

04,07,12

Структура светящихся облаков вблизи испаряющейся водородной макрочастицы

© Б.В. Кутеев, А.Ю. Кострюков, О.А. Бахарева

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kuteev@stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 28 ноября 2001 г. В окончательной редакции 7 февраля 2001 г.)

Проанализирована экспериментально наблюдаемая пространственная структура светящегося облака вблизи испаряющейся в плазме токамака водородной макрочастицы. Светящееся облако имеет вид вытянутого в направлении магнитного поля плато постоянной интенсивности, окруженного экспоненциально спадающими крыльями. Поперечный размер плато определяется положением границы ионизации атомов, вылетающих с поверхности макрочастицы. Длина плато примерно соответствует условию равенства давлений газа в светящемся облаке и основной плазмы. Учет описанной структуры важен для корректной оценки сигналов диагностики альфа-частиц по потокам атомов перезарядки, которые зависят от характерных размеров облаков.

Метод инъекции в плазму макрочастиц (пеллетов), состоящих из замороженных до твердого состояния изотопов водорода [1], развивается с целью создания эффективной системы ввода топлива в центральную часть плазмы токамаков и стеллараторов. Образующееся при испарении нейтрально-плазменное облако экранирует тепловые потоки, падающие на пеллет из плазмы, и определяет скорость испарения. Структура светящегося облака изучалась в ряде работ. Фотографии облаков были получены в широком диапазоне параметров плазмы и макрочастиц. По результатам спектроскопических измерений оптически тонкого облака установлено, что в светящейся зоне поддерживается режим локального термодинамического равновесия, концентрация электронов составляет около $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, а температура — $1 - 4 \text{ eV}$ [2–5]. В то же время были сделаны лишь отдельные попытки экспериментального изучения пространственного распределения интенсивности излучения облаков [6].

Важным параметром светящегося облака, влияющим на результаты расчета скорости испарения в моделях плазменного экранирования [7,8], является радиус ионизации нейтральных атомов. Как правило, авторы сравнивают результаты расчета радиуса ионизации с полным поперечным размером светящегося облака, наблюдаемым в экспериментах. При этом не обсуждается форма пространственного распределения интенсивности излучения облака.

Данная работа содержит анализ фотографий светящегося облака, полученных при инъекции водородных пеллетов в токамак T-10 [6], и попытку объяснения физических механизмов, ответственных за формирование структуры облака.

На рис. 1 показана типичная картина распределения интенсивности видимого излучения облака, которое образовано водородным пеллетом радиусом 0.05 cm , движущимся к центру плазмы со скоростью $V_p = 710 \text{ m/s}$.

Температура электронов в точке фотографирования составляла 500 eV , а плотность плазмы — $3.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. На рис. 1 показаны линии постоянной интенсивности со значениями, отстоящими в логарифмическом масштабе на равные интервалы. За время экспозиции $5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ пеллет, летящий под углом 15° к оси наблюдения, успевал сместиться в плоскости фотографирования на 0.9 mm , что заметно меньше размеров облака. Поэтому смещением частицы за время фотографирования будем пренебрегать.

На фотографиях в центре облака наблюдается узкое сигарообразное плато с примерно постоянными значениями интенсивности. Плато имеет поперечный размер $2r_{p1}$ около $2 - 4 \text{ mm}$, что больше расстояния 0.9 mm , на которое облако смещается за время экспозиции. Продольный размер плато L_{p1} составляет около 4 cm . Плато окружено областями с интенсивностью, экспоненциально падающей при удалении от плато как в направлении вдоль магнитного поля, так и поперек.

Структура облака, рассчитанная в соответствии с моделью [9] для характерных экспериментальных условий T-10, показана на рис. 2. Концентрация и температура определяются газодинамической моделью, описывающей сферический разлет нейтрального облака. Степень ионизации и интенсивность излучения линии H_α рассчитаны в рамках модели локального термодинамического равновесия. Во время эксперимента на фотографии фиксировалось полное видимое излучение облака. Линия H_α составляет значительную долю наблюдаемого видимого излучения облака, поэтому для дальнейших оценок мы ограничились только расчетом интенсивности линии H_α .

В соответствии с расчетом светящееся облако образует полную оболочку диаметром около 4 mm . При интегрировании света вдоль луча зрения данная оболочка вокруг пеллета будет зафиксирована на фотографии как плато с примерно постоянными значениями интенсивности, окруженное спадающими крыльями. Предсказы-

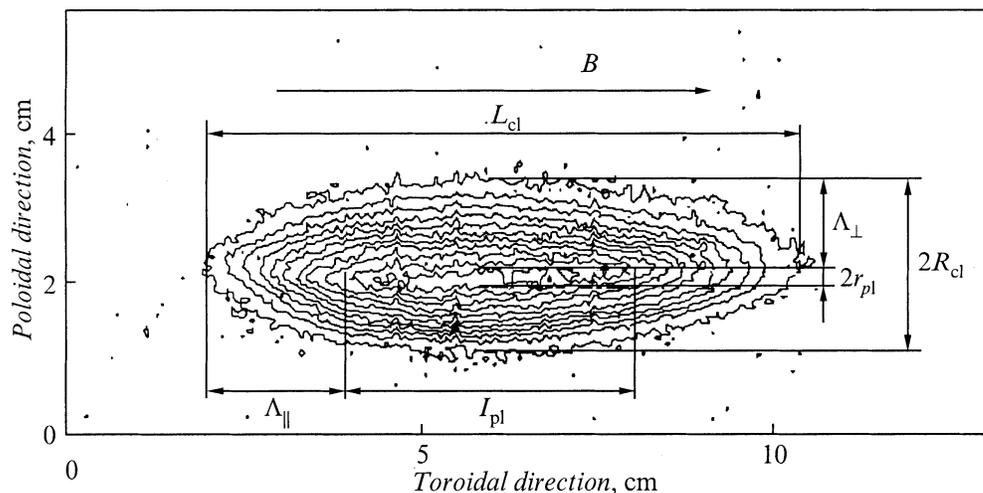


Рис. 1. Распределение интенсивности видимого излучения облака. L_{pl} — длина плато с постоянными значениями интенсивности; r_{pl} — радиус плато; L_{cl} — полная длина наблюдаемого облака; R_{cl} — радиус наблюдаемого облака; Λ_{\perp} , Λ_{\parallel} — ширина наблюдаемых экспоненциальных крыльев.

васмый моделью [9] диаметр светящейся сферической оболочки около 4 mm примерно соответствует экспериментально наблюдаемому поперечному размеру плато.

Из рис. 2 видно, что из-за большого градиента температуры существует резкая граница ионизации облака, которая лежит вблизи зоны максимальной светимости. Поэтому положение границы ионизации можно определить по фотографии как место, где плато переходит в экспоненциальные крылья.

Простейшая оценка для радиуса ионизации r_{ion} может быть получена из баланса энергии, поглощаемой облаком, и энергии, необходимой для нагрева и ускорения облака, диссоциации и ионизации нейтралов [7],

$$E_{loss} dN/dt = 2\pi r_{ion(1)}^2 \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} 2T_e. \quad (1)$$

Здесь dN/dt — скорость испарения, $E_{loss} \approx 0.011 \text{ eV} + 1 \text{ eV} + 1 \text{ eV} + 2 \text{ eV} + 13.6 \text{ eV}$ — энергия, расходуемая на испарение, на нагрев облака, его ускорение, диссоциацию и ионизацию; температура T_e выражена в энергетических единицах. Мы используем значения $1 \text{ eV} + 1 \text{ eV}$ для оценки энергии теплового и направленного движения атомов облака, пользуясь результатами измерений, показавших, что температура в области максимальной светимости облака $T_{cl} \approx 1-1.5 \text{ eV}$ [4,5], а скорость разлета облака $v_{cl} \approx 10^6 \text{ cm/s}$ [2], что соответствует энергии 1 eV . Модель [9] также дает значения $T_{cl} \approx 1-1.5 \text{ eV}$ (рис. 2), $v_{cl} \approx 10^6 \text{ cm/s}$. Мы пренебрегли потерями на излучение, так как в режиме локального термодинамического равновесия излучательные процессы происходят гораздо реже процессов ионизации/рекомбинации и возбуждения/девозбуждения за счет столкновений [10].

Для оценки радиуса ионизации, исходя из выражения (1), необходимо независимо рассчитать скорость испарения. В дальнейшем, проводя расчеты, мы использовали для этого скейлинг Паркса [11].

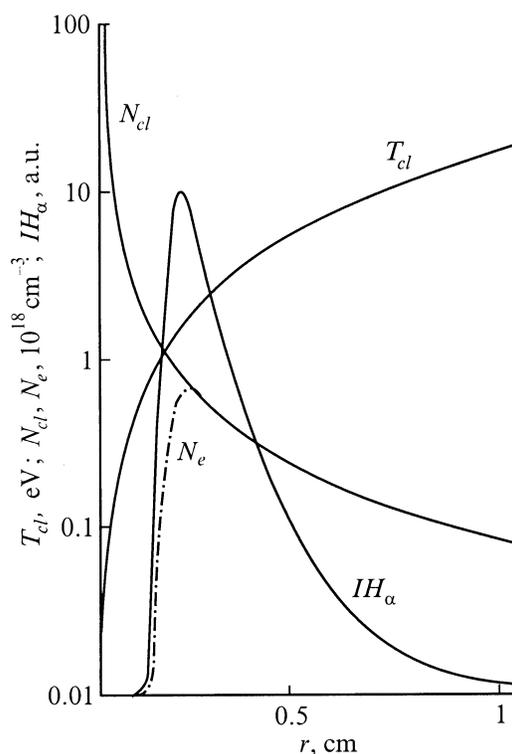


Рис. 2. Предсказания, даваемые моделью [9] для температуры облака T_{cl} и суммарной плотности атомов и ионов N_{cl} , для следующих условий испарения: H_2 пеллет, $r_p = 0.05 \text{ cm}$, $T_e = 500 \text{ eV}$, $n_e = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $dN/dt = 1.7 \cdot 10^{23} \text{ at./s}$. r — расстояние от пеллета, N_e — плотность электронов, $I_{H_{\alpha}}$ — интенсивность излучения линии H_{α} .

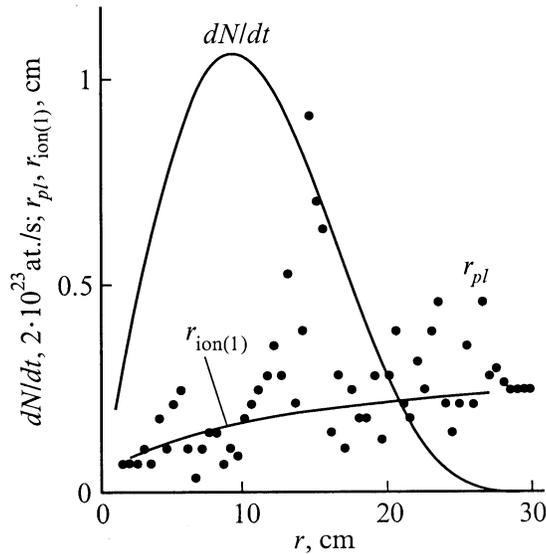


Рис. 3. Профили скорости испарения и поперечного размера облака в разряде T-10 #49968 (H_2 пеллет, $r_p = 0.056$ см, $V_p = 710$ м/с, $T_e(0) = 770$ эВ, $n_e(0) = 4.7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\max(dN/dt) = 2.2 \cdot 10^{23}$ ат/с).

На рис. 3 показаны рассчитанные по формуле (1) значения радиуса ионизации $r_{ion(1)}$ для испарения пеллета в разряде T-10 #49968 и значения радиуса плато r_{pl} , измеренные по фотографиям. Показана расчетная скорость испарения dN/dt в зависимости от r — малого радиуса плазмы в токамаке T-10. Видно хорошее совпадение результатов оценки границы испарения с экспериментальным размером плато. При малом радиусе, лежащем в интервале $12 < r < 16$ см, в эксперименте наблюдалась стратификация облака — разделение облака в поперечном направлении. Поэтому в этой области измерены завышенные значения радиуса облака.

Вычисление границы ионизации по балансу мощностей является лишь оценкой снизу, поскольку в ней не учтена энергия, которую тепловой поток плазмы теряет до зоны максимальной светимости, и предполагается, что весь поток, падающий на эту зону, поглотится в ней. Однако тот факт, что вычисления по формуле (1) дают хорошее предсказание размера границы ионизации, позволяет сделать вывод, что основные потери энергии происходят именно в зоне максимальной светимости облака. Используемая нами сферическая модель [9] позволяет адекватно описать разлет облака до границы ионизации. Модель может быть использована для расчета нейтрального экранирования, поскольку это экранирование происходит в тонкой сферической части облака у самой поверхности пеллета. Оказалось, что модель дает разумные предсказания размеров облака в поперечном направлении и не описывает лишь разлет облака после ионизации атомов.

Рассмотрим продольный разлет облака после ионизации. Из проанализированных нами фотографий и из-

мерений, выполненных различными авторами [2,5,10], следует, что свечение облака слабо изменяется на протяжении нескольких сантиметров плато. Мы предполагаем, что на поверхности плато устанавливаются общие концентрация и температура электронов. Это является результатом рождения основной части излучения плато на вытянутой вдоль магнитного поля поверхности, соответствующей резкой границе ионизации газа. Торможение поперечного разлета ионизованного облака приводит к вытягиванию облака вдоль магнитного поля таким образом, что параметры плазмы (температура, концентрация, скорость разлета) на границе плато примерно соответствуют значениям, предсказываемым сферической моделью для границы ионизации.

Оценим давление внутри однородного цилиндрического облака с длиной L_{pl} и радиусом r_{pl}

$$p_{cl} = N_{cl} T_{cl} = \left(\frac{dN/dt}{2\pi r_{pl} L_{pl} v_{cl}} \right) T_{cl}. \quad (2)$$

Здесь значения r_{pl} , L_{pl} измерены экспериментально по фотографиям, скорость испарения рассчитана по скейлингу Паркса [11], температура $T_{cl} = 1$ эВ и скорость разлета $v_{cl} = 10^6$ см/с считались постоянными в течение всего процесса испарения, их значения были оценены экспериментально [2]. Результаты расчета для различных стадий испарения макрочастицы показаны на рис. 4. Оказалось, что давление в светящемся облаке p_{cl} близко к давлению внешней плазмы $p_{ext} = n_i T_i + n_e T_e$ для всех стадий испарения в условиях T-10, т.е. в широком диапазоне скоростей испарения макрочастицы и давлений p_{cl} и p_{ext} .

Наличие сигарообразного плато, окруженного областью с экспоненциально спадающей интенсивностью, типично для свечения не только водородных облаков, но также и для различных ионизационных состояний примесных облаков, например для углеродных облаков в плазме токамака T-10 [6] и углеродных облаков в плазме стелларатора Wandelstein-AS [12]. Для

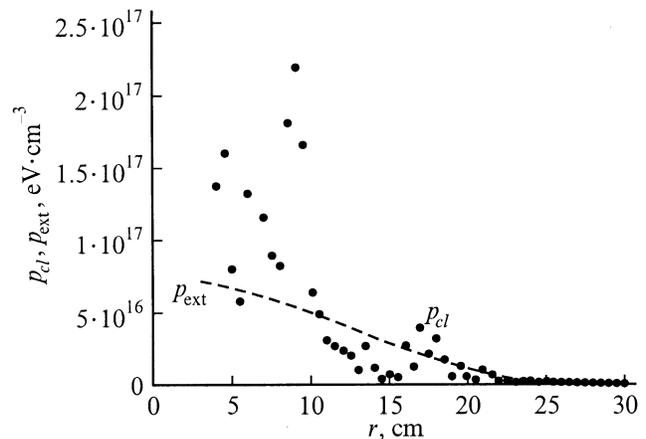


Рис. 4. Точки — p_{cl} , штриховая кривая — p_{ext} , r — малый радиус плазмы в токамаке T-10 (размер #49968).

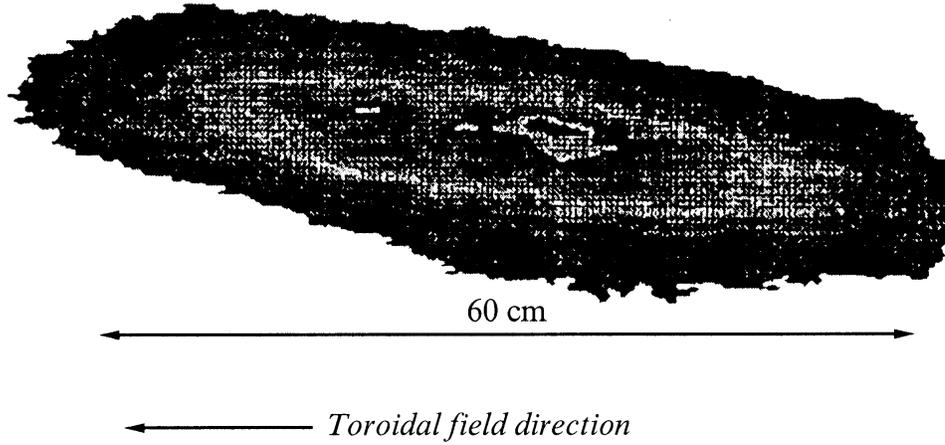


Рис. 5. Облако Li^+ в линии 548.5 nm в TFTR #52197 (вид сзади) [14].

такого приложения пеллет-инжекции, как, например, пеллетная диагностика быстрых частиц [13] (которая основана на перезарядке этих частиц в облаке испарения и последующей их регистрации анализатором быстрых нейтральных атомов), характерными размерами облака являются не его видимые размеры, а характерные длины спада интенсивности свечения облака. Ниже поясняется, как учет этого факта позволяет уточнить результат измерения энергетического спектра быстрых альфа-частиц, выполненного в работе [14].

Для определения энергетического спектра быстрых частиц по измеренной зависимости скорости счета атомов перезарядки от их энергии необходимо знать поперечный размер пеллетного облака. В [14] поперечный размер облака Li^+ (в котором предположительно происходит большая часть актов перезарядки) был оценен несколькими сантиметрами. Вероятно, эта оценка была получена по ширине видимой части облака Li^+ (рис. 5), где приведен пример однократно ионизованной части облака литиевой макрочастицы в TFTR (#52197, $n_e(0) \approx 6.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e(0) \approx 2.3 \text{ keV}$), взятый из [14]. По перечисленным ниже причинам мы считаем, что в [14] значение поперечного размера облака Li^+ (r_{cl}) завышено и r_{cl} имеет порядок нескольких миллиметров.

1) Из фотографий пеллетного облака [6], полученных при испарении углеродных макрочастиц в плазме токамака T-10, видно, что оба характерных поперечных размера углеродного облака (размер плато и длина ионизации) лежат в миллиметровом диапазоне.

2) Для оценки поперечного размера литиевого облака в TFTR #52197 вычислим длину однократной ионизации атомов Li^0

$$r_{\text{ion}(2)} = c_s \tau_{\text{ion}}, \quad (3)$$

где

$$c_s = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{T_{\text{cl}}}{m_a}}$$

— скорость разлета испаренных атомов, $T_{\text{cl}} \sim 1 \text{ eV}$ — температура облака у поверхности Li макрочастицы, m_a — масса атома Li^0 ,

$$\tau_{\text{ion}} = \frac{1}{n_e R_1(T_e)},$$

n_e (cm^{-3}) и T_e (eV) — концентрация и температура электронов в окружающей плазме,

$$R_1(T_e) = \sqrt{\frac{I_1}{T_e}} \left(4.5456 \cdot 10^{-8} \ln \left(\frac{T_e}{I_1} \right) + \sum_{n=0}^2 \beta 1_n \left(\frac{I_1}{T_e} \right)^n \right) (\text{cm}^3/\text{s})$$

— скорость однократной ионизации, $I_1 = 5.39 \text{ eV}$, $\beta 1_0 = 2.78 \cdot 10^{-7}$, $\beta 1_1 = -1.583 \cdot 10^{-6}$, $\beta 1_2 = 5.465 \cdot 10^{-6}$ [15].

На рис. 6 штриховой линией показана зависимость поперечного размера облака $r_{\text{ion}(2)}$, оцененного как длина ионизации, от эффективного малого радиуса в TFTR.

3) Оценка поперечного размера облака в TFTR #52197 была сделана также из уравнения для

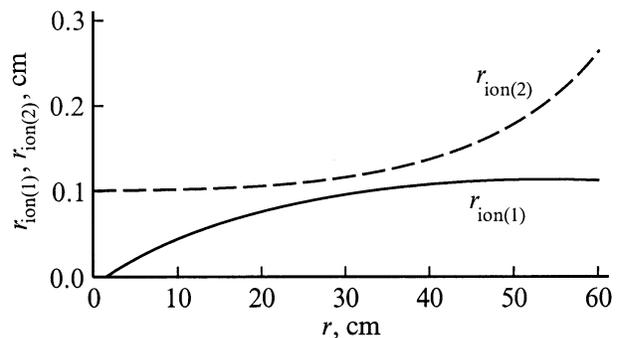


Рис. 6. Поперечный размер облака Li^+ в TFTR #52197. r — эффективный малый радиус плазмы.

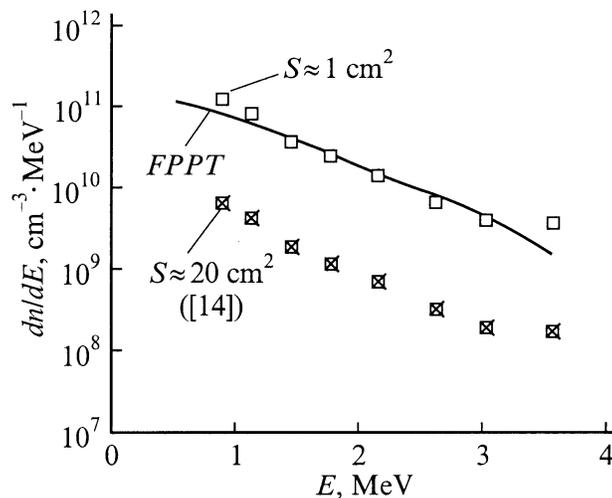


Рис. 7. Сравнение экспериментального и теоретически рассчитанного энергетических спектров быстрых альфа-частиц в TFTR #86291. E — энергия альфа-частицы.

баланса энергии (1), где для литиевого пеллета было взято значение расходуемой энергии на атом $E_{\text{loss}} \approx 2.089 \text{ eV} + 1 \text{ eV} + 1 \text{ eV} + 0 \text{ eV} + 5.39 \text{ eV}$, а скорость испарения dN/dt вычислялась по модели нейтрального и электростатического экранирования [16]. В качестве $r_{\text{ion}(1)}$ выбиралось большее из двух значений — величины, определенной по формуле (1), и радиуса макрочастицы. Полученный профиль $r_{\text{ion}(1)}$ показан сплошной линией на рис. 6. Из рис. 6 видно, что для TFTR #52197 оценка поперечного размера облака как из энергетического баланса, так и по длине ионизации дает значение порядка миллиметра, которое на порядок величины меньше оценки, сделанной в [14].

У [14] функция распределения альфа-частиц по энергиям в разряде TFTR #86291 была измерена с помощью пеллетной диагностики быстрых частиц. Результат показан черными квадратиками на рис. 7 (Fig 15 в [14]). Измеренная функция распределения была на порядок меньше, чем рассчитанная теоретически по коду FPPT (сплошная линия на рис. 7), но формы экспериментального и теоретического энергетических спектров совпадали. Мы предполагаем, что одна из причин такого расхождения — это завышенные значения площади S той части облака, из которой атомы перезарядки детектируются анализатором быстрых нейтральных атомов (NPA — Neutral Particle Analyzer). В рассматриваемом эксперименте [14] на TFTR радиус видимой анализатором части пространства вблизи пеллеты был равен $r_{\text{NPA}} \sim 2.5 \text{ cm}$. В [14] предполагалось, что поперечный размер облака вокруг боровой макрочастицы превосходит 2.5 cm , и поэтому площадь видимой части облака была оценена как $S = \pi(r_{\text{NPA}})^2 \approx 20 \text{ cm}^2$. По оценкам, которые аналогичны приведенным выше, поперечный радиус части облака, дающей основной

вклад в сигнал NPA ($r_{\text{cl}} \approx 1 \text{ mm}$), много меньше r_{NPA} . Поэтому эффективная площадь облака, из которой регистрируются нейтральные атомы, зависит от поперечного размера облака как $S = 4r_{\text{cl}}r_{\text{NPA}} \approx 1 \text{ cm}^2$. Скорость счета частиц с энергией в определенном диапазоне пропорциональна видимой площади облака. Поэтому если при расчете энергетической функции распределения по скорости счета нейтралей в анализаторе использовать $S \approx 1 \text{ cm}^2$ вместо $S \approx 20 \text{ cm}^2$, то для TFTR #86291 получим кривую, показанную пустыми квадратиками на рис. 7. Такой энергетический спектр практически совпадает с рассчитанным теоретически (сплошная линия на рис. 7).

Таким образом, анализ структуры водородных облаков в токамаке T-10 показал, что граница ионизации в поперечном направлении оказывается очень резкой и примерно совпадает с зоной максимальной светимости. Размер зоны максимальной светимости может быть измерен по фотографии облака. Такое измерение позволяет проверить расчеты по кодам, учитывающим торможение облака в поперечном направлении силой $j \times B$, возникающей при движении ионизованного облака поперек магнитного поля.

В продольном направлении граница ионизации примерно соответствует условию равенства давлений в разлетающемся облаке и основной плазме.

Характерный поперечный размер облака порядка 1 mm типичен не только для водородных, но также и для легкопримесных макрочастиц. Учет характерной структуры облаков позволяет улучшить соответствие между измеренным с помощью пеллетной диагностики и теоретически рассчитанным энергетическими спектрами быстрых альфа-частиц [14] на установке TFTR.

Список литературы

- [1] Milora S.L., Houlberg W.A., Lenguel L.L. et al. // Nucl. Fusion. 1995. Vol. 35. N 6. P. 657–754.
- [2] Durst R.D., Rowan W.L., Austin R.A. et al. // Nucl. Fusion. 1990. Vol. 30. N 1. P. 3–9.
- [3] Sergeev V.Yu., Kostrukov A.Yu., Shibaev S.A. // Fusion Engineering and Design. 1997. Vol. 34–35. P. 323–327.
- [4] TFR Group // Europhys. Lett. 1986. Vol. 2. N 4. P. 267–273.
- [5] McNeill D.H., Greene G.J., Newburger J.D. et al. // Phys. Fluids B. 1991. Vol. 3. N 8. P. 1994–2009.
- [6] Egorov S.M., Galkin V.A., Kapralov V.G. et al. // Proc. 13th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Washington, 1990. Vol. 1. P. 599–609.
- [7] Houlberg W.A., Milora S.E., Attenberger S.E. // Nucl. Fusion. 1988. Vol. 28. N 4. P. 595–610.
- [8] Garzotti L., Pegourie B., Geraud A. et al. // Nucl. Fusion. 1997. Vol. 37. N 8. P. 1167–1175.
- [9] Kuteev B.V., Tsendin L.D. // Fusion Technol. 1994. Vol. 26. P. 642–648.
- [10] McNeill D.H., Greene G.J., Schuresco D.D. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1398–1401.

- [11] *Parks P.B., Turnbull R.J.* // Phys. Fluids. 1978 Vol. 21. N 10. P. 1735–1741.
- [12] *Sergeev V.Yu., Timokhin V.M., Bakhareva O.A.* et al. // Europhys. Conf. Abstracts. 2001. Vol. 25A. P. 1953–1956. <http://www.cfn.ist.utl.pt/EPS2001/fin/pdf/P4.023.pdf>
- [13] *Medley S.S., Mansfield D.K., Roquemore A.L.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. N 9. P. 3122–3135.
- [14] *McChesney J.M., Parks P.B., Fisher R.K.* et al. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. N 2. P. 381–392.
- [15] *Bell K.L., Jilbody H.B., Hujhes G.U.* et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1983. Vol. 12. N 4. P. 891–916.
- [16] *Kuteev B.V.* // Nucl. Fusion, 1995. Vol. 35. N 4. P. 431–453.