

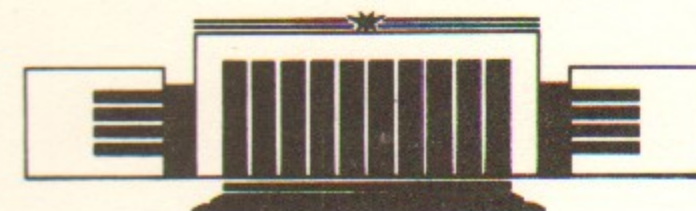


20
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

А.А. Кабанцев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО
АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА
ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ПЛАЗМЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ

ИЯФ 94-35



НОВОСИБИРСК

**Использование диагностического
атомно-молекулярного пучка изотопов водорода
для определения электрических и магнитных полей
в плазме открытой ловушки**

А.А. Кабанцев

630090, Новосибирск, Россия
Институт ядерной физики

Аннотация

Предлагается способ одновременного определения локальных значений электрических и магнитных полей, а также их флуктуаций, в плазме открытой ловушки при $\beta < 1$. Метод основан на инжекции в плазму многокомпонентного атомно-молекулярного пучка изотопов водорода с энергией $15 \div 60$ кэВ. Регистрируются относительные интенсивности и энергии потоков, вылетающих из плазмы в коллинеарных направлениях, примерно перпендикулярных направлению инжекции, атомов водорода, образовавшихся при ионизации молекулярной фракции пучка и последующей диссоциации молекулярных ионов электронным ударом, и атомов дейтерия, испытавших двойную перезарядку. Предлагаемая методика отличается высоким временным и пространственным разрешением, отсутствием каких-либо жёстких требований к стабильности тока, энергии и компонентного состава зондирующего пучка. Проанализирована возможность локальных измерений временной эволюции концентрации электронов в случае невысоких значений параметра $\beta < 0,1$, позволяющая также решить проблему абсолютной калибровки для томсоновского рассеяния с точностью до 10%.

Determination of the Electric and Magnetic Fields or Electron Density in Open Trap Plasmas by Means of Atomic-molecular Beam of Hydrogen Isotopes

A.A.Kabantsev

630090, Novosibirsk, Russia
Institute of Nuclear Physics

Аннотация

This paper describes a method of electric and magnetic fields or electron density and their fluctuations simultaneous measurements. An atomic/molecular beam of hydrogen isotopes is radially injected into an open magnetic field geometry. Its energy is assumed to be 15-60 keV in the context of this paper. Part of the atoms and molecules are ionized and trapped. Then a small fraction of the trapped atomic ions makes a charge exchange collision when crossing the field of view of an analyzer while the basic part of molecular ions is dissociated and hits the analyzer with half-energy atoms. From comparison of the intensities and energies of atoms emitted in opposite directions one obtains the Larmor radius or electron density and electric field at the crossing point of diagnostic beam and the line of site of the analyzer. The time resolution is expected to be of the order of 1 μ s.

Введение

Проблема корректных локальных измерений внутренних электрических и магнитных полей высокотемпературной плазмы по-прежнему остается одной из актуальнейших задач диагностики плазмы. В этой области отсутствуют общепринятые, универсальные для широкого класса плазменных установок методики, подобные, например, томсоновскому рассеянию или оптической интерферометрии. Используемые для измерения полей, методики имеют, как правило, уникальный характер, определяемый конкретными особенностями и возможностями той или иной установки. Исключения составляют лишь, быть может, методики, основанные на зондировании плазмы пучками тяжёлых ионов (определение пространственного потенциала и электростатических флуктуаций), и на измерении расщепления оптических линий нейтрального пучка (как правило, Li), возбуждаемого лазерным излучением, вследствие эффекта Зеемана. К сожалению, эти методики отличаются высокими требованиями к интенсивности, энергии и качеству (продольный разброс скоростей, расходимость) зондирующих пучков и лазерного излучения. Кроме того, при зондировании пучками тяжёлых ионов, для обеспечения локальности измерений, распределение квазистационарного магнитного поля должно быть хорошо известно.

В открытых ловушках, отличающихся высокими значениями параметра β , возможно заметное отличие магнитной индукции B от её значений в вакууме. Внутренние магнитные поля такой плазмы могут быть измерены косвенно путем измерения внешних магнитных полей с помощью

магнитных зондов, расположенных вокруг плазмы. Однако для восстановления по полученным данным распределения внутреннего магнитного поля требуется в общем случае сложная и, как правило, не дающая однозначных результатов, математическая обработка.

Указанные выше проблемы ещё более обостряются в современных условиях, когда на первый план выходят задачи, связанные с необходимостью детального исследования процессов переноса частиц и энергии, т. е. когда особенно важным становится требование одновременности определения локальных значений E и B и корреляции их флуктуаций с высоким временным разрешением. Несмотря на принципиальное решение этой задачи с помощью пучково-лазерной методики [1], последняя не стала штатным инструментом в арсенале экспериментаторов на крупных плазменных установках в силу специфических жёстких требований к качеству ионного пучка и лазерного излучения, а также из-за большой стоимости таких систем, ограничивающих их применение.

В данной работе сделана попытка предложить альтернативную методику, также удовлетворяющую требованию одновременности измерения E и B , но свободную от вышечисленных трудностей.

Параметры плазмы

Предлагаемая методика ориентирована на параметры плазмы, характерные для открытых ловушек класса амбиполярной ловушки "АМБАЛ-М" [2]. Пиковая плотность плазмы в концевом пробкотроне до 10^{14} см⁻³, температура основной популяции электронов $T_e \simeq 100 \div 200$ эВ, инжекция атомов дейтерия с энергией $25 \div 30$ кэВ и питч-углом 60° , магнитное поле в средней плоскости до 15 кГс, номинальный радиус плазмы $a \simeq 10$ см. Радиус плазмы в ионных гирорадиусах при указанных выше параметрах инжекции и магнитного поля равен 5.

Методика

В схеме, представленной на рис.1, многокомпонентный пучок быстрых атомов и молекул изотопов водорода (H^0 , D^0 , H_2^0 и т. п.) из диагностического источника 1 радиально инжектируется в плазму поперек магнитного поля B_z в средней плоскости открытой ловушки. Энергия пучка E_0 лежит в диапазоне $15 \div 60$ кэВ и определяется в контексте данной работы. Основным столкновительным процессом, который приводит к ионизации и захвату в плазме поступающих с пучком быстрых H_2^0 и D^0 , в указанном энергетическом диапазоне является перезарядка на ионах плазмы

[3, 4]. Заметим, что в этом же диапазоне сечения перезарядки σ_c молекул H_2^0 и атомов D^0 при равной энергии E_0 (и, соответственно, скорости $v_0 \equiv \sqrt{2E_0/M}$) фактически совпадают в пределах объявленной для них точности измерений [3, 4].

В окрестности точки А (как, впрочем, и в окрестности любой другой точки вдоль траектории пучка) часть атомов D^0 и молекул H_2^0 превращается в ионы D^+ и H_2^+ , которые далее вращаются в плазме по совпадающим траекториям, так как их ларморовские радиусы ρ равны. Сделав четверть ларморовского оборота, в окрестности точки С, некоторая часть захваченных ионов D^+ может испытать обратную перезарядку на присутствующих в плазме нейтральных атомах и вылететь из плазмы в направлении анализатора 3, ориентированного перпендикулярно пучку. Поскольку концентрация атомов n_a в плазме достаточно мала, то на участке траектории АС ослаблением потока ионов D^+ можно пренебречь ($n_a \sigma_c \rho \ll 1$).

В жизни молекулярных ионов H_2^+ на этом же участке траектории АС определяющим будет процесс диссоциации за счет столкновений с электронами ($H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$), приводящий к уменьшению потока молекулярных ионов в $\exp(0.5\pi\rho n_e \sigma_{eff})$ раз, где $\sigma_{eff} \equiv \langle \sigma_e v_e \rangle / v_0$ — эффективное сечение диссоциации молекулярного иона электронным ударом, а n_e — концентрация электронов в соответствующем объеме плазмы. Здесь предполагается, что ларморовский радиус ρ интересующих нас быстрых ионов H_2^+ и D^+ удовлетворяет условию $\rho/a \ll 1$, где a — номинальный радиус плазмы, так что изменением основных параметров плазмы в пределах ларморовской орбиты можно пренебречь. В частности, для $E_0 = 15$ кэВ, $B = 15$ кГс и $a = 10$ см, имеем $\rho/a \simeq 0,2$. Как будет показано ниже, это предположение на практике оказывается определяющим фактором при оценке точности проводимых измерений. В окрестности точки С в результате того же процесса диссоциативного возбуждения из части захваченных молекулярных ионов H_2^+ образуются быстрые атомы H^0 с энергией $E_0/2$, которые вылетают по прямой из объема, занятого плазмой, и попадают в тот же энерго-масс-анализатор 3.

Аналогичные рассуждения можно провести и для ионов H_2^+ и D^+ , захваченных из пучка в окрестности точки В, отстоящей от точки А вдоль траектории пучка на величину 2ρ . Эти ионы, сделав три четверти ларморовского оборота, попадают в окрестность той же точки С, где часть их вновь превращается в быстрые атомы и вылетает из плазмы в направлении анализатора 2, установленного симметрично анализатору 3, относительно пучка.

Потоки вторичных атомов, вылетающих из окрестности точки С в

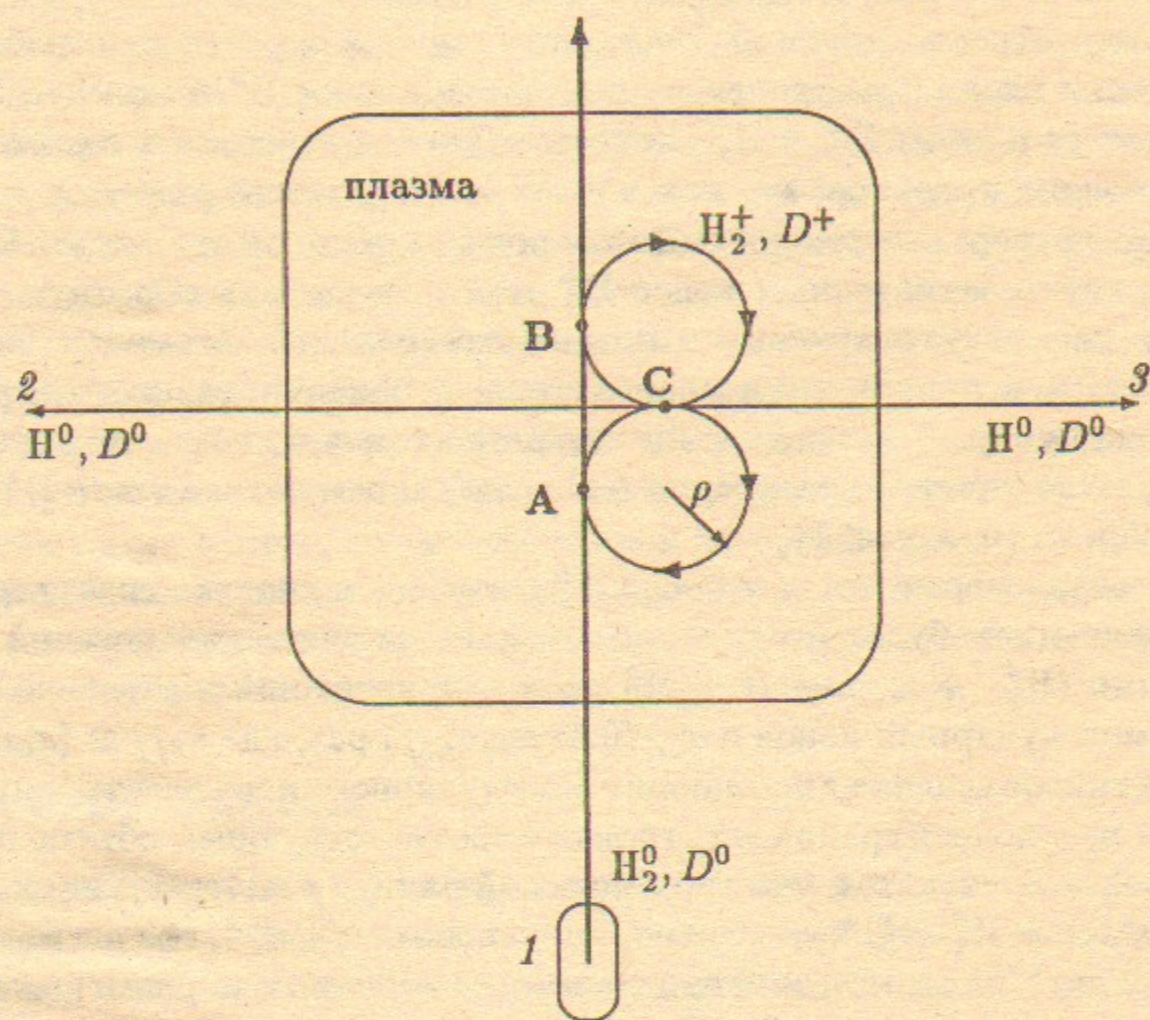


Рис. 1: Упрощенная схема измерения внутренних электрических и магнитных полей высокотемпературной плазмы с помощью диагностического пучка H_2^0 и D^0 .

направлении анализаторов 2 и 3, при прохождении через плазму испытывают дополнительное ослабление в результате столкновительных процессов ионизации, основным из которых по-прежнему остается перезарядка. Однако, поскольку скорость атома водорода с энергией $E_0/2$ равна скорости атома дейтерия с энергией E_0 , а сечения ионизации и перезарядки для изотопов водорода зависят только от их относительной скорости [3], т. е. изотопический эффект практически отсутствует, то отношение указанных потоков H^0 и D^0 для каждого направления остается неизменным. Таким образом, отношение потоков I_3 атомов H^0 и D^0 ,

попадающих в анализатор 3, определяется очевидной формулой:

$$\frac{I_3^{H^0}}{I_3^{D^0}} = k_C \frac{I_A^{H^0}}{I_A^{D^0}} \exp(-0.5\pi\rho n_e \sigma_{eff}). \quad (1)$$

Здесь k_C — безразмерный коэффициент, учитывающий как отношение концентрации электронов n_e к концентрации атомов n_a в окрестности точки С, отношение сечения диссоциации молекулярного иона электронным ударом σ_{eff} к сечению перезарядки атомарного иона σ_c , так и возможность многократного прохождения “промежуточных” ионов через окрестность точки С вследствие циклотронного вращения; I_A — величины потоков соответствующих компонент диагностического пучка в окрестности точки А.

Аналогично для отношения потоков I_2 атомов H^0 и D^0 , попадающих в анализатор 2, имеем:

$$\frac{I_2^{H^0}}{I_2^{D^0}} = k_C \frac{I_A^{H^0}}{I_A^{D^0}} \exp(-1.5\pi\rho n_e \sigma_{eff}). \quad (2)$$

Здесь мы воспользовались уже оговоренным выше условием фактического равенства сечений перезарядки для первичных нейтральных частиц H_2^0 и D^0 , что позволило пренебречь изменением отношения их потоков на участке АВ и принять это отношение в точке В равным соответствующему отношению для точки А. Впоследствии мы оценим влияние этого допущения на точность проводимых измерений.

В итоге, взяв отношение (1) и (2), получаем:

$$\frac{I_3^{H^0}}{I_3^{D^0}} \cdot \frac{I_2^{D^0}}{I_2^{H^0}} = \exp(\pi\rho n_e \sigma_{eff}). \quad (3)$$

Произведя в последнем выражении замену $\rho \equiv v_0/\omega_{ci}$, где ω_{ci} — ионная циклотронная частота, и $\sigma_{eff} \equiv \langle \sigma_e v_e \rangle / v_0$, преобразуем его к виду:

$$\frac{I_3^{H^0}}{I_3^{D^0}} \cdot \frac{I_2^{D^0}}{I_2^{H^0}} = \exp\left(\pi n_e \langle \sigma_e v_e \rangle \frac{M c}{e B}\right), \quad (4)$$

или

$$B = n_e \langle \sigma_e v_e \rangle \frac{\pi M c}{e} \ln^{-1} \left(\frac{I_3^{H^0}}{I_3^{D^0}} \cdot \frac{I_2^{D^0}}{I_2^{H^0}} \right). \quad (5)$$

Таким образом, зная n_e и $\langle \sigma_e v_e \rangle$, мы можем однозначно определить локальное значение магнитной индукции.

Существенно, что при этом оказывается достаточно довольно грубого знания T_e , поскольку значение максвелловского скоростного коэффициента диссоциации молекулярного иона электронным ударом $\langle \sigma_e v_e \rangle$ в интересующем нас диапазоне температур слабо зависит от T_e . Так, в частности, $\max(\langle \sigma_e v_e \rangle) \approx 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $T_e = 20 \text{ эВ}$ [5], а в диапазоне $10 \text{ эВ} < T_e < 400 \text{ эВ}$ выполняется условие $(\langle \sigma_e v_e \rangle) \geq 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. В диапазоне $100 \text{ эВ} \leq T_e \leq 2 \text{ кэВ}$ зависимость скоростного коэффициента от T_e можно довольно хорошо описать аналитическим выражением [5]:

$$\langle \sigma_e v_e \rangle = 4,7099 \cdot 10^{-7} \cdot (\ln T_e - 1,9512) \cdot T_e^{-\frac{1}{2}} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (6)$$

Таким образом, в случае реального значения $T_e \approx 100 \text{ эВ}$ даже ошибка в T_e в 2 раза приводит всего лишь к 10%-ной ошибке в определении B_z . И напротив, точность измерения n_e напрямую отражается на точности определения B_z .

В хорошо оборудованных диагностикой установках температуру и концентрацию электронов обычно измеряют с помощью томсоновского рассеяния лазерного излучения, т. е. процедура получения B_z из (5) может опираться на данные по n_e и T_e , полученные из синхронно работающего томсоновского рассеяния. При этом при определении локального значения n_e обычно возникает проблема абсолютной градуировки томсоновского рассеяния, которая в нашем случае легко решается в условиях реального эксперимента в режиме работы установки с невысоким параметром β ($\beta < 0,1$), когда значение магнитной индукции B_z можно полагать вакуумным, и с высокой точностью из (5) получить величину n_e , связав ее затем с мощностью рассеянного излучения. Вообще, в случае $\beta \ll 1$ предлагаемая методика является привлекательным инструментом для локальных измерений n_e с высоким пространственным и временным разрешением, способным обеспечить при использовании диагностических инжекторов с большой длительностью импульса регистрацию временной эволюции концентрации электронов в течение всего рабочего цикла установки.

Наличие в плазме радиального электрического поля E_r приводит к сдвигу энергетических спектров для атомов водорода с энергией вблизи $E_0/2$, регистрируемых в одном анализаторе, относительно другого на величину

$$\Delta E = 0,5e(\phi_B - \phi_A) \approx \rho e E_r, \quad (7)$$

равную половине разности потенциалов между точками А и В. Таким образом, измеряя ΔE и ρ (т. е. B_z), можно определить локальное значение E_r . Отличие предлагаемой нами методики в части определения

электрического поля E_r от известного метода двойной перезарядки (см., например, [6]) состоит, во-первых, в измерении *относительного* сдвига энергетических спектров вторичных атомов, вылетающих во взаимно противоположных направлениях, что позволяет исключить как необходимость калибровки энергетического спектра пучка на газе, так и жесткое требование на стабильность энергии частиц в зондирующем пучке. И во-вторых, использование молекулярной фракции, несмотря даже на более низкую исходную интенсивность пучка H_2^0 , приводит к значительному росту интенсивности регистрируемого потока вторичных нейтралов H^0 за счет много большей вероятности диссоциации молекулярного иона H_2^+ ($n_e \gg n_a$). Последнее также позволяет исключить неблагоприятный эффект "размазывания" энергетического спектра вторичных нейтралов, столь характерный для метода двойной перезарядки, и связанный с торможением промежуточных ионов на электронах плазмы в процессе многократного прохождения при циклотронном вращении и азимутальном дрейфе через окрестность линии регистрации 2-3, поскольку время жизни промежуточного иона H_2^+ при интересующих нас параметрах плазмы фактически не превышает времени его циклотронного периода ($2\pi\rho n_e \sigma_{eff} \sim 1$).

Пространственное распределение электрического и магнитного полей в выбранном сечении плазменного столба снимается либо путем сканирования зондирующим пучком по линии регистрации 2-3 (рис.1), что особенно удобно при определении $B_z(r)$, либо передвигая или наклоняя анализаторы 2 и 3 в направлении пучка, вводя в последнем случае соответствующие геометрические поправки в (1)-(5).

Анализатор

Для регистрации потоков вторичных нейтралов мы выбрали уже испытанный нами в других диагностических методиках ионизационный времяпролётный энергоанализатор с селекцией масс, как наиболее полно удовлетворяющий последовательно проводимой в предлагаемой методике идеологии относительности и одновременности всех измерений.

Схематически устройство анализатора представлено на рис.2. Принцип действия прибора состоит в следующем. Выходящий из плазмы поток быстрых атомов частично ионизуется в камере обдирки 1, наполненной гелием или азотом. Причем эффективность конверсии в выбранном диапазоне энергии изотопов водорода, когда можно пренебречь их рассеянием в газовой мишени, а сечения обдирки для H_0 и D_0 совпадают при равных скоростях [7], одинакова для потоков H^0 с $E_0/2$ и D^0 с E_0 .

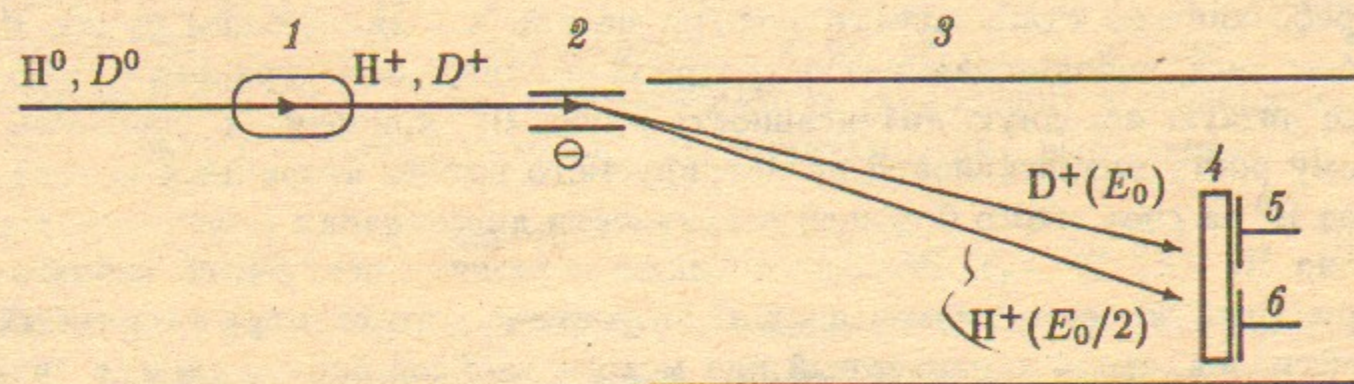


Рис. 2: Общая схема времяпролётного энерго-масс-анализатора.

Затем образовавшиеся вторичные ионы поступают в камеру 2 с быстродействующим импульсным анализирующим элементом (конденсатором), где приобретают поперечный импульс в направлении, нормальном к их первоначальному движению, величина которого зависит от энергии ионов. Время нарастания импульса напряжения на конденсаторе составляет несколько нс, а полная длительность импульса может варьироваться в диапазоне сотен нс. Далее сформированные таким образом пакеты ионов движутся в протяжённой ($l \approx 1$ м) экранированной трубе 3 по прямолинейным траекториям, где дополнительно дискриминируются по времени пролёта, т. е. происходит разделение ионов и по массе. Детектирование ионов H^+ и D^+ осуществляется общей микроканальной пластиной 4 с двумя коллекторами 5 и 6 для частиц с энергией вблизи E_0 и $E_0/2$, соответственно.

Таким образом, регистрация интересующих нас потоков H^+ и D^+ реализуется с помощью одной МКП и одновременно. Кроме того, в рассматриваемом диапазоне скоростей, в случае их равенства, масса иона не влияет на коэффициент ионно-электронной эмиссии [8], т. е. также отсутствует изотопический эффект. Всё вышесказанное обеспечивает равную эффективность регистрации потоков H_0 и D_0 при выполнении условия линейности усиления МКП в зависимости от входного тока. В импульсном режиме работы линейность усиления сохраняется при плотности входного тока вплоть до значений $\sim \mu A/cm^2$ [9].

Быстродействие канала детектирования определяется возможной частотой следования импульсов анализирующего напряжения, временами дисперсии при прохождении образовавшихся пакетов ионов через активные и пассивные анализирующие элементы и МКП, и достигает в наших условиях нескольких МГц.

В целом, опыт работы с подобным анализатором в условиях реального эксперимента показал, что при соблюдении определенных требований к его конструкции прибор нечувствителен к рентгеновскому и ультрафиолетовому излучению плазмы, а также к влиянию электромагнитных полей, возникающих вблизи плазменной установки во время ее работы.

Пространственное и временное разрешение

Пространственное и временное разрешение, в общем случае, внутренне связаны между собой через минимально достаточную для надёжной регистрации интенсивность потоков вторичных атомов. При этом временное разрешение фактически ограничено снизу для заданных параметров пучка и анализатора временем прохождения через анализатор всего интервала энергий и масс в пакете частиц, сформированном быстрым импульсом анализирующего напряжения. Реально это время определяется наличием в диагностическом пучке некоторого количества тяжёлых примесей (C, N, O и их комплексов) и достигает значений ~ 1 мкс. Пространственное разрешение поперёк магнитного поля определяется размерами пучка, входных щелей и апертурой анализатора, и может быть легко уменьшено в случае достаточной интенсивности потоков вторичных нейтралов. Однако, в эксперименте присутствует ещё один характерный масштаб, ограничивающий локальность проводимых измерений, — это ларморовский радиус промежуточных ионов ρ . В нашем случае $\rho \approx 2$ см, и делать пространственное разрешение анализатора много меньше этой величины не имеет смысла. Минимальный размер в азимутальном направлении сфокусированного пучка не превышает 1 см, а приёмные щели анализаторов выделяют участок длиной около 1 см по ходу пучка. Таким образом, пространственное разрешение поперёк магнитного поля равно 1×1 см.

Интенсивность потоков вторичных частиц

Интенсивность регистрируемых потоков вторичных нейтралов H^0 и D^0 определяется интенсивностью потоков и энергией соответствующих

фракций H_2^0 и D^0 в исходном зондирующем пучке, радиусом плазменного столба и распределением в нем нейтральных (n_a) и заряженных (n_e, n_i) частиц, их температурой (или энергией), требуемым пространственным разрешением, коэффициентом конверсии в газовой или фольговой мишени, эффективностью регистрации МКП и т. п.

В качестве источника атомно-молекулярного пучка изотопов водорода предполагается использовать импульсный диагностический инжектор ДИНА-4 [10], способный обеспечить эквивалентный ток быстрых атомов в пучке до 3,5 экв.А в случае работы на водороде. Из плазменного эмиттера до полной энергии ускоряется в среднем около 10% молекулярных ионов H_2^+ , которые затем в большинстве своем разрушаются на перезарядной мишени, образуя поток атомов водорода с половинной энергией. Доля оставшейся молекулярной фракции в нейтральном пучке в случае не слишком толстой перезарядной мишени, как показали наши измерения, а также работа с подобным инжектором на токамаке Туман-3 [11], достигает четверти от потока атомов с половинной энергией или нескольких (≈ 3) процентов от полного тока пучка. Таким образом, при рабочей смеси газов в инжекторе, состоящей примерно из 80% D_2^0 и 20% H_2^0 , доля молекулярной фракции H_2^0 в пучке с полной энергией составляет около 1% от атомарной фракции D^0 .

Итак, в плазму инжектируется хорошо коллимированный (или сфокусированный) пучок атомов и молекул водорода и дейтерия с эквивалентными плотностями тока полноэнергичных фракций быстрых атомов D^0 масштаба 100 экв.мА/см² и быстрых молекул H_2^0 около 1 экв.мА/см². Очевидная оценка интенсивности потоков вторичных частиц для указанных выше параметров плазмы, плотности атомов в плазме (определяемой нейтральной инжекцией) $n_a \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, пространственного разрешения поперек магнитного поля 1 см и входной апертуры анализатора 10^{-2} рад, даёт в максимуме по сечению плазменного столба величину порядка 10^{-7} А для регистрируемого в анализаторе потока ионов водорода с половинной энергией и примерно $0.2 \cdot 10^{-7}$ А для регистрируемого потока ионов дейтерия с полной энергией. За 1 нс на детектор приходит $10^2 \div 10^3$ частиц, что вполне достаточно для статистически точной регистрации с указанным временным и энергетическим разрешением.

При оценке контрастности сигнала, т. е. отношения активного сигнала к собственному корпускулярному излучению плазмы в выбранном энергетическом диапазоне, необходимо учесть то обстоятельство, что в зондирующем пучке также присутствуют "фоновые" нейтральные частицы различных энергий и масс, образующиеся при диссоциации молекулярных ионов дейтерия и водорода в нейтрализаторе диагностического

инжектора. Но, поскольку при регистрации осуществляется селекция как по энергиям, так и по массам, то в интересующее нас энергетическое "окно" попадает только поток атомов водорода с энергией $E_0/2$, образовавшихся в нейтрализаторе и вылетающих в направлении анализатора после двойной перезарядки. Отношение K_H активного сигнала к этой компоненте фонового потока можно определить, пренебрегая разницей сечений перезарядки, как

$$K_H = \frac{I_{H_2^0} \rho_{H_2^+} n_e}{I_{H^0} \rho_{H^+} n_a} \frac{1}{N} \exp(-\pi \rho n_e \sigma_{eff}),$$

где N – безразмерный коэффициент, учитывающий возможность многократного прохождения долгоживущего иона H^+ через окрестность точки вылета. Как было отмечено выше, доля сохранившейся после прохождения через нейтрализатор молекулярной фракции достигает четверти от потока атомов с половинной энергией, т. е. $I_{H^0}/I_{H_2^0} \approx 4$. Далее, используя соотношения $\rho_{H_2^+}/\rho_{H^+} = 2$, $\exp(-\pi \rho n_e \sigma_{eff}) \approx 0.5$, $n_e/n_a \approx 5 \cdot 10^3$ и $N \sim 10$, получаем контрастность по водороду $K_H \sim 100$.

Что касается собственного корпускулярного излучения плазмы, то оно определяется главным образом слабыми и далёкими немаксвелловскими "хвостами", попадающими в выбранное энергетическое "окно", поскольку инжекция основных атомарных пучков дейтерия для нагрева и поддержания горячей плазмы в установке АМБАЛ-М осуществляется под достаточно малым питч-углом (60°) и мала температура электронов, так что высокоэнергичные быстрые ионы D^+ успевают термализоваться с ионами основной плазмы или перезарядиться, прежде чем рассеяться на угол, позволяющий им попасть в анализатор. Точная оценка этих потоков требует проведения детальных фоккер-планковских расчётов, однако грубо минимальную контрастность по дейтерию можно оценить как $K_D > 1000$, и она быстро растёт с увеличением энергии диагностического пучка E_0 , которая в 2 раза может превышать энергию основных пучков.

Таким образом, контрастность ожидаемых сигналов достаточно высока для надежной регистрации их амплитуды с погрешностью не более 1%, что не может внести дополнительных значимых ошибок в определение n_e или B_z .

Точность измерения электрического поля

Точность измерения электрического поля, как это видно из (7), определяется энергетическим разрешением используемого анализатора δE и

точностью определения ларморовского радиуса ρ молекулярного иона. Энергетическое разрешение δE анализатора с пролётной базой l для частиц массой M и с энергией вблизи $E_0/2$ определяется следующим выражением:

$$\frac{\delta E}{E_0} = \sqrt{\frac{E_0 \delta t}{M l}}, \quad (8)$$

где δt – предельное временное разрешение канала детектирования. Последнее определяется, главным образом, используемым регистратором формы импульсных сигналов. В наших экспериментах с времяпролетным анализатором предпочтение было отдано прибору “МАГНОЛИЯ-06” [12], позволяющему получить быстродействие ≈ 1 нс/отсчет при разрешающей способности 7 бит и полосе частот 150 МГц. Таким образом, для $\delta t \approx 1$ нс, $l \approx 1$ м и протона с энергией $E_0/2 \approx 10$ кэВ получаем

$$\frac{\delta E}{E_0} \approx 10^{-3}. \quad (9)$$

Энергетический разброс атомов и молекул вблизи основной энергии E_0 в исходном диагностическом пучке вследствие неупругих столкновений в перезарядной мишени с необходимой толщиной составляет ≈ 30 эВ [10], что меньше нестабильности импульса вытягивающего напряжения, фактически определяющей интегральный энергетический разброс в пучке, достигающий нескольких ($1 \div 3$) сотен эВ. Неизбежное уширение энергетического разброса во вторичном потоке атомов водорода с энергией $E_0/2$, связанное с действием эффекта Франк-Кондона при диссоциации молекулярного иона, также достигает сотен эВ. Наличие такого разброса в несколько сотен эВ приводит к затягиванию фронтов активных сигналов на десятки нс (в наших условиях справедливо соответствие: 100 эВ \rightarrow 10 пс). Тем не менее, поскольку нас интересует относительный энергетический сдвиг подобных спектров в двух симметричных анализаторах, измеряемый, для определенности, на полувысоте этих фронтов, то регистрация их временного сдвига в несколько нс оказывается всё-таки возможной.

Искажение же энергетического спектра вторичных атомов водорода с половинной энергией, связанное с трением быстрых промежуточных ионов H_2^+ об электроны, оказывается несущественным, поскольку для указанных параметров плазмы потеря энергии ионом H_2^+ за один ларморовский оборот составляют ~ 1 эВ, а время его жизни в плазме, как уже отмечалось, сравнимо с его циклотронным периодом.

В соответствии с (9) точность измерения относительного сдвига энергетических спектров вторичных атомов водорода достигает 20 эВ, что

обеспечивает точность (и чувствительность) в определении электрических полей (при $\rho \approx 2$ см) около 10 В/см.

Точность измерения V и n_e

Определение магнитного поля или концентрации электронов в плазменном столбе осуществляется при подстановке зарегистрированных интенсивностей потоков вторичных нейтралов в многопараметрическую формулу (5). Напомним принятые допущения, не являющиеся абсолютно строгими, но положенные в основу этой формулы.

1 В выбранных диапазонах энергии пучка и параметров плазмы основным механизмом ослабления и захвата пучка в плазме является перезарядка, а сечения перезарядки для первичных нейтральных частиц H_2^0 и D^0 фактически равны.

2 Основным процессом ослабления в плазме быстрых молекулярных ионов H_2^+ и образования H^0 с $E_0/2$ в интересующем нас диапазоне T_e является диссоциация электронным ударом.

3 Изменение параметров плазмы и индукции магнитного поля на размере ларморовской орбиты промежуточного иона невелико.

Оценим влияние этих допущений на точность определения V или n_e . Не совсем строгое выполнение первого условия приводит к появлению в правой части соотношений (3) или (4) в подэкспоненциальном выражении дополнительного слагаемого вида

$$2\{n_i(\sigma_{H_2}^i - \sigma_D^i) + n_e(\sigma_{H_2}^e - \sigma_D^e)\} \frac{Mc}{eV}. \quad (10)$$

Здесь $\sigma_{H_2}^e, \sigma_D^e$ – эффективные сечения ионизации молекулярного водорода и атомарного дейтерия электронным ударом, а $\sigma_{H_2}^i, \sigma_D^i$ – полные сечения ионизации и перезарядки молекулярного водорода и атомарного дейтерия при взаимодействии с ионами плазмы (в том числе и с примесными). В принципе, поскольку соответствующие сечения столкновительных процессов хорошо известны, их можно и строго учесть в анализе исходной информации. Однако, сравним этот добавочный член (10) с безусловно оставленным нами в соотношении (4). Во-первых, есть чисто геометрический по происхождению коэффициент $\pi/2$ в пользу последнего. Во-вторых, разница суммарных сечений перезарядки и ионизации ионами в выбранном диапазоне энергий пучка и параметров плазмы не превышает $\pm 10\%$ от эффективного сечения диссоциации молекулярного иона электронным ударом σ_{eff} [3, 4, 5, 13] и, фактически, определяется точностью,

с которой известны сечения перезарядки [13]. Что касается разницы эффективных сечений ионизации электронным ударом, то в интересующем нас диапазоне температуры электронов $(\sigma_{H_2}^e - \sigma_D^e)/\sigma_{eff} \approx 0.15$ [3, 4, 5]. В этом же диапазоне T_e сечение σ_{eff} более чем на порядок превышает сумму сечений диссоциативной рекомбинации и ионизации молекулярного иона [3, 4, 5]. Таким образом, погрешность формулы (5), связанная с возможной неточностью первых двух допущений, не превышает $\pm 15\%$. Эта погрешность является ограничением снизу чувствительности данной методики по параметру β . Однако, если сценарий эксперимента выстроен так, что в начале рабочего цикла установки на разреженной плазме с $\beta \ll 1$ осуществляется абсолютная градуировка томсоновского рассеяния по концентрации электронов n_e , автоматически включающая в себя отсутствие добавочного члена (10) как некоторую систематическую ошибку, а затем, с ростом параметра β , измеряется это изменение магнитного поля, опирающееся на параллельные данные по изменению n_e , получаемые из томсоновского рассеяния, то, если рост параметра β происходит только вследствие роста плотности плазмы, тогда этот член просто полностью сокращается, а если ещё изменяется и температура плазмы (т. е. сечения столкновительных процессов), то сокращается частично. В итоге вклад этого члена реально оказывается заведомо меньше вышеприведенных 15%, что позволяет надеяться в этом случае на более высокую точность определения V .

Более серьёзным, на наш взгляд, оказывается третье условие, влияние которого будет реально ограничивать сверху по параметру β диапазон применимости предлагаемой методики. Очевидно, что при приближении к $\beta \approx 1$ это условие будет нарушено. С другой стороны, при $\beta \approx 0.5$, отношение ρ/a увеличивается, в нашем случае, всего лишь до 0.4, что для столбовидных распределений $n_e(r)$ и $T_e(r)$ ещё вполне приемлемо.

Регистрация отношений потоков вторичных атомов осуществляется, как отмечалось выше, с точностью не хуже 1%, что, как видно, фактически не сказывается на точности определения V или n_e .

Заключение

В заключение перечислим основные отличительные особенности и достоинства предлагаемой методики, не останавливаясь подробно на их детальном анализе, полагая это очевидными следствиями проведенного рассмотрения.

* Возможность одновременного определения локальных значений E и

V (или n_e) и корреляции их флуктуаций с высоким временным разрешением в течение всего рабочего цикла установки.

* Отсутствие каких-либо жёстких требований к стабильности тока, энергии, компонентному составу диагностического пучка.

* Отсутствие необходимости какой-либо предварительной калибровки диагностической системы.

* "Естественный" для плазмы состав пучка, не загрязняющий её тяжёлыми примесями.

* И наконец, выглядит совсем немаловажным в современных условиях, что предлагаемая методика базируется на уже разработанных и испытанных по отдельности элементах, что значительно снижает уровень необходимых затрат на её полномасштабное создание.

Единственным существенным недостатком данной методики является, на наш взгляд, необходимость параллельной работы с ней другой диагностической методики, например, томсоновского рассеяния, для определения n_e и T_e . Проблемой, осложняющей эти измерения по методу томсоновского рассеяния, оказывается требование использования многоимпульсных лазерных систем для обеспечения регистрации временной эволюции n_e и T_e в ходе рабочего цикла установки.

Список литературы

- [1] Wickham M., Lazar N.H. — Rev.Sci.Instrum. 1985. Vol. 56, No 5. P. 1033-1035.
- [2] Dimov G.I. Axisymmetric tandem mirror. — X Europ. School on Plasma Physics. Tbilisi. 1990. P. 157-183.
- [3] Barnett C.F., Ray J.A., Ricci E. et al. Atomic Data for Connt. Fusion Res. — Preprint ORNL-5206. Oak Ridge National Laboratory. 1977.
- [4] Freeman R.L., Jones E.M. Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments. — Preprint CLM-R 137. Culham Laboratory. 1974.
- [5] Лесняков Г.Г. Скорости реакций образования атомов и ионов в водороде и дейтерии. — Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 1980. Вып. 1(5). С. 118-122.
- [6] Кудрявцев А.М., Сорокин А.Ф. Использование двойной перезарядки для измерения электрического поля и плотности плазмы. — Препринт ИЯФ 79-151. Новосибирск, 1979.

- [7] *Barnett C.F., Ray J.A.* A calibrated neutral atom spectrometer for measuring plasma ion temperatures in the 0.165- to 10-keV energy region. — *Nuclear Fusion*. 1972. V. 12. N. 1. P. 65-72.
- [8] *Брусиловский Б.А.* Кинетическая ионно-электронная эмиссия. — Энергоатомиздат. 1990. Гл. 3.
- [9] *Брагин Б.Н., Меламид А.Е.* Канальные электронные умножители и микроканальные пластины. — *Итоги науки и техники. Серия: Электроника и её применение*. М.: ВИНТИ, 1976. Т. 8. С. 103-132.
- [10] *Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В.* Диагностический инжектор атомов водорода. — *Физика плазмы*. 1981. Т. 7. Вып. 2. С. 464-469.
- [11] *Афанасьев В.И., Кисляков А.И., Лебедев С.В., и др.* Локальные измерения полоидального магнитного поля и коэффициента запаса устойчивости q вблизи оси разряда в установке Туман-3 методом активной корпускулярной диагностики. — *Письма в ЖЭТФ*. 1989. Т. 50. Вып. 11. С. 453-457.
- [12] *Батраков А.М., Козак В.Р., Чуканов В.В.* Регистратор формы импульсных сигналов "Магнолия-06". — *Препринт ИЯФ 85-30*. Новосибирск. 1985.
- [13] *Janev R.K., Smith J.J.* Cross section for collision processes of hydrogen atoms with electrons, protons and multiply charged ions. — *Supplement to the journal Nuclear Fusion*. 1993. V. 4.

А.А. Кабанцев

**Использование диагностического
атомно-молекулярного пучка изотопов водорода
для определения электрических и магнитных полей
в плазме открытой ловушки**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 18 апреля 1994 г.

Сдано в набор 19 апреля 1994 г.

Подписано в печать 20 апреля 1994 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.4 печ.л./1.1 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 35

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лавреитьева, 11.