозного излучения, все они были доработаны в процессе выполнения этой работы.

Модель нейтрального пучка. Использовалась модель моноэнергетического гауссового пучка (т.е. пучка, распределение плотности которого в направлении перпендикулярном оси инжекции задается функцией Гаусса) с затуханием вдоль направления распространения пучка. Плотность атомов пучка в системе координат пучка вычисляется следующим образом:

$$n_H^{(Beam)} = \frac{R_H}{2\pi v_0 \sigma_x(z) \sigma_y(z)} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{x}{\sigma_x(z)}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y(z)}\right)^2\right)\right] \exp\left[-\int_0^z \frac{S^{(CR)}(z')}{v_0} dz'\right], \quad (3)$$

$$\sigma_x(z) = \sqrt{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)}, \quad (4)$$

$$\sigma_y(z) = \sqrt{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)},$$

$$S^{(CR)}(z) = \sum_{i=1}^m Z_i n_i(z) S_i^{(CR)}(\epsilon_{int}(z), n_{e,i}^{(eq)}(z), T_i(z)), \quad (5)$$

$$n_{e,i}^{(eq)}(z) = \frac{1}{Z_i} \sum_{j=1}^m Z_j^2 n_j(z), \quad (6)$$

где ось z направлена вдоль распространения пучка, R_H — число нейтральных атомов, инжектируемых в единицу времени, v_0 — модуль скорости атомов пучка, z_f — расстояние до фокуса пучка, σ — дисперсия пучка в фокусе, α_x и α_y — углы расходимости пучка, m — число сортов ионов плазмы, Z_i — заряд i -го сор-

та ионов плазмы, n_i — плотность ионов плазмы i -го сорта, $S_i^{(CR)}$ — коэффициент затухания пучка за счёт радиационно-столкновительного взаимодействия с i -м сортом ионов плазмы и соответствующей долей электронов (учитываются процессы возбуждения и последующей ионизации атомов пучка за счет столкновения с ионами и электронами, но не перезарядка), ϵ_{int} — кинетическая энергия атомов пучка в системе покоя ионов i -го сорта, T_i — температура i -го сорта ионов. Значения $S_i^{(CR)}$ рассчитываются кодами, входящими в пакет Atomic Data and Analysis Structure (ADAS) [10], и доступны в базе данных OpenADAS.

Направление (ненормированное) скорости нейтральных атомов пучка в системе координат пучка при $z > z_f$:

$$e_x = x \frac{(z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)}{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)},$$

$$e_y = y \frac{(z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)}{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)}, \quad (7)$$

$$e_z = z - z_f.$$

При $z < z_f$ e_x , e_y и e_z меняют знак.

Граничными условиями для описания пучка в такой модели являются его энергия, мощность, дисперсия в фокусе и расходимости (α_x и α_y) в начале координат, положение фокуса, а также род газа пучка.

Модель спектральной интенсивности MSE. Светимость (угловая плотность мощности излучения) в линии H_α в точке за счёт возбуждения атомов пучка ионным и электронным ударом рассчитывается в координатах плазмы как

$$\epsilon_{32}^{(Beam)} = \frac{1}{4\pi} n_H^{(Beam)} \sum_{i=1}^m Z_i n_i q_{32}^{(Beam)}(\epsilon_{int}, n_{e,i}^{(eq)}, T_i), \quad (8)$$

где $q_{32}^{(Beam)}$ — коэффициент испускания фотонов в линии H_α за счёт взаимодействия атомов пучка с ионами плазмы i -го сорта и соответствующей долей электронов, значения которого берутся из базы данных ADAS.

Спектральное распределение интенсивности в точке рассчитывается следующим образом:

$$f_{32}(\lambda) = \left(\sin^2(\theta) I_\sigma^{(T)} + \cos^2(\theta)\right) \sum_{i=-1}^1 I_\sigma^{(i)} f_G(\lambda_i, \sigma_G) + \sin^2(\theta) I_\pi^{(T)} \sum_{i=-4..-2,2..4} I_\pi^{(i)} f_G(\lambda_i, \sigma_G), \quad (9)$$

$$I_{\sigma}^{(T)} + I_{\pi}^{(T)} = 1, \quad \sum_{i=-1}^1 I_{\sigma}^{(i)} = 1, \quad \sum_{i=-4..-2,2..4} I_{\pi}^{(i)} = 1, \quad (10)$$

$$\lambda_i = \frac{hc}{\epsilon_{ph} + i\Delta\epsilon_{\text{Stark}}}, \quad \epsilon_{ph} = \frac{hc}{\lambda_{32}(1 + \mathbf{v} \cdot \mathbf{l} / c)}, \quad (11)$$

$$\Delta\epsilon_{\text{Stark}} = \frac{3\epsilon_0 h^2}{4\pi m_e e^2} E, \quad \mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (12)$$

где θ — угол между вектором электрического поля \mathbf{E} и направлением наблюдения, $I_{\sigma}^{(T)}$ и $I_{\pi}^{(T)}$ — доли сумм всех σ - и π -поляризованных компонент в полном спектре при наблюдении перпендикулярно направлению \mathbf{E} , $I_{\sigma}^{(i)}$ и $I_{\pi}^{(i)}$ — доли индивидуальных σ - и π -поляризованных компонент в $I_{\sigma}^{(T)}$ и $I_{\pi}^{(T)}$ соответственно, f_G — распределение Гаусса по длине волны излучения с центром в λ_i и дисперсией σ_G , $\Delta\epsilon_{\text{Stark}}$ — величина расщепления Штарка, \mathbf{v} — скорость атомов пучка, \mathbf{B} — магнитное поле, \mathbf{l} — направление наблюдения, λ_{32} — длина волн линии D_{α} в отсутствие электрического поля. Величины $I_{\sigma}^{(T)}$, $I_{\pi}^{(T)}$, $I_{\sigma}^{(i)}$, $I_{\pi}^{(i)}$ являются функциями энергии пучка и плотности электронов, их значения были взяты из [11, 12].

Произведение $\mathbf{v} \cdot \mathbf{l}$ определяет доплеровский сдвиг спектра MSE относительно λ_{32} , и, как следствие, относительно пассивной линии D_{α} и спектра перезарядки нейтралов пучка на ионах плазмы. Естественное уширение спектра определяется дисперсией и расходимостью пучка, и изменением \mathbf{B} вдоль хорды наблюдения. Последнее влияет на то, что компоненты с большим индексом i уширяются сильнее. В (9)–(12) не учтен вклад радиального электрического поля, наличие которого может оказать негативное влияние на точность измерений.

Модель спектра излучения в результате перезарядки нейтралов пучка. Светимость в линии D_{α} в точке за счёт перезарядки атомов водорода пучка на ионах дейтерия плазмы вычисляется следующим образом:

$$\epsilon_{32}^{(\text{CX})} = \frac{1}{4\pi} n_{D_+} n_H^{(\text{Beam})} \frac{1}{\sum_n P_n} \sum_n P_n(\epsilon_{int}) q_{32_n}^{(\text{CX})} \times \left(\epsilon_{int}, n_{D_+}, T_{D_+}, Z_{\text{eff}} \right), \quad (13)$$

$$P_n(\epsilon_{int}) = \frac{1}{n_e} \sum_{i=1}^m Z_i n_i P_n^{(i)} \left(\epsilon_{int}, n_{e,i}^{(\text{eq})}, T_i \right) \quad (14)$$

где P_n — заселённость n -го возбуждённого состояния атомов пучка ($n = 1$ соответствует основному состоянию), $P_n^{(i)}$ — заселённость n -го возбуждённого состояния за счёт взаимодействия с ионами i -го сорта и соответствующей долей электронов, $q_{32_n}^{(\text{CX})}$ — коэффициент излучения фотонов в линии D_{α} за

счёт перезарядки атомов пучка в n -м возбуждённом состоянии на ионах дейтерия, Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, n_{D_+} — плотность ионов дейтерия, T_{D_+} — температура ионов дейтерия. Значения $P_n^{(i)}$ и $q_{32_n}^{(\text{CX})}$ брались из базы данных ADAS.

Обычно при расчёте спектра перезарядки пренебрегают зеемановским расщеплением, так как его практически не видно на фоне сильного доплеровского уширения (нейтралы перезарядки имеют температуру ионов плазмы), однако при магнитном поле 8 Тл, планируемом в ТРТ, оно может быть заметно. Спектральное распределение интенсивности рассчитывалось с помощью модели параметризованного зеемановского триплета [13], который моделирует эффект Пашена—Бака, но с поправками на тонкую структуру уровней

$$f_{32}^{(\text{CX})}(\lambda) = \left(\frac{\sin^2(\vartheta)}{4} + \frac{\cos^2(\vartheta)}{2} \right) \left(f_G(\lambda_{\sigma_+}, \sigma_G) + \right. \\ \left. + f_G(\lambda_{\sigma_-}, \sigma_G) \right) + \frac{\sin^2(\vartheta)}{2} f_G(\lambda_{\pi}, \sigma_G), \quad (15)$$

$$\lambda_{\pi} = \lambda_{32} \left(1 + \mathbf{v}_{D_+} \cdot \mathbf{l} / c \right), \quad (16)$$

$$\lambda_{\sigma_{\pm}} = \left(\lambda_{32} \pm \frac{\alpha}{2} B \right) \left(1 + \mathbf{v}_{D_+} \cdot \mathbf{l} / c \right)$$

$$\sigma_G = \lambda_{32} \sqrt{\frac{T_{D_+}}{m_D c^2}} \left(1 + \beta^2 T_{D_+}^{2\gamma} \right), \quad (17)$$

где ϑ — угол между направлением магнитного поля \mathbf{B} и хордой наблюдения, \mathbf{v}_{D_+} — средняя скорость ионов дейтерия в данной точке, α , β и γ — численные параметры из [13].

Модель спектра пассивного излучения в линии D_{α} . Светимость в линии D_{α} в точке за счёт возбуждения нейтральных атомов плазмы электронным ударом и за счёт рекомбинации ионов плазмы рассчитывается как

$$\epsilon_{32}^{(\text{Plasma})} = \frac{1}{4\pi} n_D n_e q_{32}^{(\text{exc})} (n_e, T_e) + \frac{1}{4\pi} n_{D_+} n_e q_{32}^{(\text{rec})} (n_e, T_e), \quad (18)$$

где n_D — плотность атомов дейтерия в плазме, n_e и T_e — плотность и температура электронов, $q_{32}^{(\text{exc})}$ и $q_{32}^{(\text{rec})}$ — коэффициенты излучения фотонов при возбуждении электронным ударом и рекомбинации, соответственно.

На хорды наблюдения MSE будет попадать пассивное излучение в линии D_{α} из SOL, пересекаемого хордами, а также свет, отразившийся от

металлических стенок камеры, излучённый в том числе в диверторе. Расчёты SOLPS [14] показывают, что плотность электронов в диверторе может превышать 10^{21} м^{-3} , что в сочетании с достаточно низкой температурой электронов $\sim 1\text{--}10 \text{ эВ}$ приводит к необходимости учитывать не только доплеровское, но и штарковское уширение линии D_α .

Для одновременного учёта доплеровского и штарковского уширения спектральной линии изотопа водорода в случае их максвелловского распределения требуется вычислять свёртку в каждой точке пространства

$$V(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\lambda' - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}) L(\lambda - \lambda' - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) d\lambda', \quad (19)$$

$$L(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \frac{C_0 (\Delta\lambda_{1/2}^{(L)})^{3/2}}{\lambda^{5/2} + \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{2}\right)^{5/2}}, \quad (20)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(L)} = C_{ij} \frac{n_e^{a_{ij}}}{T_e^{b_{ij}}}, \quad (21)$$

где $G(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)})$ — распределение Гаусса, $L(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)})$ — распределение Лоренца, но со степенью 5/2 вместо 2 (см. [15]), $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ и $\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$ — полуширины распределений Гаусса и Лоренца, a_{ij} , b_{ij} , C_{ij} — параметры из [15], C_0 — нормировочная константа, λ_0 — длина волны, соответствующая центру линии, с учётом доплеровского сдвига за счёт ненулевой проекции средней скорости частиц на хорду наблюдения. Распределение (19) называется распределением Фойгта.

Для ускорения интегрирования вдоль лучей при их трассировке точная формула (19) заменяется т.н. псевдораспределением Фойгта [16]

$$V_p(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \eta L(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(V)}) + (1 - \eta) G(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(V)}), \quad (22)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(V)} \equiv F(\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}), \quad (23)$$

$$\eta \equiv f(\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}). \quad (24)$$

где $\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}$ — полуширина распределения Фойгта и η — вес распределения Лоренца в псевдораспределении Фойгта являются функциями $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ и $\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$.

F можно аппроксимировать полиномами 6-й степени от $x = \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$ при $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \leq 1$ и $x = \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ при $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \geq 1$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(V)} \approx \begin{cases} \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \left(1 + \sum_{n=1}^6 a_n \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}} \right)^n \right), & \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \leq 1 \\ \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} \left(1 + \sum_{n=1}^6 b_n \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}} \right)^n \right), & \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} \leq 1 \end{cases} \quad (25)$$

Вес η может быть аппроксимирован логарифмическим полиномом 5-й степени, коэффициенты которого и определяются подгонкой (22) под (19)

$$\eta = \exp \left(\sum_{n=0}^5 c_n \left(\ln \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}} \right) \right)^n \right). \quad (26)$$

При $\lambda - \lambda_0 \sim 2\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}$ относительная разность псевдораспределения Фойгта и распределения Фойгта может достигать 20%, но основные характеристики распределения Фойгта, а именно значение в максимуме, полуширина, затухание в “хвосте” спектрального контура линии воспроизводятся точно.

Зеемановское расщепление в доплер-штарковскую модель контура линии было добавлено приближенно, как и в [15], т.е. для каждой зеемановской компоненты рассчитывается штарк-доплеровское уширение линии.

Модель спектра тормозного излучения. Спектральная светимость тормозного излучения рассчитывалась по известной формуле (5.3.40) из [17]:

$$\varepsilon_{\text{Brems}}(\lambda) = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \sqrt{\frac{2m_e}{pe}} \frac{c}{4\pi\lambda^2} n_e \sqrt{T_e} \times \exp(-hc / \lambda T_e) \sum_{i=1}^m g_{\text{ff}}(Z_i, T_e, \lambda) n_i Z_i^2, \quad (27)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, g_{ff} — фактор Гаунта для свободно-свободных переходов, для которого используются табличные значения из [18], отличающиеся от значений [19] лишь расширенным диапазоном параметров, для которых они рассчитаны.

3.2. Исходные данные, использованные при моделировании

В расчётах использовались профили плазмы, получаемые сшивкой одномерных профилей для центральной области, рассчитанных кодом ASTRA [20] и опубликованных в работе [21], с двумерными

профилями в SOL, рассчитанными кодом SOLPS. В SOLPS рассчитывалась дейтериевая плазма с примесью неона в сценарии с мощностью теплового потока через сепаратрису 20 МВт (это примерно соответствует мощности дополнительного нагрева плазмы 28.5 МВт), средней плотностью электронов на сепаратрисе: $7.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и средней температурой

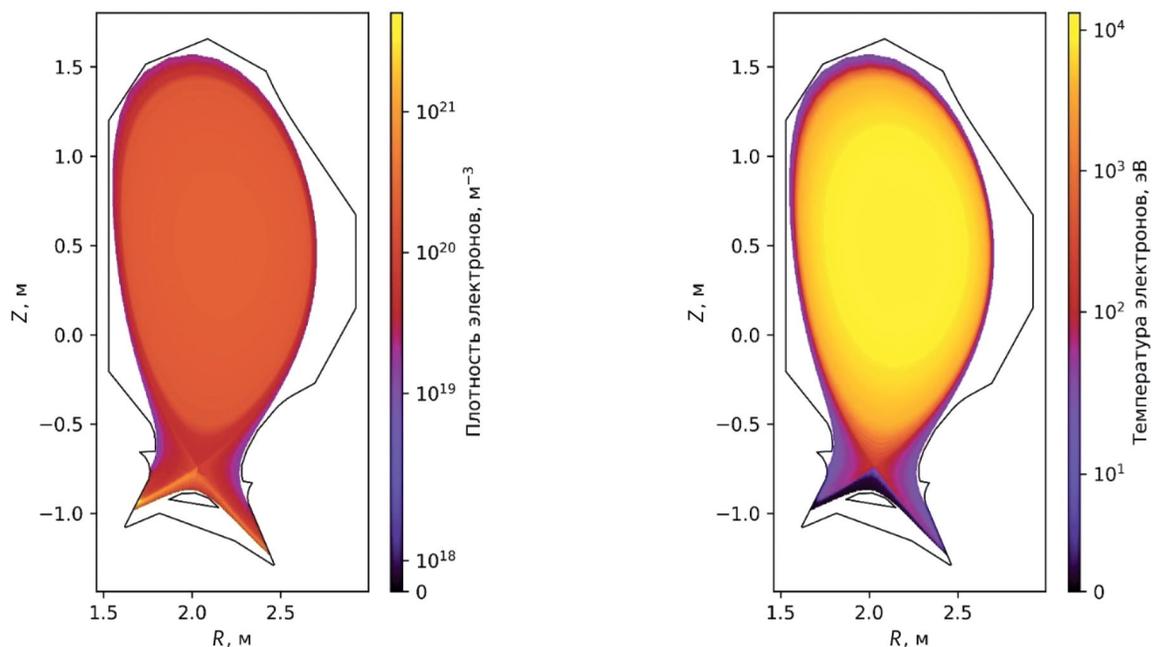


Рис. 2 Полоидальные распределения плотности и температуры электронов, использованные в расчетах.

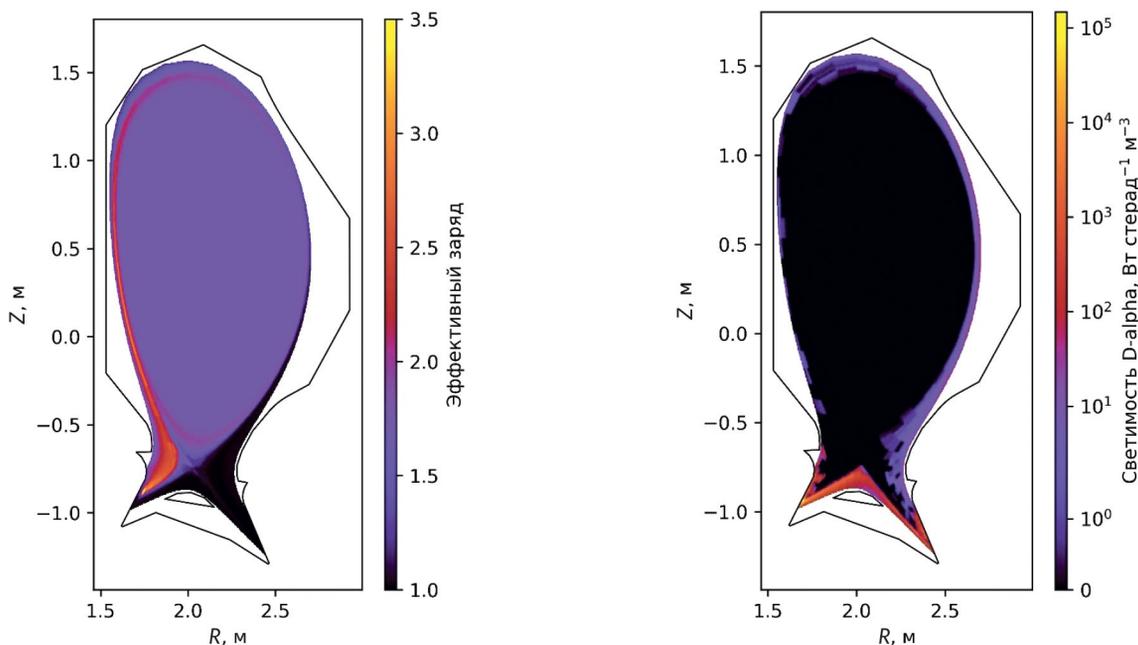


Рис. 3 Полоидальные распределения эффективного заряда плазмы и пассивной светимости в линии D_α , использованные в расчетах

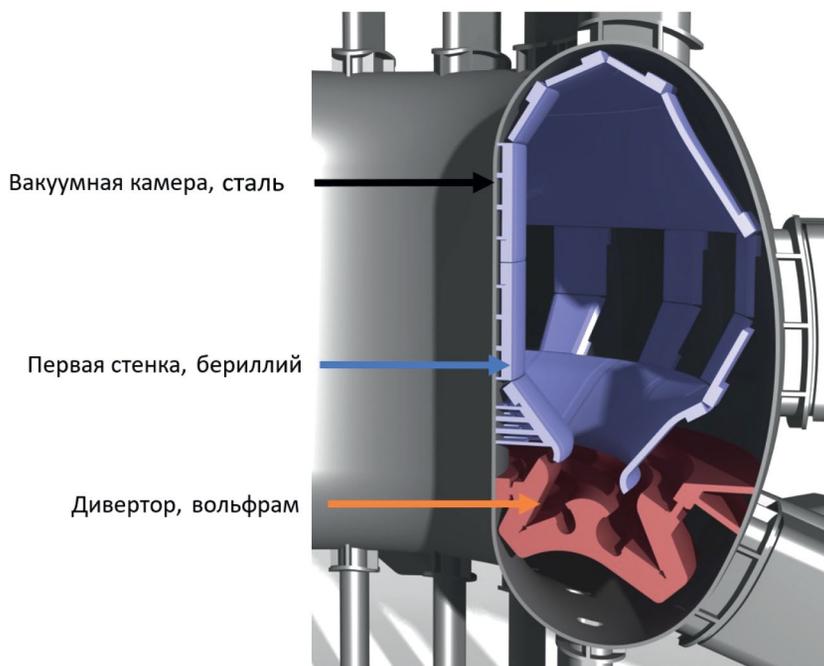


Рис. 4 Сечение трехмерной модели камеры ТРТ, использованной в расчетах

электронов и ионов на сепаратрисе: 160 и 260 эВ, соответственно. На рис. 2 приведены профили плотности и температуры электронов в расчётном сценарии, а на рис. 3 — профили эффективного заряда плазмы и пассивной светимости в линии D_α , рассчитанной по формуле (18).

Для учета отражений от элементов, обращенных к плазме, использовалась трехмерная твердотельная (т.е. не полигональная, а заданная аналитически) модель токамака ТРТ, представленная на рис. 4. Она была разделена на три части: вакуумную камеру с фланцами, первую стенку и дивертор. Поверхность первой стенки считалась бериллиевой, дивертора — вольфрамовой, а вакуумной камеры — стальной. В качестве модели двулучевой функции отражательной способности использовалась модель с микрогранями Кука—Торренса [22] с безразмерным параметром шероховатости, меняющимся в пределах от 0 (зеркальное отражение), до 1 (диффузное отражение). Значения параметра шероховатости были выбраны равными 0.26 для бериллия, 0.29 — для вольфрама и 0.13 — для стали. Такая же модель отражательной способности (с теми же значениями параметра шероховатости) использовалась в [23] для токамака JET-ILW, и в [24] для ИТЭР.

В работе моделирование проводилось для водородных диагностических пучков. Входными данными для их описания в *Chegab* являются E_0 — энергия быстрых нейтралов пучка, σ — дисперсия пучка в фо-

кусе, α_x и α_y — углы расходимости пучка, полная концентрация атомов пучка и положение его фокуса. Для круглого сечения пучка было принято $\alpha_x = \alpha_y$. Положение фокуса было зафиксировано на магнитной оси плазменного шнура. Для задания пучка в модели было принято, что ионно-оптическая система диагностического инжектора формирует ионный пучок с током $I = 15$ А. Эмиссионная плотность тока была принята равной 120 мА/см². Локальная угловая расходимость сформированного пучка α и его радиус в фокусе r определялись в результате расчетов отдельной ячейки ионно-оптической системы с использованием программ *PBGUNs*. Результаты расчетов представлены на рис. 5.

Также в работе было учтено, что в сформированном ионном источнике диагностического инжектора ионном пучке кроме протонов H^+ содержатся молекулярные ионы H_2^+ и H_3^+ . При нейтрализации ионного пучка из молекулярных ионов образуются атомы с энергиями $E_0/2$ и $E_0/3$ соответственно. Эквивалентный ток атомов каждой компоненты I_{eq} после перезарядки рассчитывался по формуле

$$I_{eq}(E_i) = m_i P_i F_i I, \quad (28)$$

где F_i — эффективность перезарядки i -й компоненты [25], P_i — ее доля в составе пучка, а m_i — ее атомный вес. Состав ионного пучка по току был принят таким же как, как в работе [26]: $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 0.85 : 0.05 : 0.10$.

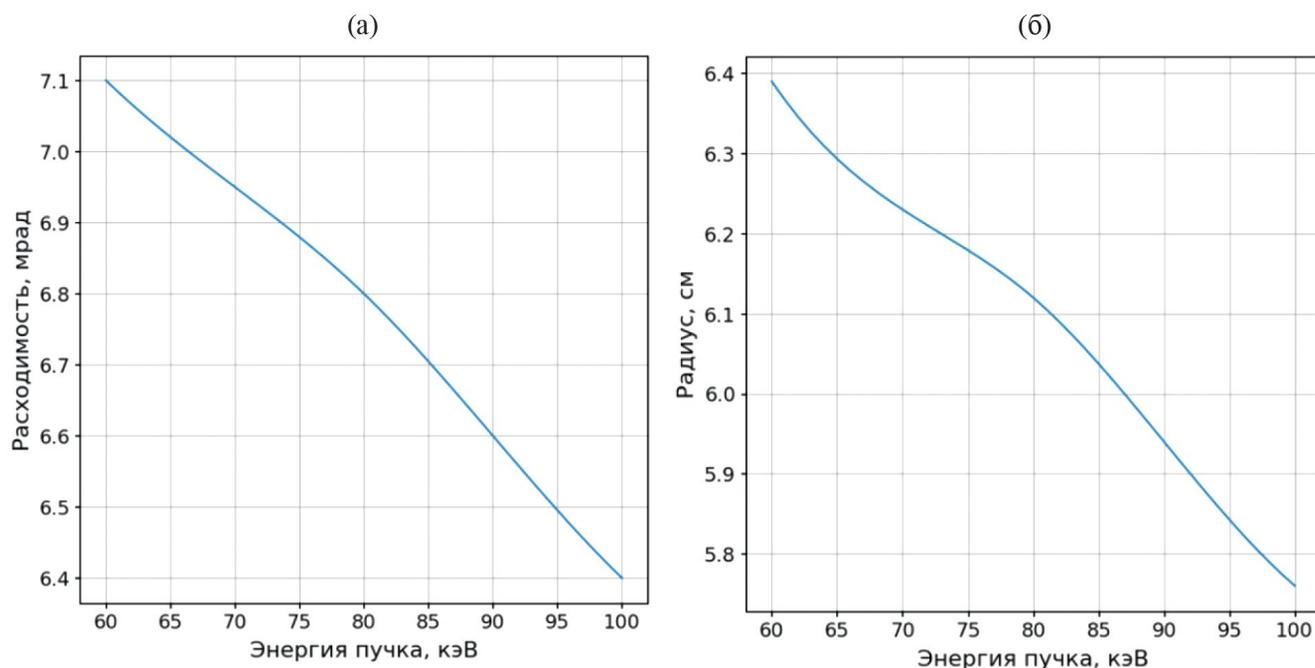


Рис. 5 Зависимость параметров диагностического пучка от его энергии

3.3. Состав модельного спектра

Применение описанных выше моделей к объектам камеры токамака ТРТ, плазмы и пучка позволило произвести расчеты пассивного и активного спектров излучения плазмы. В полученных спектрах учтены следующие компоненты: тормозной континуум (27), пассивная линия плазмы D_α (18)—(26), а также активные спектры излучения пучка (8)—(12) и перезарядки ионов плазмы на пучке (13)—(17). Следует отметить, что в модельном спектре нами не было учтено излучение в линиях примесных ионов плазмы. В частности, так как моделирование SOLPS для токамака ТРТ проводилось без учета примеси углерода, не был учтен вклад мультиплета С II, который, как показано в [27], может частично накладываться на MSE-спектр. Пример модельного спектра представлен на рис. 6. Слева показана пассивная линия плазмы D_α , основной вклад в которую даёт излучение из дивертора, попавшее на хорду наблюдения за счёт отражений от первой стенки, а справа на фоне крыла пассивной линии представлена часть спектра в увеличенном масштабе. Видны все учтенные составляющие спектра: пассивная линия плазмы, тормозной континуум, активная перезарядочная линия пучка и активный MSE-спектр пучка. Более подробно активный спектр представлен на фоне линии D_α на рис. 7. На нем показаны по отдельности вклады каждой из трех энергетических компонент диаг-

ностического пучка в полный активный спектр. На рис. 6 и 7 спектры были рассчитаны для хорды наблюдения, исходящей из экваториального патрубка в сечении, соседнем с диагностическим инжектором, и нацеленной на точку пересечения пучка и центра плазменного шнура.

Моделирование происходило в два этапа: предварительный расчет для определения параметров системы сбора света из плазмы, а также параметров диагностического инжектора и более детальный расчет для оценки требований к спектральному и регистрирующему приборам. Предварительный расчет проводился в приближении бесконечно тонких хорд наблюдения, а отражения от стенок камеры учитывались только для пассивных компонент спектра. Подобное приближение не влияет на положение пиков спектральных линий, что позволяет оценить зависимости взаимного расположения активного MSE-сигнала относительно фонового от направления сбора излучения и параметров диагностического инжектора. Для второго этапа задавались размер и апертурный угол оптоволоконного коллектора, и собирающая оптика перед ним, которая фокусировала конус сбора света на оси диагностического пучка. Также были учтены следующие факторы: влияние оптики и спектрального прибора на спектр, статистические шумы.

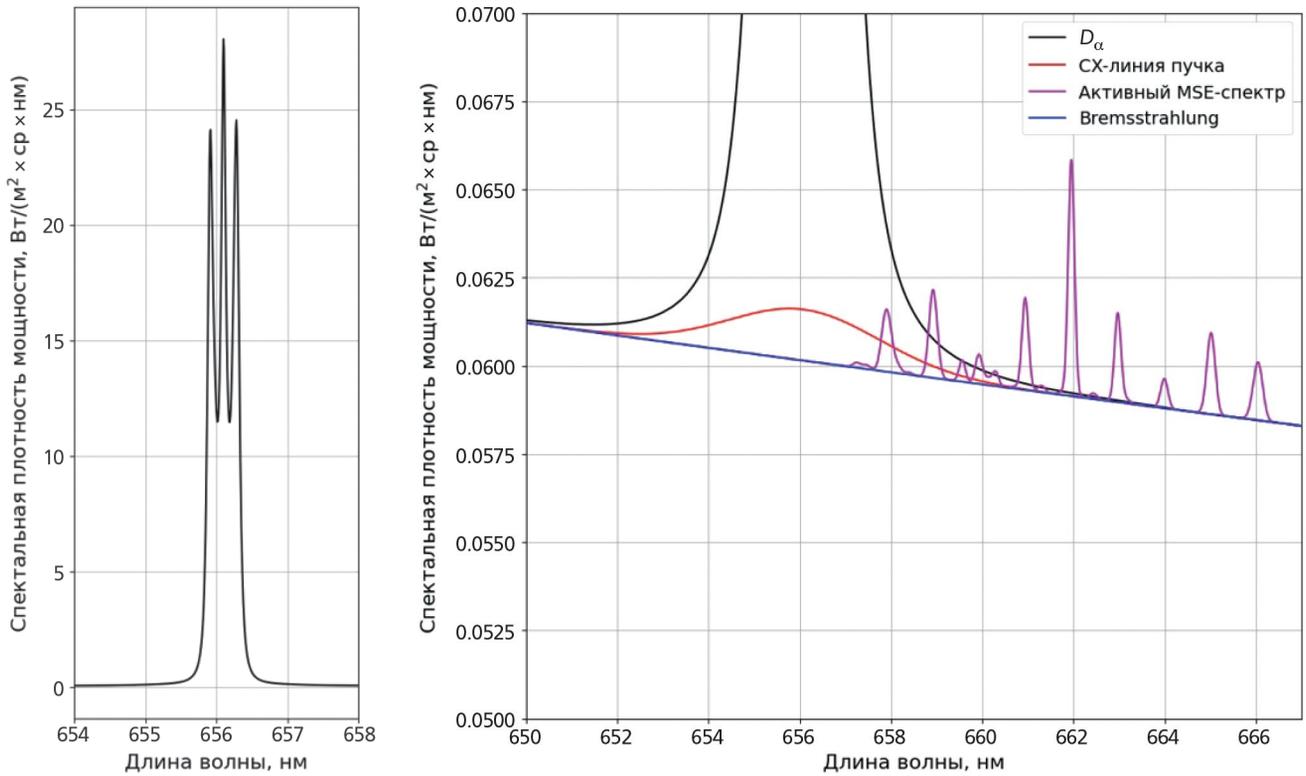


Рис. 6 Общий вид модельного спектра на хорде наблюдения, исходящей из экваториального патрубка в сечении соседнем с DNB и нацеленной на точку пересечения пучка и центра плазменного шнура (слева) и его состав (справа)

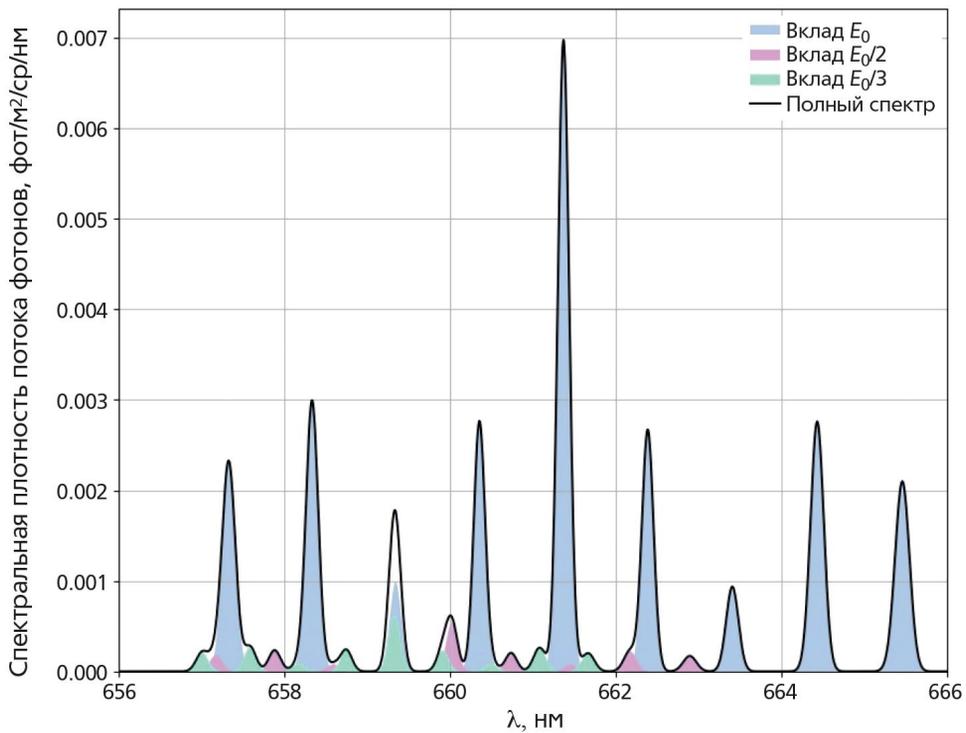


Рис. 7 Вклад в MSE-спектр отдельных компонент диагностического пучка для центральной хорды

4. СИСТЕМА СБОРА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ MSE-ДИАГНОСТИКИ

Вид и расположение MSE-спектра относительно фоновых компонент будет определяться положением системы сбора света относительно оси инжекции быстрых атомов. Для определения характеристик системы сбора света для MSE-диагностики необходимо в первую очередь определить патрубок, в котором она будет располагаться. Варианты расположения в данной работе рассматривались для организации наблюдения за диагностическим пучком, инжектируемым радиально в экваториальной плоскости установки. В условиях планируемой геометрии установки ТРТ, к рассмотрению приняты экваториальные патрубки в четырех соседних с пучком сечениях. Вертикальные патрубки в сечении инжекции на данном этапе проектирования не были рассмотрены из-за практически прямого угла между хордами наблюдения в центральной области шнура и диагностическим пучком. Подобное положение наблюдения не позволит вследствие эффекта Доплера сдвинуть активный MSE-спектр относительно пассивной линии D_{α} . Также экваториальные патрубки позволяют размещать значительно больше оптических приборов, систем юстировки, шторок и других необходимых элементов систем сбора света.

4.1. Выбор положения наблюдения по сигналу с центральной хорды

Рассмотренные варианты наблюдения за центральной частью шнура представлены на рис. 8, где

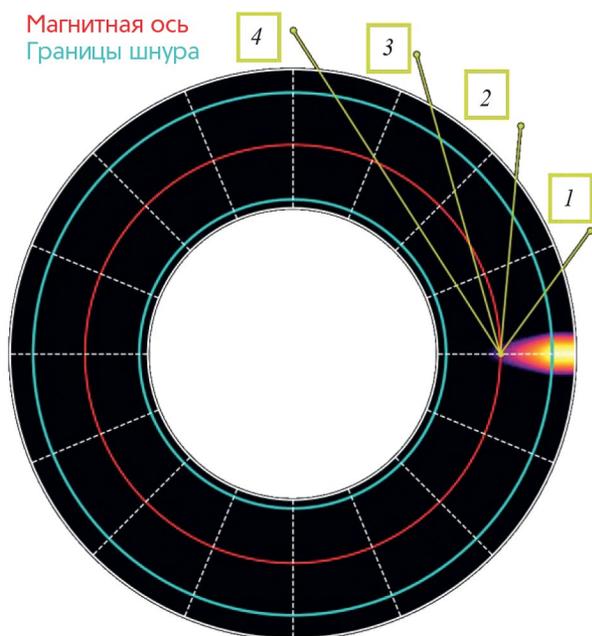


Рис. 8. Возможные варианты наблюдения за центральной областью шнура.

изображена плоскость магнитной оси плазменного шнура. Точки наблюдения располагались по центру экваториальных патрубков максимально близко к плазме, но за пределами первой стенки на радиусе $R = 3$ м. Такое расстояние позволит разместить перед точкой наблюдения зеркало, которое необходимо для защиты оптики от прямого потока нейтронов из плазмы. Для MSE-LS методики влияние данного зеркала на сигнал можно учесть в общем коэффициенте пропускания системы сбора. Для пятого сечения относительно пучка, которое хоть и имеет достаточный обзор, часть хорд (при этом — центральных) проходят через SOL со стороны сильного поля, что значительно повышает собранный этими хордами пассивный сигнал и снижает отношение полезного сигнала к полному. В связи с этим данное сечение также было исключено из рассмотрения.

Для четырех выделенных вариантов было проведено моделирование активного спектра и определены его полные интенсивности в зависимости от энергии диагностического пучка. Результаты расчетов представлены на рис. 9а. На нем видно, что хорды наблюдения из 1 и 4 сечения позволяют собрать значительно большую интенсивность излучения при наблюдении за центральной областью шнура, чем два остальных ракурса. Также, благодаря большим углам между направлением наблюдения и инжекцией, те же два сечения позволяют достичь большего смещения активного спектра относительно пассивной линии D_{α} , что продемонстрировано на рис. 9б. Рисунок 9 также позволяет сделать вывод о том, что для MSE-измерений большее значение энергии пучка окажется предпочтительней: переход от 60 к 100 кэВ увеличивает интегральный полезный сигнал на 60% и обеспечивает на 1...1,5 нм больший сдвиг для центральных хорд наблюдения. Исходя из данных результатов, предлагается рассматривать только два варианта размещения систем сбора света для MSE-LS-диагностики: в сечениях 1 (LOS1) и 4 (LOS4).

Отличием этих ракурсов является то, что для ракурса 1 проекция направления пучка на направление хорды наблюдения положительна, и активный сигнал будет смещаться в красную область спектра, а для ракурса 4 эта проекция отрицательна, и активный сигнал будет смещаться в синюю область спектра. Выбор оптимального направления смещения будет зависеть от примесного состава плазмы. Отсутствие интенсивных линий примесей с одной из сторон от пассивной линии D_{α} облегчит выделение активного сигнала и обработку спектра.

С точки зрения углов наблюдения, отличие ракурсов 1 и 4 заключается в том, что для соседнего с пучком сечения хорды наблюдения, нацеленные на центр шнура, имеют больший сдвиг активного

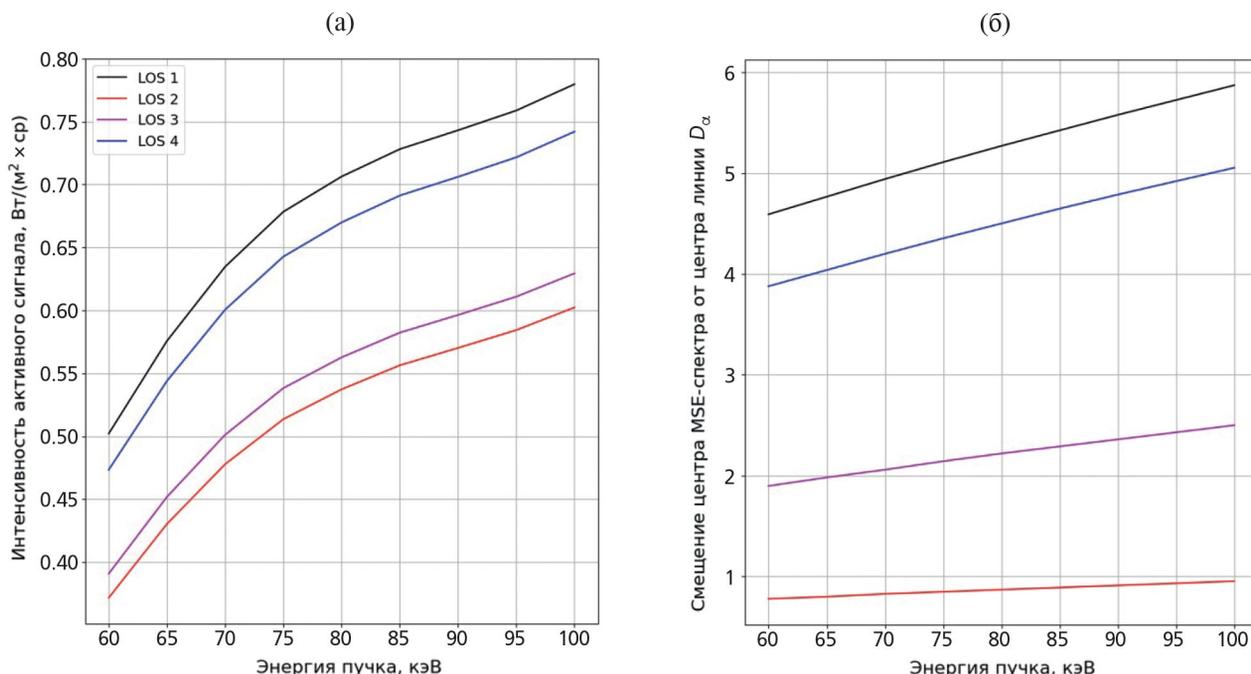


Рис. 9. Интегральные характеристики MSE-сигналов для возможных вариантов наблюдения.

спектра, чем периферийные хорды. При наблюдении из 4-го сечения ситуация обратная: активный спектр для периферийных хорд смещен сильнее, чем для центральных. В связи с этим для организации измерений может оказаться выгодно разделить системы сбора света по областям обзора на две — центральную и периферийную — и разнести их в разные патрубки. Это, с одной стороны, снизит требования к оптике систем сбора, но, с другой стороны, увеличит их количество.

4.2. Определение параметров системы сбора света из плазмы

Для определения параметров систем сбора света было проведено моделирование активного и пассивного спектров по пяти хордам наблюдения для двух выбранных ракурсов. Хорды были нацелены на различные точки по малому радиусу плазмы от $\rho = 0$ до $\rho = 1$ со стороны слабого поля, где концентрация атомов пучка максимальна. На рис. 10 представлена геометрия хорд наблюдения, задаваемая в данном расчете. Для каждой хорды была получена зависимость полной интенсивности активного сигнала в зависимости от энергии диагностического инжектора. На рис. 11 представлены результаты расчетов для LOS1 в абсолютных единицах (рис. 11б) и нормированные на максимальное значение для каждой хорды. На рис. 11б видно, что для центральной области наибольшая интенсивность достигается при энергии основной компоненты 100 кэВ, а для периферий-

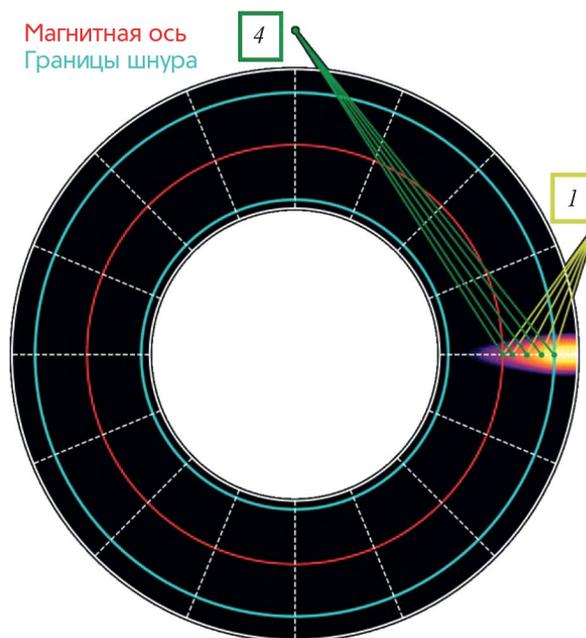


Рис. 10. Геометрия наблюдения за всем радиусом плазменного шнура для выбранных точек наблюдения.

ной — при 60 кэВ. При этом интегральная яркость периферийных хорд падает на 30% при переходе от низких энергий пучка к высоким. На рис. 11а видно, что для всего диапазона рассматриваемых энергий интенсивность на периферийных хордах примерно в 10...15 раз превышает интенсивность

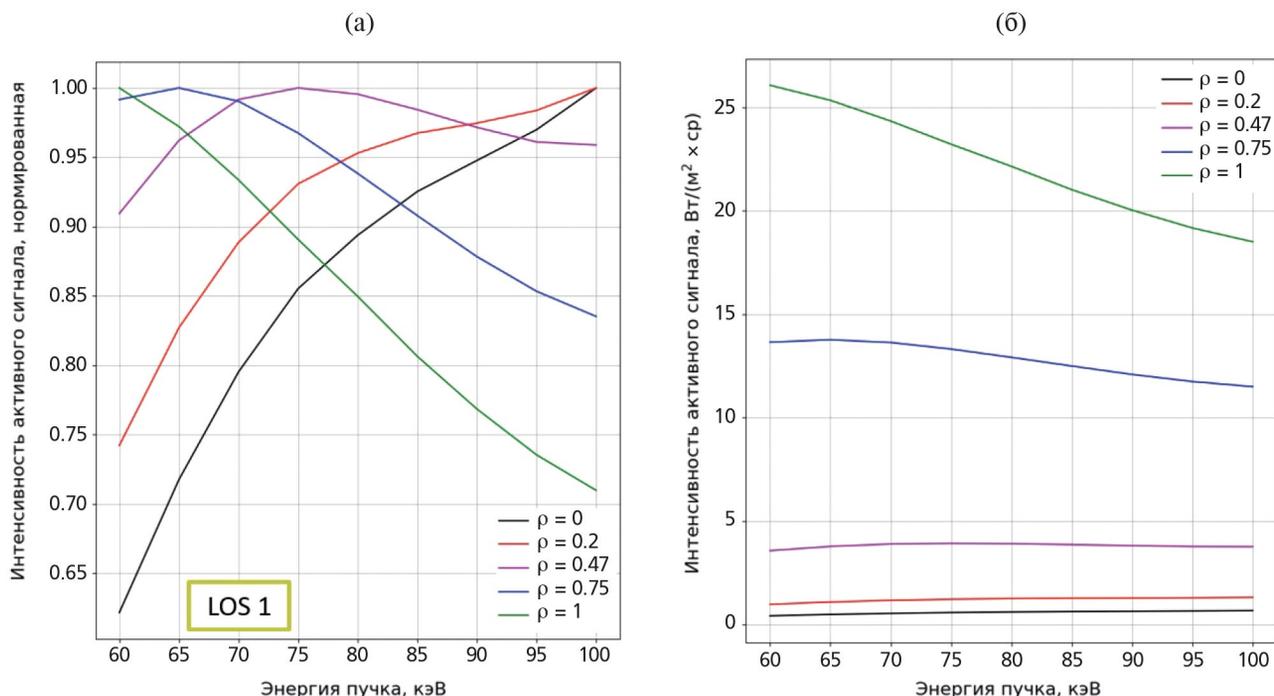


Рис. 11. Зависимость интенсивности MSE-сигнала от энергии диагностического пучка.

на центральных. Для направления наблюдения LOS4 тенденции сохраняются.

Одной из основных характеристик объектива является его диафрагменное число, которое определяет его оптическую силу. Поскольку в центральной области шнура интенсивность активного сигнала крайне мала, этот параметр должен принимать как можно меньшее значение. При этом полная светосила диагностики будет определяться наименее светосильным компонентом. Чаще всего таким элементом является спектрометр, как наиболее дорогой и сложный прибор. Для спектрометров, используемых для MSE-диагностики на токамаках, распространенными являются диафрагменные числа $<F/4.0$ [28, 29]. Используются и более светосильные приборы с диафрагменным числом $F/2.5 \dots F/3.5$ [30]. При этом наиболее светосильное спектроскопическое оборудование обладает диафрагменным числом в районе $F/2.0$ [31, 32]. Таким образом, на данном этапе разработки MSE-диагностики в системах сбора света предлагается использовать светосильную оптику с диафрагменным числом $F/3.0$.

Углы обзора для каждого из предложенных вариантов размещения систем сбора представлены на рис. 12. Для единой системы в 1 патрубке (рис. 12а) необходим собирающий объектив с углом обзора от 26 градусов при условии, что оптическая ось объектива нацелена на $\rho = 0.5$. Необходимо учесть, что при больших отклонениях от оптической оси объектива

значительно падает эффективность сбора света из-за виньетирования. Поэтому в таком положении оптической оси оптимальным было бы проектировать объективы с большими углами обзора и подавленным виньетированием. Если же в достаточной степени подавить виньетирование объектива не удастся, то оптическую ось системы сбора необходимо смещать ближе к центру плазменного шнура, поскольку количество индуцированного в этой области света на порядок ниже, чем на периферии, и необходимо использовать максимальную площадь поверхности линзы. В случае пересечения оптической оси системы сбора с пучком в области $\rho = 0.2$ угол раствора конуса для регистрации излучения по всему малому радиусу составит 37 градусов, при пересечении на $\rho = 0$ —52 градуса.

Эффективное фокусное расстояние линзы для системы LOS1 можно определить из основного уравнения геометрической оптики как $f = a/(m + 1)$, где a — длина переднего отрезка, а m — масштаб, с которым компрессуется изображение за объективом. Длина переднего отрезка определена положением системы сбора. Масштаб снизу ограничен размером патрубка, где будет располагаться изображение диагностического пучка, формируемое линзой, а сверху — требуемым пространственным разрешением при заданном диаметре входного торца оптоволокну. При минимальном отводе изображения вглубь патрубка первым зеркалом, масштаб будет ограничен $m \approx 5$ геометрией патрубков: система

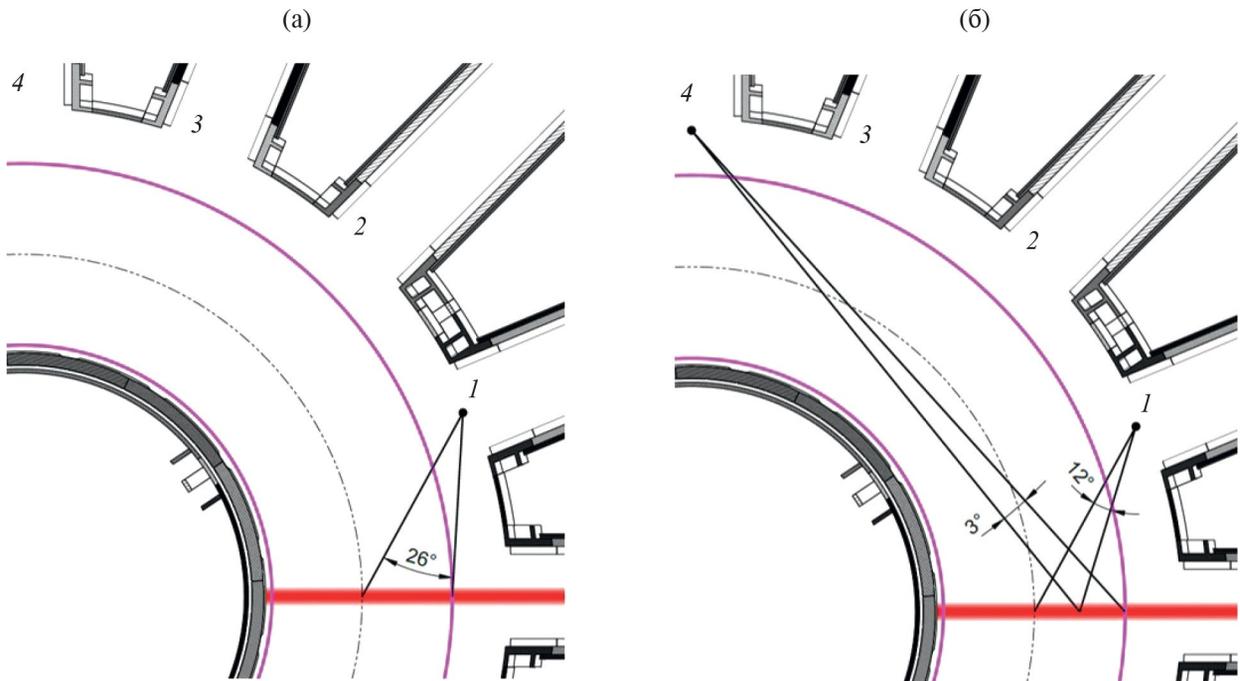


Рис. 12. Углы обзора для LOS1 и LOS4.

сбора должна поместиться в нем и при этом за узлом крепления световодов должно быть порядка 15...25 см для удобства их установки и юстировки. В таком случае эффективное фокусное расстояние составит $f = a/(m + 1) = 1690 / 6 \approx 280$ мм для центральной хорды и $f = a/(m + 1) = 1460 / 6 \approx 240$ мм. Тогда при условии $f/D < 3.0$ диаметр линзы должен лежать в пределах $D > 80...90$ мм. Задний фокальный отрезок в таком случае будет лежать в диапазоне от 300 до 340 мм.

Для раздельной системы LOS4 достаточно объективов с углами обзора 12...13 и 3...4 градуса в патрубках 1 и 4 соответственно для обеспечения пересечения областей наблюдения (см. рис. 12б). Параметры масштаба, длины заднего отрезка и т.д. для объектива в сечении 1 остаются неизменными. Для объектива в сечении 4 величина заднего отрезка также задается из соображений геометрии патрубков и ограничена необходимостью юстировки и обслуживания системы сбора. В таком случае расстояние до пучка составит порядка 4...4.5 метров и масштаб $m \approx 12...15$. При фиксированном масштабе $m = 12$ эффективное фокусное расстояние объектива и его диаметр можно определить по хорде, направленной вдоль оптической оси: $f = a/(m + 1) = 4200 / 12 \approx 350$ мм, $D > 120...140$ мм.

Более точно параметры объективов можно определить только на более поздних этапах разработки, поскольку необходимо интегрировать собирающую

оптику не только с системой зеркал для защиты от прямого потока нейтронов, но и других диагностических систем, расположенных в этом патрубке. Для обоих вариантов расположения систем сбора объективы должны быть спроектированы с коррекцией aberrаций (хроматических, астигматизма) и виньетирования.

На данном этапе разработки в качестве передающего излучения световода для MSE-диагностики предлагается использовать многоканальный оптоволоконный коллектор с апертурным углом не менее апертюры собирающей оптики. Количество каналов световода будет определяться размером сенсорной камеры и степенью компрессии изображения, переданного на входную щель спектрального прибора. Жилы для каждой хорды со стороны токамака укладываются в плотную квадратную или прямоугольную упаковку, а со стороны спектрального прибора — в одну прямую линию.

Количество жил в каждом канале световода может варьироваться в зависимости от количества доступного оборудования. Полное число жил со стороны установки ограничено изображением пучка за объективом. При радиусе пучка 6 см и масштабе 5:1 сборка жил оптоволоконна не должна превышать 6 мм по радиусу, а для масштаба 12:1 — не более 2.5 мм.

Со стороны спектрального оборудования количество жил ограничено размерами сенсоров камер, которые есть в распоряжении данной диагностики.

То есть можно организовать на каждой хорде такое количество жил, которое полностью займет целую матрицу научной камеры. Тогда, с одной стороны, увеличится количество спектрометров и камер, но с другой появится возможность уменьшить влияние шумов на результаты измерений посредством биннинга. Другой крайностью будет являться использование на каждой хорде одножильных световодов, которые все вместе будут укладываться на матрицу одной камеры. Тогда достаточно всего одного спектрального прибора, но снижается интенсивность регистрируемого сенсором сигнала. В любой ситуации отношение активного сигнала к полному очень слабо зависит от количества жил. Поэтому на данном этапе была рассмотрена возможность использования одножильного оптоволокна диаметром 400 мкм.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ

Для MSE-LS методики диагностический инжектор — наиболее технически сложный и ответственный элемент, поскольку его параметры определяют принципиальную возможность проведения измерений, а также предельные точность и пространственно-временное разрешение измеряемых величин. Поэтому моделирование активного сигнала для различных вариантов исполнения диагностического

инжектора является важным этапом разработки концепции MSE-диагностики для токамака ТРТ.

5.1. Определение влияния энергии основной компоненты на возможность MSE-измерений

При решении данной задачи в коде Cherab, согласно описанной формулами (3)—(6) и (28) модели, задавались диагностические пучки с энергией основной компоненты пучка E_0 в диапазоне от 60 до 100 кэВ, что соответствует энергиям диагностических пучков, распространенных на других установках [26, 33]. В первую очередь стоит отметить влияние данного параметра на ток атомов пучка на выходе из диагностического инжектора, которое описывается уравнением (28) и отображено на рис. 13. Из него видно, что с ростом энергии основной компоненты полный ток пучка падает на $\approx 35\%$. При этом из-за падения эффективности нейтрализации ионов водорода значительно меняется компонентный состав пучка. Начиная с энергии 86 кэВ, наибольшую долю тока пучка составляет компонента с энергией $E_0/3$. Данный факт может негативно сказываться на составе активного спектра, генерируемого пучком. Вклад каждой из компонент пучка в активный MSE-спектр на периферии плазмы (LOS1, $\rho = 1$, $E_0 = 100$ кэВ) представлен на рис. 14. Из него видно, что наиболее яркая линия в спектре излучается частицами с энергией $E_0/3$, многие линии накладываются друг на друга. Обработка такого спектра осложнена и требует

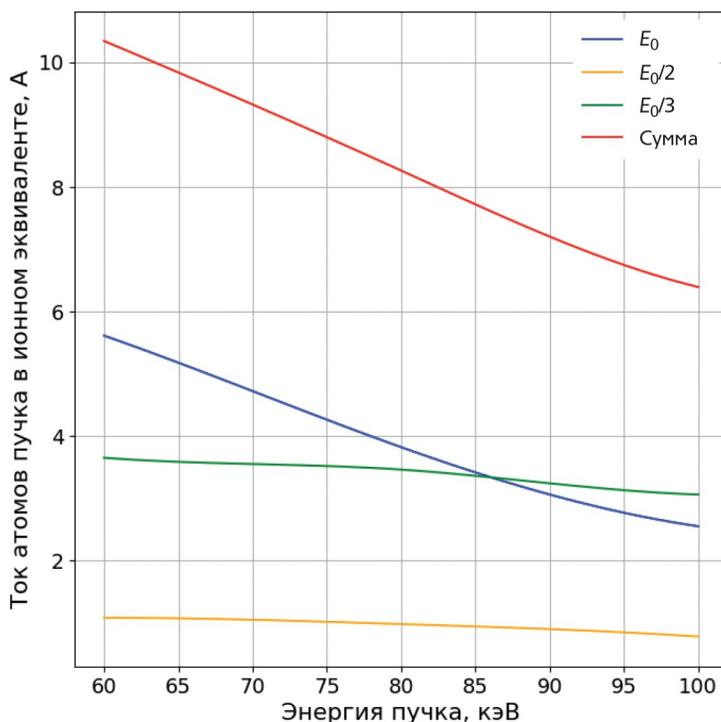


Рис. 13. Зависимость тока атомов пучка от его энергии.

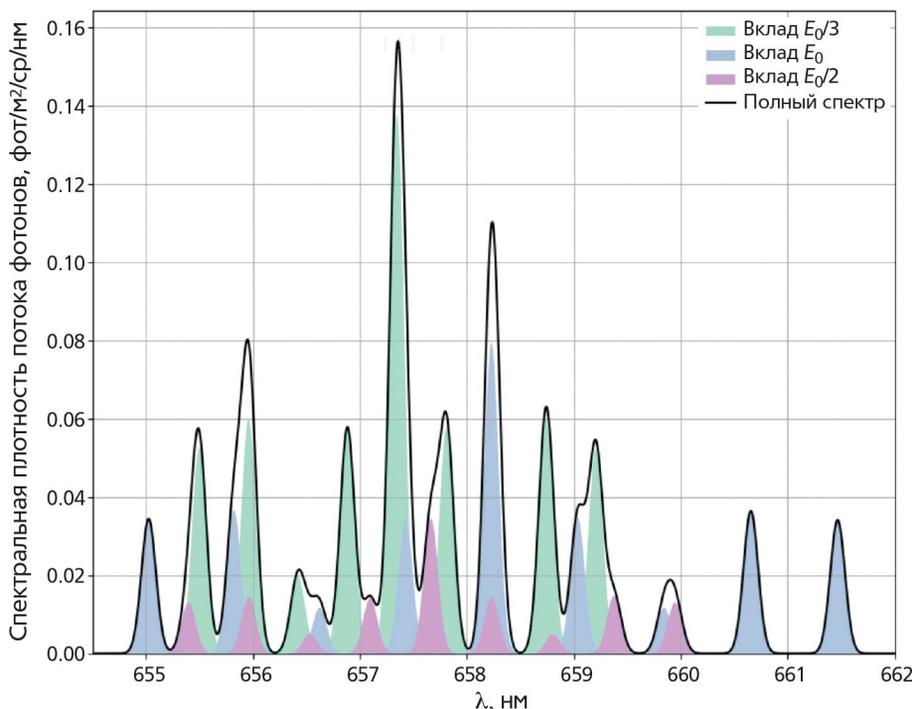


Рис. 14. Вклад в MSE-спектр отдельных компонент диагностического пучка для периферийной хорды.

достаточно точных данных о параметрах пучка в конкретном разряде. Необходимо точно знать энергию пучка, его компонентный состав и расходимость. В таком случае при решении обратной задачи остается значительно меньше свободных параметров для описания экспериментальных данных: доплеровский сдвиг спектров различных энергетических компонент пучка предсказуем, так как не зависит от параметров плазмы и магнитного поля токамака.

Для контроля параметров пучка достаточно иметь одну линию наблюдения, пересекающую ось инжекции еще во внутреннем объеме инжектора. Регистрация спектров излучения линии H_{α} пучка в этом вакуумном объеме позволит достаточно легко получать информацию о фактической энергии диагностического пучка, о компонентном составе и угловой расходимости пучка в конкретном импульсе. В диагностическом инжекторе для подобного контроля параметров должен быть предусмотрен патрубок, как это сделано в ДИНА-КИ60 [26].

При смещении зоны наблюдения к центру плазмы состав MSE-спектра будет улучшаться и к $\rho = 0$ вклад медленных компонент пучка становится практически незаметен (см. рис. 7). Это объясняется различным ослаблением компонент пучка при прохождении через плазму. Проникновение диагностического пучка в плазму ТРТ при разной энергии было промоделировано в Sherab, результаты расчетов

представлены на рис. 15. Из него видно, что при большей энергии основной компоненты снижаются потери инжектированных атомов, и большая доля пучка (в 2...3 раза) долетает до центральной области плазмы. Это происходит из-за уменьшения сечений взаимодействия атомов пучка с плазмой с ростом энергии атомов.

Помимо состава спектра, энергия основной компоненты диагностического пучка оказывает сильное влияние на доплеровский сдвиг активного MSE-спектра. В результате с ростом E_0 спектр сдвигается дальше от яркой пассивной линии D_{α} (см. рис. 9б, что позволяет снизить требования к динамическому диапазону системы регистрации. Для количественной оценки смещения активного спектра были введены три величины: ширина пассивной линии $\delta_{D_{\alpha}}$, смещение MSE-спектра (основной компоненты пучка) по краю π -компоненты δ_{π} и смещение MSE-спектра по центральной линии σ -компоненты δ_{σ} . Визуальное определение данных величин представлено на рис. 16. На нем ось ординат совпадает с центром пассивной линии D_{α} . Тогда выполнение условия $\delta_{D_{\alpha}} \ll \delta_{\pi}$ для какого-то случая означает, что активный спектр в нем сдвинут на такую величину, что отсутствует его наложение на пассивную линию плазмы. Это значительно упрощает регистрацию сигнала, поскольку сильно падает интенсивность пассивного излучения. Выполнение условия $\delta_{D_{\alpha}} \ll \delta_{\sigma}$ означает, что активный спектр смещен относительно D_{α} лишь наполовину и наложение на пассивную линию

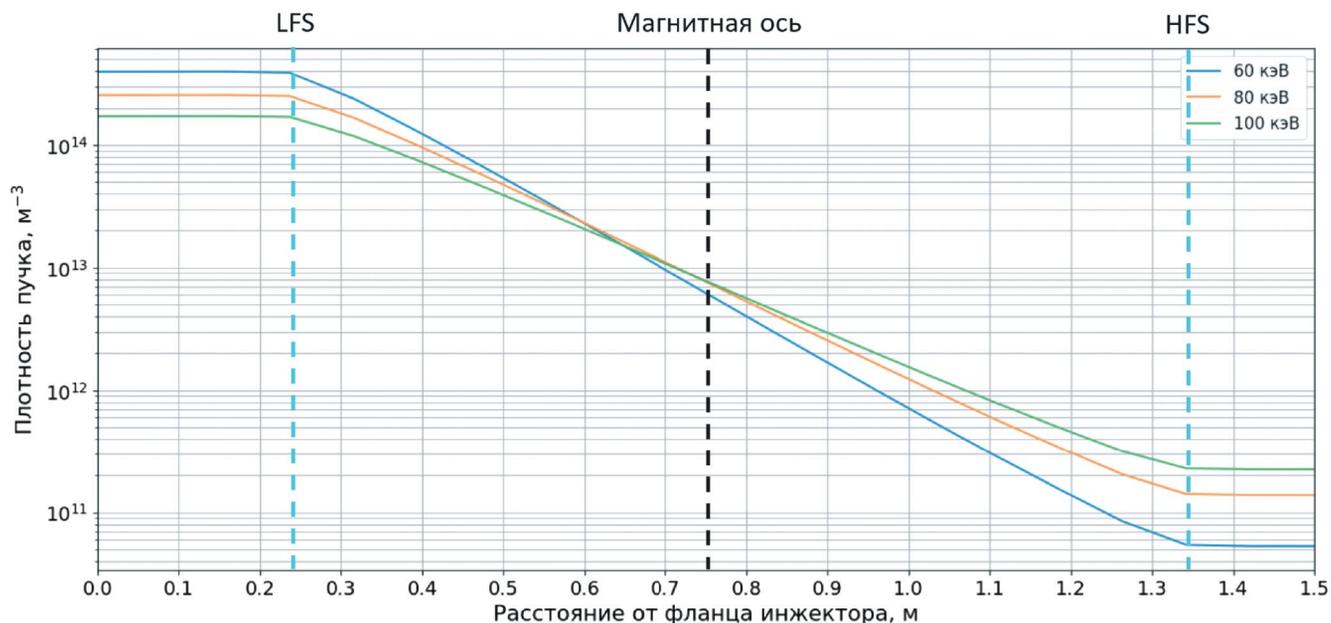


Рис. 15. Ослабление диагностических пучков разных энергий при прохождении через плазму.

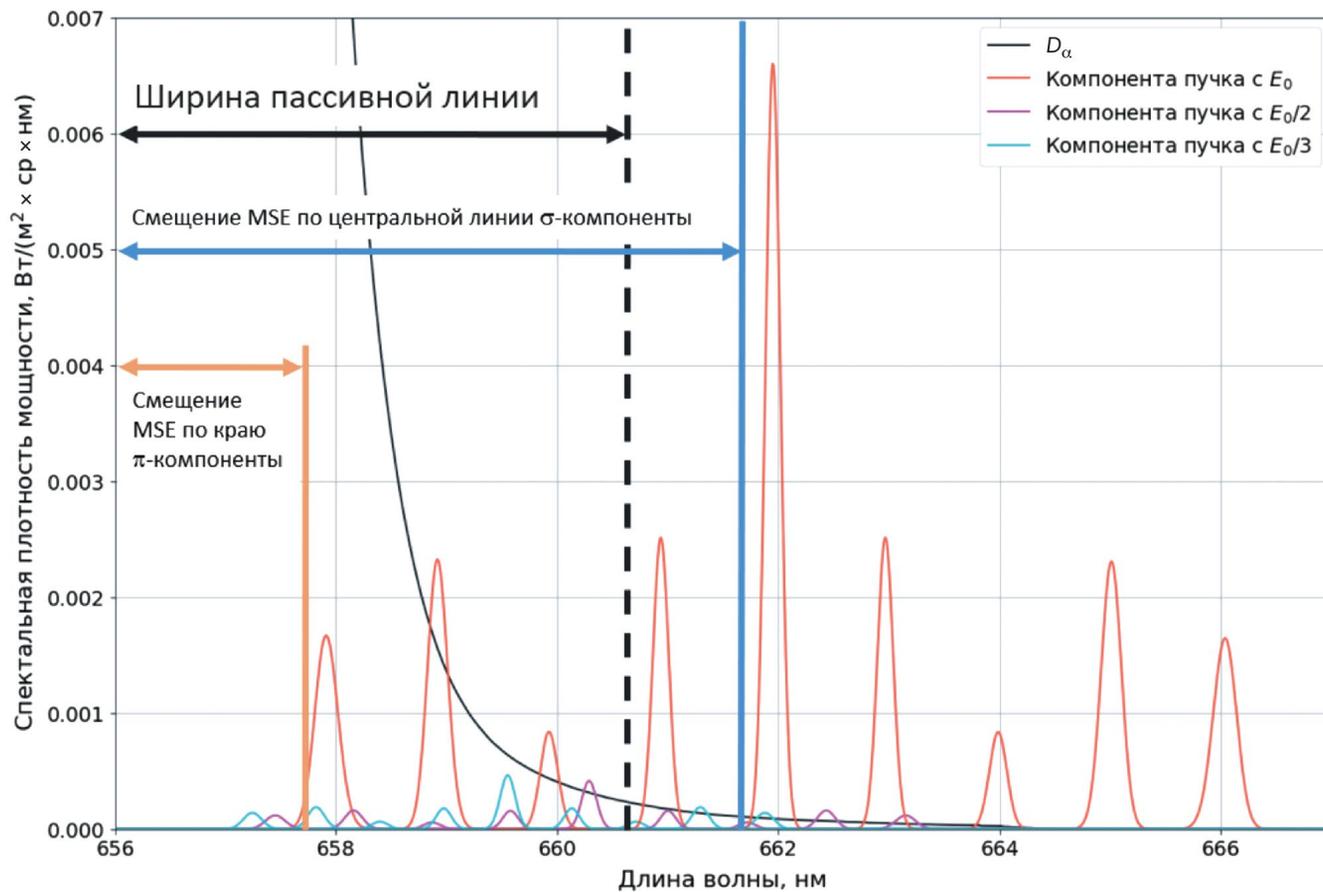


Рис. 16. Определение положения MSE-спектра относительно пассивной линии плазмы.

отсутствует у дальнего триплета л-компоненты и двух линий центрального триплета σ-компоненты (включая центральную). Второе условие менее строгое, но тоже позволяет восстановить MSE-спектр исходя из условия равенства интенсивностей левой и правой половин спектра.

Проведенное моделирование показало, что условие $\delta_{D_\alpha} \leq \delta_\sigma$ не выполняется ни для какого из выбранных направлений наблюдения, области сбора сигнала и энергии основной компоненты пучка. Результаты расчетов δ_{D_α} и δ_σ представлены на рис. 17. На них пунктирной линией изображены δ_{D_α} для всех хорд наблюдения обоих вариантов расположения систем сбора, а сплошными линиями — δ_σ . Из рис. 17 а видно, что для LOS1 при $E_0 > 70$ кэВ выполняется условие $\delta_{D_\alpha} \leq \delta_\sigma$, что означает возможность проведения MSE-измерений. Для системы наблюдения, полностью расположенной в сечении 4 относительно сечения инжекции, это значение составило 90 кэВ (рис. 17б). Для раздельной системы, расположенной в патрубках 1 и 4, данное условие выполняется для всех соответствующих хорд наблюдения при $E_0 > 70$ кэВ.

Таким образом, энергия основной компоненты диагностического пучка должна быть не меньше 70 кэВ. Однако возрастающая зависимость интенсивности MSE-сигнала от E_0 говорит о том, что более высокие энергии пучка (90...100 кэВ) могли бы упростить измерения параметров плазмы методом MSE-LS.

5.2. Ограничение взаимного расположения диагностического и нагревного инжекторов

На токамаке ТРТ планируется организовать комплекс дополнительного нагрева плазмы, который будет включать несколько нагревных инжекторов с энергией быстрых атомов 250 или 500 кэВ [34]. Тангенциальное направление их инжекции создает по тороидальному обходу шнура достаточно большую область, в которой хорды наблюдения будут пересекаться хордами наблюдения MSE-диагностики. В некоторых положениях при этом спектр излучения нагревного пучка будет накладываться на MSE-спектр диагностического пучка. Поэтому, чтобы избежать подобной ситуации, было проведено совместное моделирование излучения диагностического и нагревного пучков при различном их взаимном расположении. Модель задавалась в соответствии с представленной на рисунке 18 схемой. Диагностический пучок инжектировался радиально по центру экваториального патрубка в плоскости магнитной оси шнура. С него начиналась нумерация диагностических сечений, возрастающая против часовой стрелки. Нагревные пучки инжектировались в камеру тангенциально вдоль центра косых патрубков, предусмотренных для данной цели на эскизных чертежах вакуумной камеры. В модели было учтено наличие двух источников ионов в каждом нагревном инжекторе. Они были разнесены по вертикали и направлены

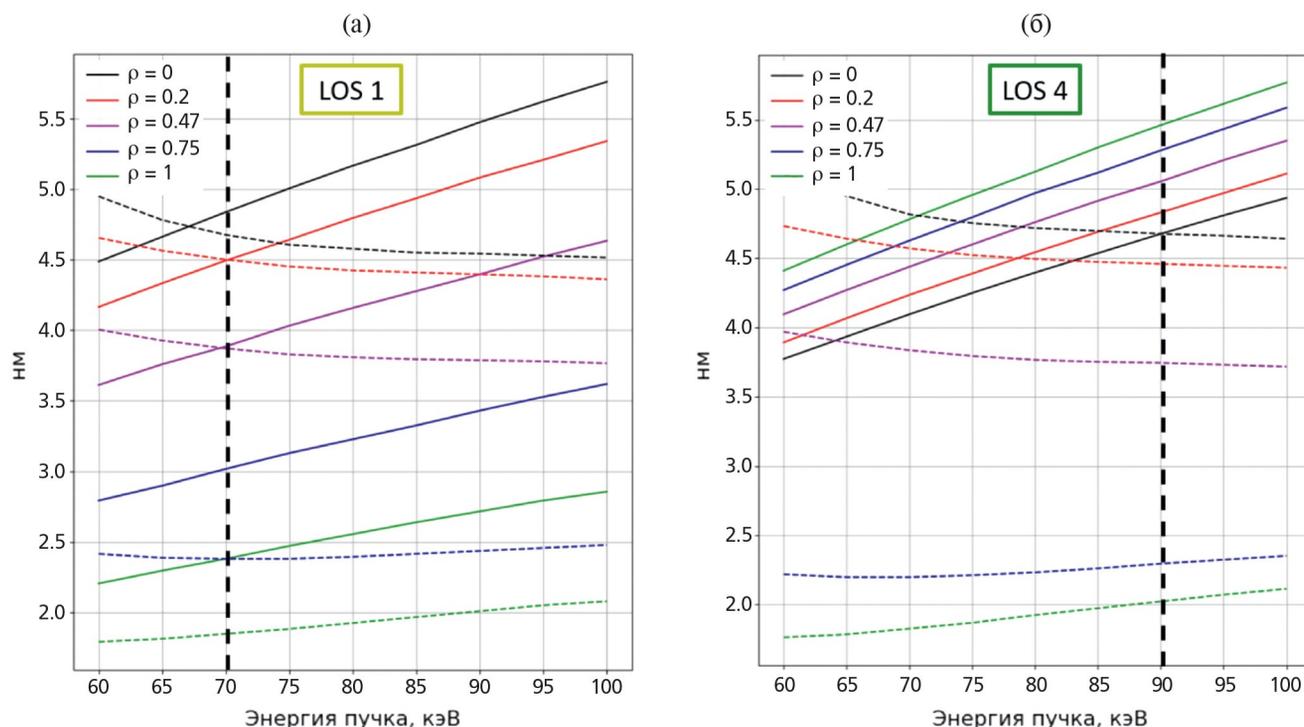


Рис. 17. Отступ MSE-спектра по центральной линии σ-компоненты (сплошные кривые) и ширина фоновой линии D_α (штриховые кривые) для хорд наблюдения систем сбора 1 (слева) и 4 (справа).

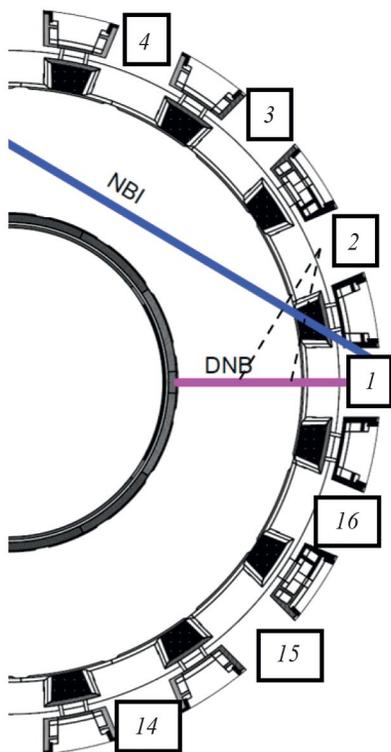


Рис. 18. Направление инжекции нагревного пучка и нумерация диагностических сечений.

на магнитную ось плазмы, как это представлено на рис. 3 в работе [34]. Излучение моделировалось для

хорд систем сбора LOS1 и LOS4. Исследование заключалось в расчете набора спектров при различном взаимном положении нагревного и диагностического пучков. Для этого нагревные пучки смещались из одного сечения в следующее поворотом относительно оси токамака на 22.5 градуса (тороидальный угол между диагностическими сечениями).

В результате моделирования спектров излучений DNB и NBI были определены два варианта наложения спектров друг на друга:

- 1) наложение на MSE-спектр диагностического пучка активной линии нагревного пучка;
- 2) наложение на MSE-спектр диагностического пучка линии D_{α} , испускаемой плазмой при перезарядке на нагревном пучке (CX-спектр).

Варианты расположения нагревного инжектора, при которых реализуются данные ситуации, представлены на рис. 19. Всего для системы сбора LOS1 было установлено два нежелательных варианта размещения нагревного пучка относительно диагностического: в сечении 1 накладываются MSE-спектры DNB и NBI, а в сечении 13 на MSE-спектр диагностического пучка накладывается CX-спектр от нагревного. Для LOS4 нежелательных сечений 3: в сечениях 3, 4 и 16 накладываются MSE-спектры. В сечении 16 дополнительно накладывается и CX-спектр от NBI.

С учетом представленных данных на этапе концептуальной разработки MSE-диагностики

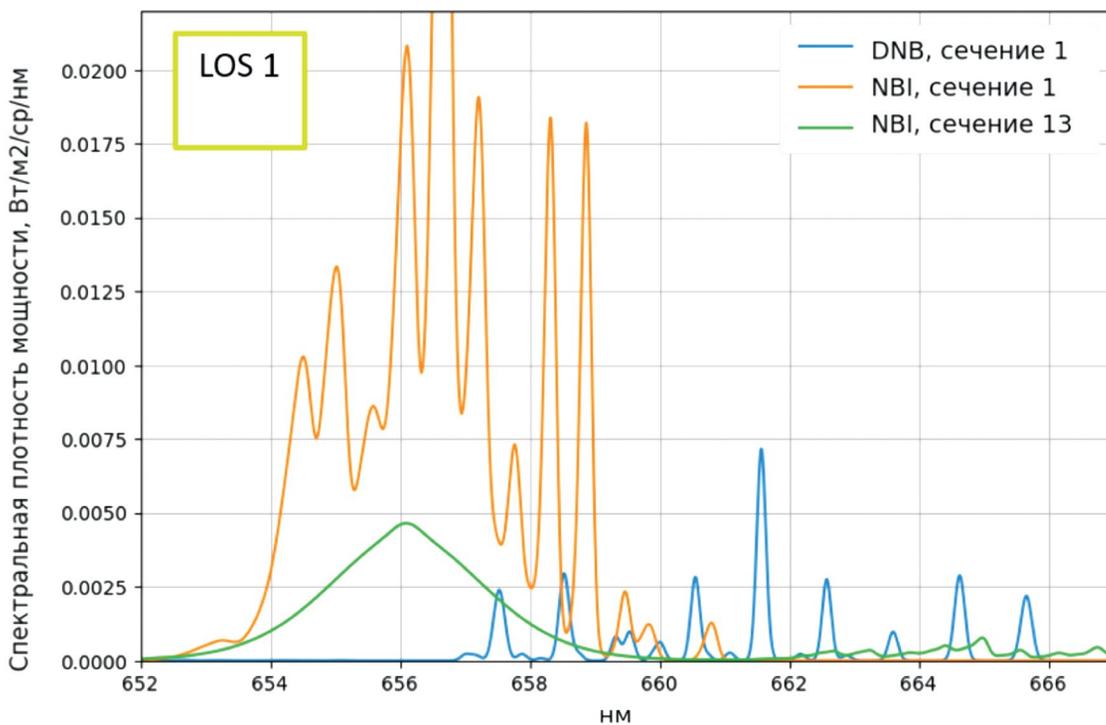


Рис. 19. Варианты наложения спектров от NBI на MSE-спектр от диагностического пучка.

к диагностическому инжектору быстрых атомов были сформулированы следующие требования:

- 1) энергия основной компоненты — 90...100 кэВ;
- 2) полный ток пучка в атомах — 6.4...7.2 А;
- 3) эффективный радиус — 5.7...6.0 см;
- 4) расположение в патрубке, для которого не наблюдается наложение спектров от DNB и NBI.

6. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ MSE-СИГНАЛА

Систему регистрации MSE-сигнала можно разделить на две основные части.

1. Спектрометр, включающий в себя входную щель, объективы и дифракционную решетку.

2. Научная камера.

Для оценки необходимых параметров этих элементов данного узла было проведено моделирование сбора света с учетом влияния на регистрируемый спектр формы хорды и оптики для системы сбора LOS1. Схема сбора света из плазмы токамака ТРТ представлена на рис. 20. Вместо бесконечно тонкой хорды наблюдения задавалась расходящаяся хорда с апертурным углом достаточным для того, чтобы в область видимости попадал весь собирающий объектив. Положение центра собирающей оптики задавалось в соответствии с предыдущим этапом моделирования, а положение торца световода выставлялось таким образом, чтобы хорда была сфокусирована в центре

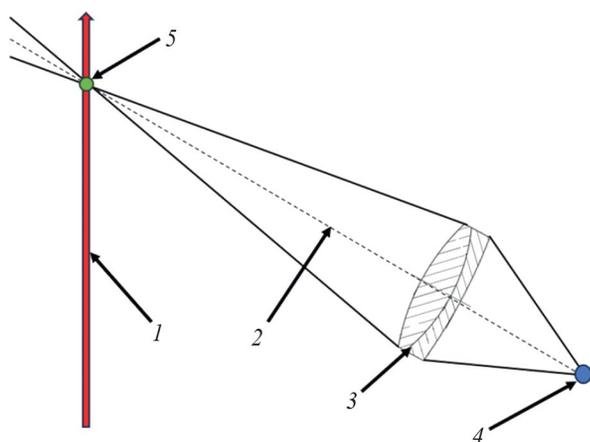


Рис. 20. Схема моделирования спектра с учетом формы хорды, собирающей оптики и отражений.

диагностического пучка. Необходимое положение “зрачка” определялось при помощи функционала Raysect — LoggingRay. Также были учтены отражения от стенок камеры для всех компонент спектра.

На этапе концептуальной разработки в качестве собирающей оптики для фокусировки хорды использовалась склейка из двух линз с известной оптической схемой и материалами из базы Raysect. Характеристики линз перечислены в табл. 1. При моделировании для каждой хорды склейка поворачивалась так, чтоб ее оптическая ось совпадала с центром хорды наблюдения для избежания сферических aberrаций. Для LOS1 при данной схеме было проведено моделирование сбора света для трех хорд наблюдения направленных на три области плазменного шнура: $\rho = 0$, $\rho = 0,5$ и $\rho = 1$. Результаты моделирования в диапазоне длин волн 654...665 нм представлены на рис. 21. Из него видно, что для центральной хорды величина пассивного сигнала в ≈ 2.5 раза больше, а активного в ≈ 25 раз меньше по сравнению с хордой, направленной на $\rho = 1$.

После моделирования сбора света была проведена его обработка, учитывающая влияние системы регистрации на сигнал. Для этого полученные спектральные плотности мощности излучения были пересчитаны в спектральные плотности фотонного потока. Полученные распределения были затем свернуты с аппаратной функцией спектрального прибора. На данном этапе в качестве предполагаемого спектрометра, который можно использовать для MSE-диагностики на установке ТРТ, был принят светосильный спектрометр с высоким спектральным разрешением, основанный на решетке Эшелле с 200 штр/мм и работающей в высоких порядках дифракции (11...14). Его входная линза имеет фокусное расстояние 370 мм, а выходная — 260 мм. Он обладает значением дисперсии $5 \text{ \AA}/\text{мм}$ в районе линии H_{α} , предельным спектральным разрешением $0,2 \text{ \AA}/\text{мм}$, а его диафрагменное число равно $F/3,2$. В работе [30] для аналогичного спектрометра был получен приборный контур, который учитывает искажения, которые вносят в спектр входная щель, объективы и дифракционная решетка прибора. Контур был получен при ширине щели 400 мкм, которая равна диаметру световода в модели, и представлен на рис. 22. Его ширина на полувысоте составляет $1,9 \text{ \AA}$, что значительно меньше ширин спектральных линий,

Таблица 1. Характеристики линз, использованных при моделировании сбора света для LOS1

Параметр	Спектральный диапазон	Диаметр	Фокусное расстояние	Диафрагменное число	Радиус кривизны входной поверхности	Радиус кривизны выходной поверхности
Линза А	400...700 нм	75 мм	200 мм	F/2,67	96.37 мм	118.81 мм
Линза Б	400...700 нм	75 мм	200 мм	F/2,67	288.97 мм	-96.37 мм

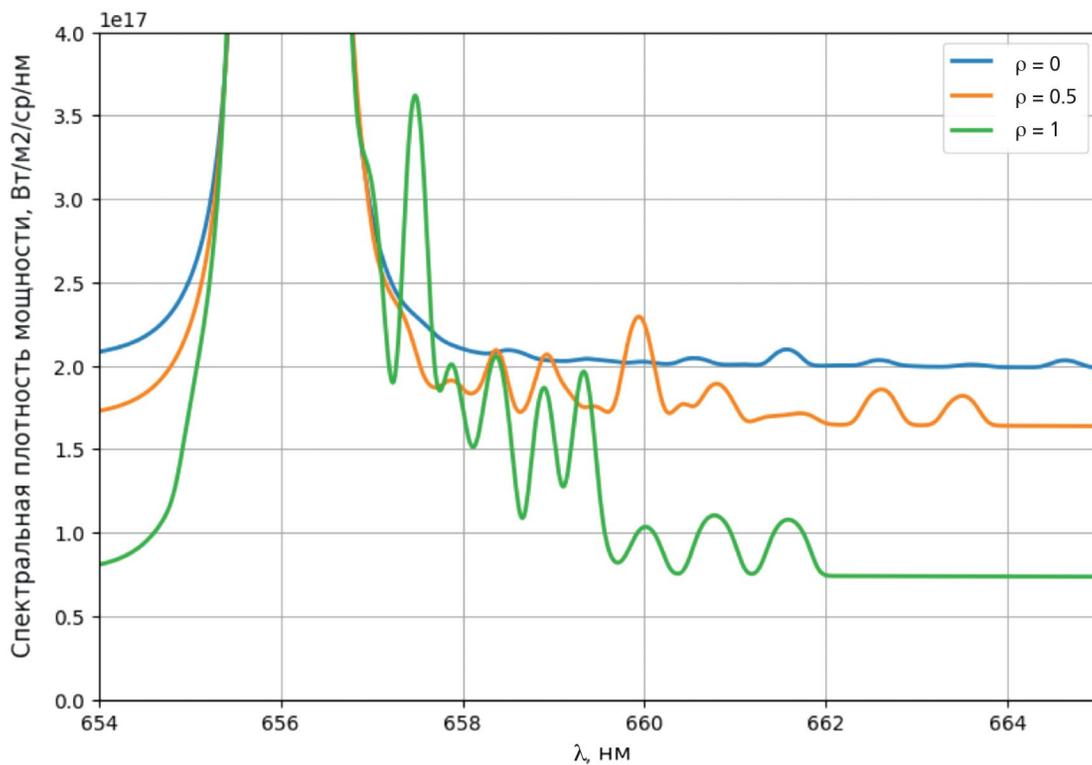


Рис. 21. Результаты моделирования сбора света из плазмы токамака ТРТ.

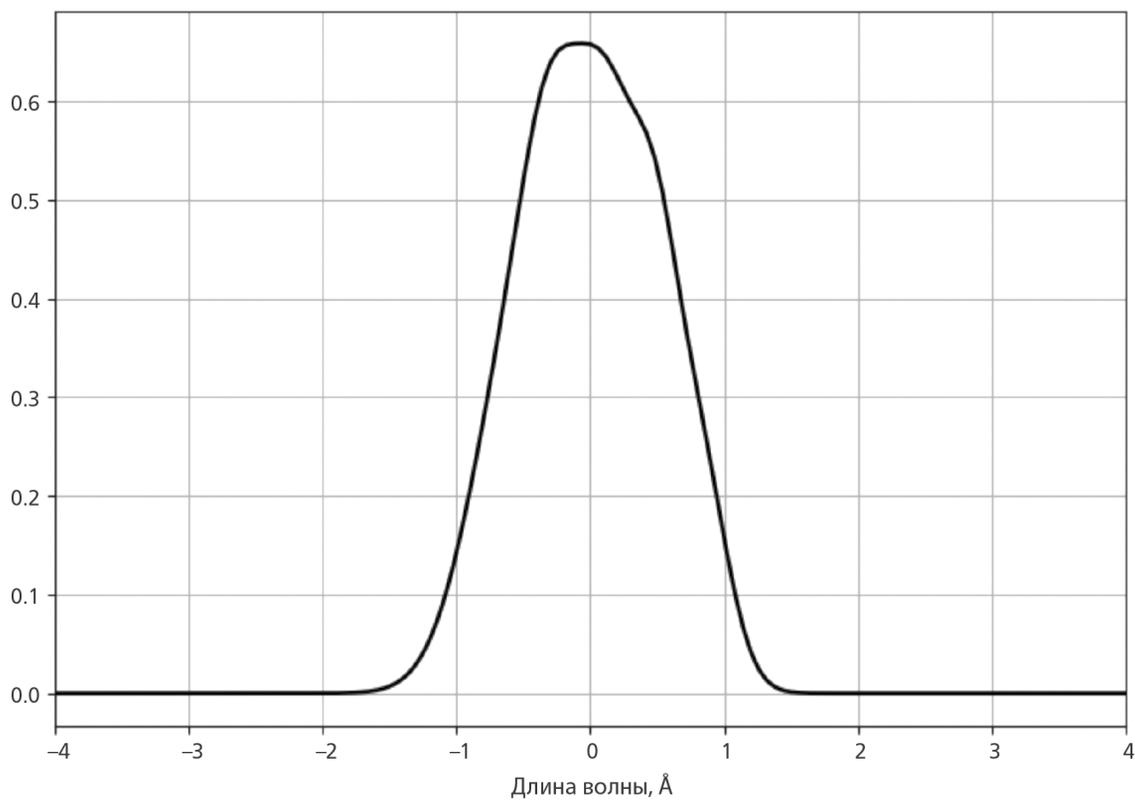


Рис. 22. Приборный контур спектрометра, использованный в модели.

полученных в результате моделирования. Таким образом, при “прохождении спектрометра” регистрируемый спектр слабо изменяется. Наиболее сильное влияние заметно на спектре, рассчитанном для периферийной хорды. В качестве примера результат свертки для этой хорды представлен на рис. 23. И него видно, что учет приборного контура немного сгладил спектр, но не привел к переналожению линий.

После учета влияния спектрального прибора на форму сигнала свернутый с приборным контуром спектр был проинтегрирован по матрице камеры.

В качестве нее была выбрана EMCCD-камера с разрешением 512×512 пикселей размером 24 мкм квантовой эффективностью 90%. Общее пропускание всей системы от входных торцов световодов до выходного объектива спектрометра принято равным 7%, что соответствует ожиданиям пропускания схожих систем на других установках [35]. Количество счетов в секунду, которое в таком случае будет регистрировать камера для рассматриваемых хорд, представлено на рис. 24.

Далее сигналы на кадрах без активного сигнала и с ним были зашумлены с помощью статистического

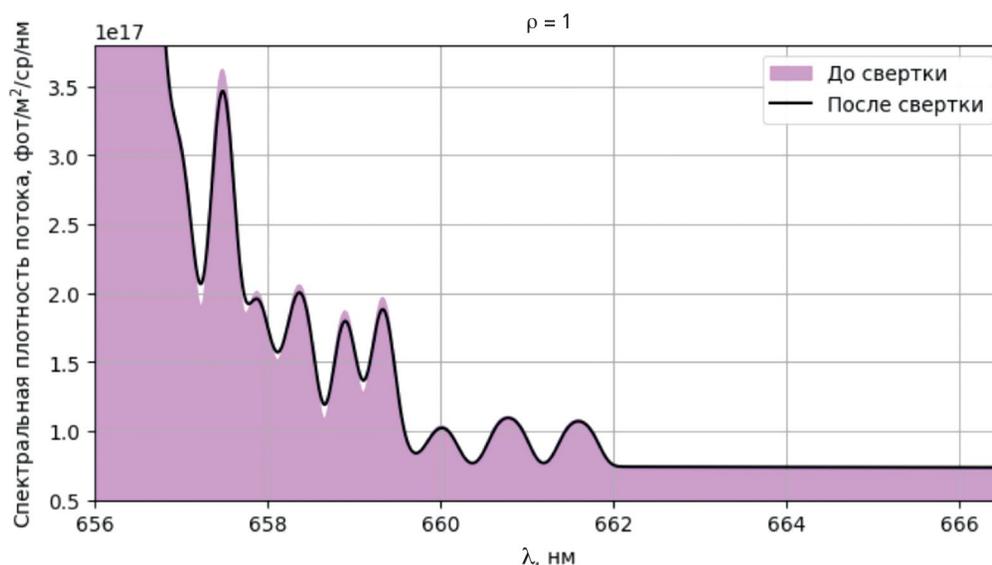


Рис. 23. Сравнение расчетного спектра до и после прохождения спектрометра.

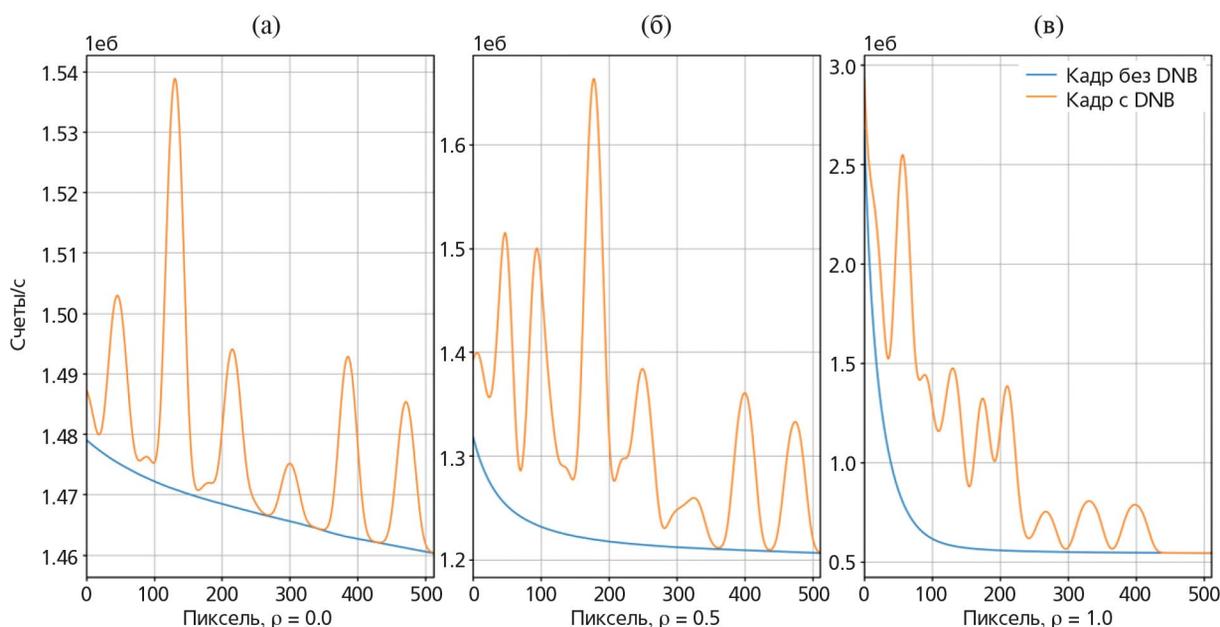


Рис. 24. Активный и пассивный кадры на матрице для трех хорд наблюдения.

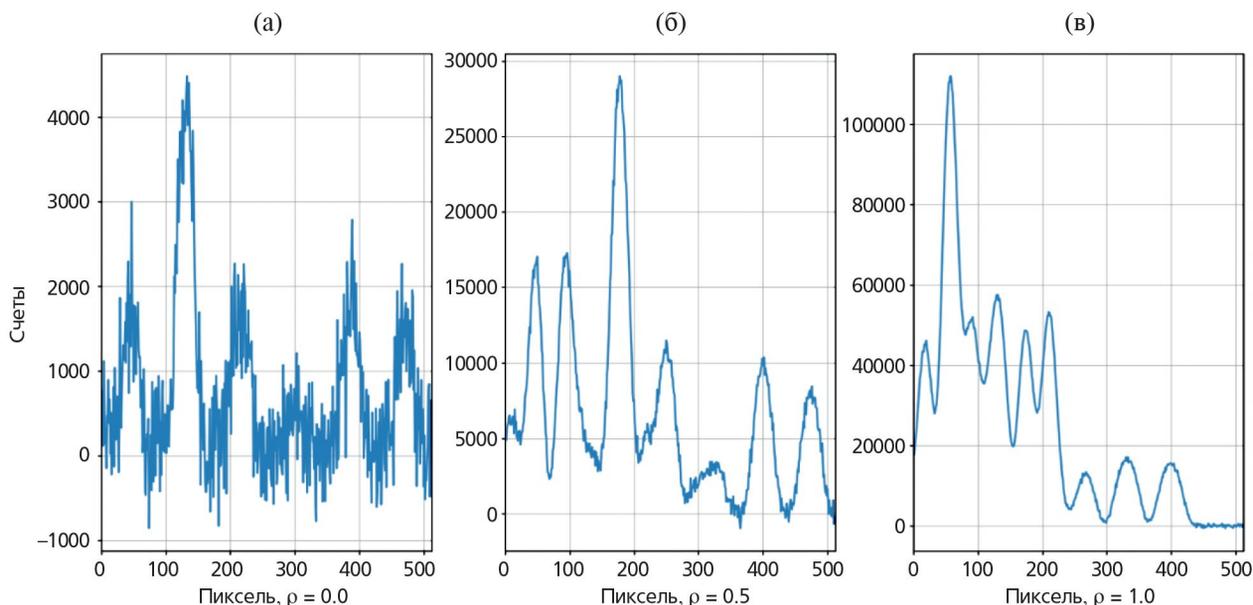


Рис. 25. Разностный сигнал при времени выдержки 50 мс.

шума, который представляет собой добавку в виде случайной величины с нормально распределенной плотностью вероятности, математическим ожиданием, равным нулю, и стандартным отклонением, равным квадратному корню амплитуды сигнала в данной точке матрицы. Используя принцип временной разностной схемы из зашумленных сигналов на матрице, был получен разностный сигнал, который содержит только зашумленный активный сигнал. На рис. 25 представлены разностные сигналы для выбранных хорд при времени интегрирования 50 мс. Из него видно, что при данном значении выдержки уровень сигнала по центральной хорде наблюдения достаточно низок и значительно зашумлен. Для центральной и периферийной хорд отношение сигнал-шум значительно выше.

7. АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ MSE-ИЗМЕРЕНИЙ

Для оценки эффективности измерений параметров плазмы методикой MSE-LS была проведена оценка пространственного и временного разрешений, которые можно ожидать при реализации MSE-диагностики согласно представленной в данной работе концепции.

Пространственное разрешение оценивалось как расстояние в радиальном направлении между внешней и внутренней магнитными поверхностями, которые пересекает хорда наблюдения на входе и на выходе из диагностического пучка, где точки входа и выхода определяются эффективным диаметром пучка. Результаты оценки пространственного разрешения для систем сбора LOS1 и LOS4 представлены

на рис. 26. Полученные значения обусловлены совокупностью факторов: во-первых, это необходимость расположения хорд наблюдения под большим углом к пучку для достижения смещения активного спектра относительно фонового. Во-вторых, это достаточно большой диаметр диагностического пучка (около 12 см) и направление его инжекции. Для достижения более высокого пространственного разрешения необходимо рассмотреть возможность наблюдения за пучком в полоидальном направлении либо поворота оси инжекции по тороидальному углу.

Для определения временного разрешения, которое может быть достигнуто с использованием диагностического оборудования в составе и с характеристиками, представленными в данном разделе отчета, для рассматриваемых хорд был проведен расчет зависимости отношения сигнал-шум (SNR) от времени экспозиции. SNR определялся как отношение полувысоты наиболее яркой линии активного спектра на сенсоре к стандартному отклонению наложенного шума. Результаты расчетов представлены на рис. 27. Из него видно, что для центральной хорды величина SNR лежит в пределах 2...14, а для хорд, нацеленных на $\rho = 0.5$ и $\rho = 1$ принимает на 1...2 порядка большие значения. При заданном отношении сигнал-шум временное разрешение MSE-диагностики будет разным для каждой хорды наблюдения, что тоже говорит в пользу разделения систем регистрации на несколько обособленных по областям наблюдения за плазменным шнуром. Если принять достаточным для определения параметров

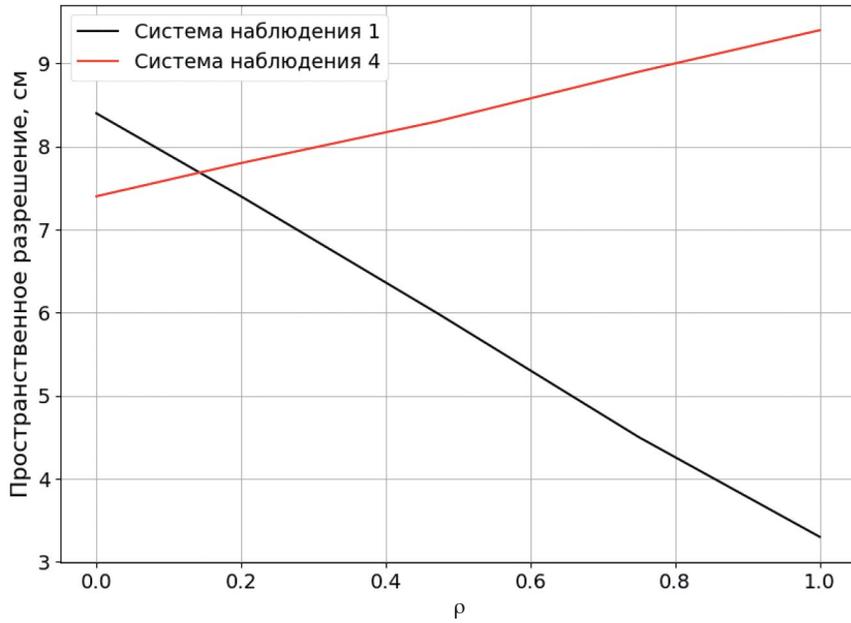


Рис. 26. Результат оценки пространственного разрешения MSE-измерений.

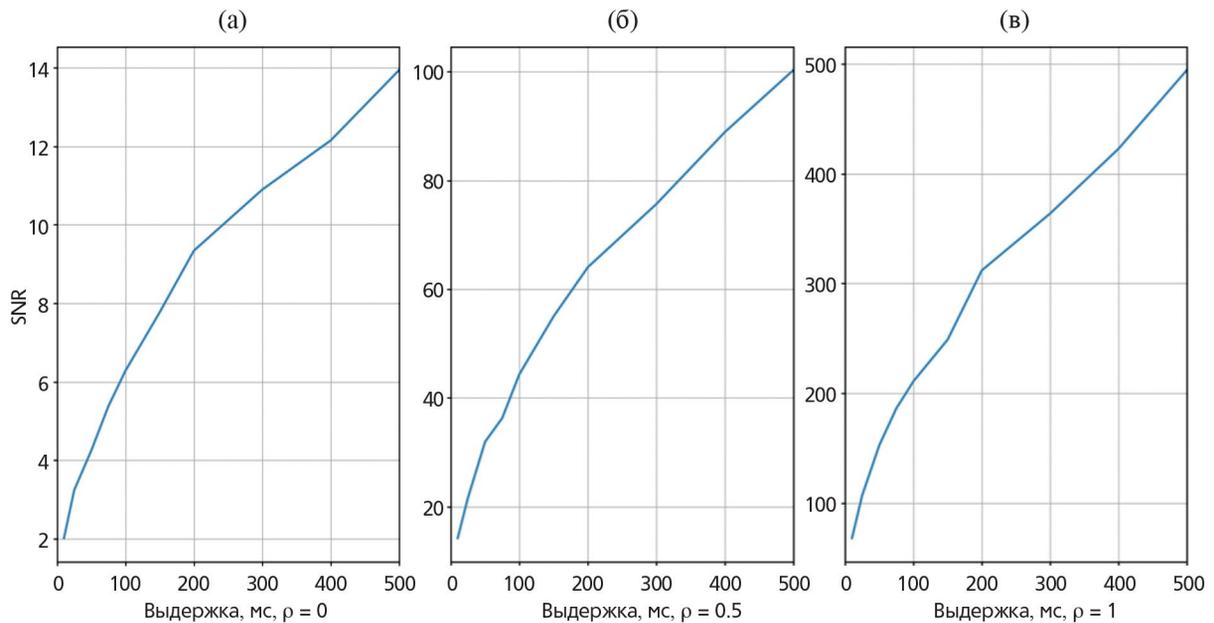


Рис. 27. Зависимость отношения сигнал-шум от длины выдержки.

плазмы с необходимой точностью значение $SNR = 5$ по центральной хорде, то временное разрешение диагностики составит 65 мс.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для формулирования концепции диагностики MSE для токамака ТРТ было проведено моделирование MSE-спектров и сопутствующих фоновых сиг-

налов с учетом отражения излучения от внутренних поверхностей вакуумной камеры. По результатам анализа модельных спектров предложены схемы расположения систем сбора и параметры собирающей оптики: углы обзора, фокусные расстояния, диафрагменные числа. Определены положения диагностического инжектора относительно нагревных и определена нижняя граница энергии основной компоненты диагностического пучка, при которой

удается достаточно сдвинуть MSE-спектр относительно пассивной D_{α} линии плазмы, основной вклад в которую даёт отраженное излучение из дивертора: 70 кэВ. Получен разностный сигнал для светосильного спектрального прибора с диафрагменным числом $F/3.2$ и научной EMCCD-камеры. Оценены пространственное и временное разрешения диагностики, которые составили 65 мс и 6...8 см соответственно.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Моделирование MSE-спектров выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 970.
2. Levinton F. M., Fonck R. J., Gammel G. M., Kaita R., Kugel H. W., Powell E. T., and Roberts D. W. // Physical Review Letters, 1989. V. 63. № 19. P. 2060.
3. Крупин В. А., Иванов С. Н., Медведев А. А., Мялтон Т. Б., Стрелков В. С., Чаклин В. А. // Препринт ИАЭ- 5940/7, М.: РНЦ “Курчатовский институт”. 1995. с.
4. Howard Yung-Hao Yuh, Ph. D Thesis // Massachusetts Institute of Technology, 2005. 271 p.
5. Howard J., Michael C., von Nessi G. and Thorman A. // Journal of the Korean Physical Society. 2014. V. 65. P.1257.
6. Wolf R. C., Bock A., Ford O. P., Reimer R., Burckhart A., Dinklage A., Hobirk J., Howard J., Reich M. and Stober J. // JINST. 2015. V. 10. P10008.
7. Galushkin Yu.I. // Soviet Astronomy Journ. 1970. V. 14. № 2. P. 301.
8. Carr M., Meakins A., Bernert M., David P., Giroud C., Harrison J., Henderson S., Lipschultz B., Reimold F., EUROfusion // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. 083506. <https://doi.org/10.1063/1.5031087>, <https://www.cherab.info>
9. Meakins A., Carr M. raysect/source: v0.7.0 Release (Version v0.7.0) — Zenodo, 2020, <https://doi.org/10.5281/zenodo.1341346>, <https://raysect.org>
10. Summers H. P. The ADAS User Manual, version 2.6, 2004, <http://www.adas.ac.uk>, <https://open.adas.ac.uk/>
11. Marchuk O., Ralchenko Yu., Janev R. K., Biel W., Delabie E. and Urnov A. M. // J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys., 2009. Vol. 43. № 1.
12. Von Hellermann M., de Bock M., Marchuk O., Reiter D., Serov S. and Walsh M. // Atoms, 2019. V. 7. P. 30. <https://doi.org/10.3390/atoms7010030>
13. Blom A., Jupen C. // Plasma Phys. Control. Fusion.2002. V. 44. P. 1229. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>.
14. Kukushkin A. S., Pacher H. D., Kotov V., Pacher G. W., Reiter D. // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86. № 12. P. 2865. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
15. Lomanowski B. A., Meigs A. G., Sharples R. M., Stamp M., Guillemaut C. and JET Contributors // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 123028. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>
16. Ida T., Ando M., Toraya H. // Journal of Appl. Crystallography. 2000. V. 33. P. 1311. <https://doi.org/10.1107/s0021889800010219>
17. Hutchinson I. H. Principles of Plasma Diagnostics / Second Ed., Cambridge University Press, 2002. ISBN: 9780511613630, <https://doi.org/10.1017/CBO9780511613630>
18. De Avillez M. A., Breitschwerdt D. // Astron. Astrophys.,2015. V. 580. P. A124.
19. Carson T. R. // Astron. Astrophys. 1988. V. 189. P. 319.
20. Pereverzev G. V., Yushmanov P. N. ASTRA — Automated System for TRansport Analysis. Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik. IPP-Report, IPP 5/98, February 2002; https://w3.pppl.gov/~hammett/work/2009/As-tra_ocr.pdf.
21. Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 986.
22. Cook R. L., Torrance K. E. // ACM Transactions on Graphic.1982. V. 1. P. 7. <https://doi.org/10.1145/357290.357293>
23. Karhunen J., Carr M., Harrison J. R., Lomanowski B., Balboa I., Carvalho P., Groth M., Huber A., Matthews G. F., Meakins A., Silburn S. and JET Contributors // Rev. Sci. Instrum.2019. V. 90. P. 103504. <https://doi.org/10.1063/1.5118885>.
24. Neverov V. S., Khusnutdinov R. I., Alekseev A. G., Carr M., De Bock M., Kukushkin A. B., Lovell J., Meakins A., Pitts R., Polevoi A. R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 115014. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>
25. Berkner K. H., Pyle R. V., Stearns J. W.// Nucl. Fusion. 1975. V. 15.P. 249.
26. Stupishin N. V., Deichuli P. P., Ivanov A. A., Abdrashitov A. G., Abdrashitov G. F., Rashenko V. V.,

- Zubarev P. V., Gorbovsky A. I., Mishagin V. V., Kapitonov V. A., Krupin V. A., Tulinin G. N. // *Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS)*, 2016.
27. Delabie E., Brix M., Giroud C., Jaspers R. J. E., Marchuk O., O'Mullane M. G., Ralchenko Yu., Surrey E., von Hellermann M. G., Zastrow K. D. // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2010. V. 52. P. 125008.
28. Jakubowska K., De Bock M., Jaspers R., von Hellermann M., Shmaenok L. // *Rev. Sci. Instrum.*, 1 October 2004. V. 75. № 10. P. 3475.
29. René Reimer, *Doctoral Thesis* // Ernst-Moritz-Arndt-Universität, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 16.05.2017.
30. Klyuchnikov L. A., Krupin V. A., Nurgaliev M. R., Nemets A. R., Zemtsov I. A., Tugarinov S. N., Naumenko N. N. // *Rev. Sci. Instrum.* 2017. V. 88. № 9. P. 093508.
<https://doi.org/10.1063/1.5001490>
31. Uzun-Kaymak I. U., Fonck R. J., McKee G. R. // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. № 10. 10D526.
<https://doi.org/10.1063/1.4733548>
32. Holcomb C. T., Makowski M. A., Jayakumar R. J., Allen S. A., Ellis R. M., Geer R., Behne D., Morris K. L., Seppala L. G., Moller J. M. // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. № 10. 10E506.
<https://doi.org/10.1063/1.2235812>
33. Listopad A., Davydenko V., Ivanov A., Mishagin V., Coenen J., Savkin V., Shulzhenko G. and Uhlemann R. // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. № 2. 02B707.
34. Бельченко Ю. И., Бурдаков А. В., Давыденко В. И., Горбовский А. И., Емелев И. С., Иванов А. А., Санин А. Л., Сотников О. З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 1031.
35. Krupin V., Zemtsov I., Nurgaliev M., Klyuchnikov L., Nemets A., Ivanov A., Stupishin N., Naumenko N. and Tugarinov S // *Journal of Instrumentation*. 2020. V. 15. C02027.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/C02027>

The Concept of the MSE Diagnostic at the TRT Tokamak Facility

I. A. Zemtsov^{a, b, *} (ORCID: 0000-0001-9519-9750),

V. S. Neverov^a (ORCID: 0000-000-9519-9750),

A. R. Nemets^a (ORCID: 0000-0002-3163-7288),

V. A. Krupin^a, A. A. Pshenov^c (ORCID: 0000-000-8527-5940), V. I. Davydenko^d,

N. V. Stupishin^d

^a National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, 123098 Russia

^b Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

^c ITER Organization, Route de Vinon-sur-Verdon, St. Paul Lez Durance Cedex, France

^d Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia

* e-mail: zemtsov_ia@nrcki.ru

The possibility of carrying out measurements of plasma parameters in a tokamak with reactor technologies (TRT) by means of the technique based on the Stark effect by resolving the spectrum of the split lines of Balmer series emitted by fast hydrogen atoms injected into plasma is analyzed. The code containing the models of emission applicable for the high-temperature tokamak plasma, along with the library of functions for the ray-tracing simulation of geometric optics, was used. Simulation of spectra of active neutral beam emission and plasma emission, both as a result of charge exchange on beam atoms and passive one, taking into account reflections from the plasma facing vessel elements, allowed determining parameters of the diagnostic injector and relative position of the light-collection systems and heating injectors for which the useful and background spectra could be separated. The signal gathered by the detector is simulated. The shape of the visual angle along the line of sight, optical properties of the lens materials, the instrumental function of the spectral device, the sensor characteristics, and statistical noise of the signal are taken into consideration. Based on the obtained results, a preliminary concept of the motional Stark effect (MSE) diagnostic for the tokamak with reactor technologies is proposed.

Keywords: thermonuclear fusion, tokamak, TRT, plasma diagnostics, MSE diagnostics, spectroscopy