

04

Определение локализации альфвеновских колебаний в плазме токамака ТУМАН-3М

© Г.И. Абдуллина, Л.Г. Аскинази, А.А. Белокуров, Н.А. Жубр,
В.А. Корнев, С.В. Крикунов, С.В. Лебедев,
Д.В. Разуменко, А.С. Тукачинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Россия

E-mail: Abdullina@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2017 г.

Исследованы альфвеновские колебания в дейтериевых разрядах с омическим LH-переходом в токамаке ТУМАН-3М с целью выяснения их локализации в плазменном шнуре. Локализация колебаний определялась путем сравнения измеренной с помощью магнитных зондов частоты колебаний и частоты, вычисленной по локальному значению электронной концентрации в предположении дисперсионного соотношения, характерного для альфвеновских колебаний $f = (2\pi)^{-1} k_{\parallel} v_A$, где v_A — альфвеновская скорость, k_{\parallel} — продольное волновое число. Обнаружено, что они локализованы в центральной части плазменного шнура, внутри области $r/a < 0.5$. Определены возможные наборы модовых чисел колебаний.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.03.45578.17063

Интерес к исследованию альфвеновских колебаний (АК) в токамаках обусловлен прежде всего их способностью приводить к аномальным потерям энергичных частиц [1], что снижает эффективность нагрева плазмы и представляет потенциальную угрозу [2] для стенки камеры в больших термоядерных установках, в том числе в сооружаемом токамаке-реакторе ITER. Традиционно генерацию АК связывают с наличием в плазме термоядерных установок частиц высокой энергии, возникающих в результате применения дополнительного нагрева, в то же время АК наблюдаются и в режиме омического нагрева, в котором появление таких частиц маловероятно [2–10]. В последнем случае механизм генерации АК не вполне ясен и требует дальнейшего изучения. Альфвеновские волны распространяются преимущественно вдоль магнитного поля со скоростью $v_A = B(\mu_0 m_i n_i)^{-0.5}$ и имеют

простое дисперсионное соотношение $f = v_A k_{\parallel} / (2\pi)$. Таким образом, для этих колебаний характерна линейная зависимость частоты от v_A , которая в свою очередь зависит от магнитного поля B , массы ионов m_i и локальной концентрации ионов n_i . Величина продольного волнового вектора k_{\parallel} определяется типом колебаний и условиями периодичности [2].

Информация о локализации альфвеновских колебаний необходима для идентификации типа и источника наблюдаемых колебаний. Обзор возможных типов АК в тороидальной геометрии можно найти в [2,3]. Попытки определения локализации АК в омическом режиме были предприняты в работах [4–6]. На токамаке TFTR было обнаружено, что АК локализованы на границе плазмы, в области $r/a > 0.83$ [4]. Локализация АК на периферии шнура обнаруживалась также на токамаках COMPASS [5] и ASDEX Upgrade [6]. Напротив, уже в первых экспериментах по исследованию АК на токамаке ТУМАН-3М возникло предположение об их центральной локализации [7]. На это указывала, например, корреляция всплеск АК с пилообразными колебаниями [8]. Сделанное в работе [9] предположение о влиянии убегающих электронов на генерацию АК также основано на представлении о центральной локализации АК.

В недавних исследованиях зависимости частоты изучаемых колебаний f от альфвеновской скорости v_A в различных рабочих газах (H, D, He) на токамаке ТУМАН-3М было отмечено некоторое отклонение этой зависимости от линейной, особенно заметное в дейтериевой плазме [8] в разрядах с омическим LH-переходом. Возмущение полоидального магнитного поля измерялось с помощью массива из шести магнитных зондов, установленных внутри камеры со стороны слабого поля. Следует отметить, что при построении зависимости $f(v_A)$ альфвеновская скорость v_A рассчитывалась по среднехордовой электронной концентрации \bar{n} . Однако известно, что профили концентрации в L- и H-модах различаются, поскольку в H-моде на периферии образуется транспортный барьер со сниженными коэффициентами диффузии и теплопроводности, в результате чего на границе появляется так называемый пьедестал, а в центре профиль становится уплощенным. Этот эффект наблюдается в том числе на токамаке ТУМАН-3М и иллюстрируется рис. 1, а. Поэтому связь между среднехордовой концентрацией \bar{n} и локальной концентрацией n в области локализации альфвеновской волны в L- и H-режимах может быть разной. Этот фактор в работах [7,8] не учитывался, и v_A

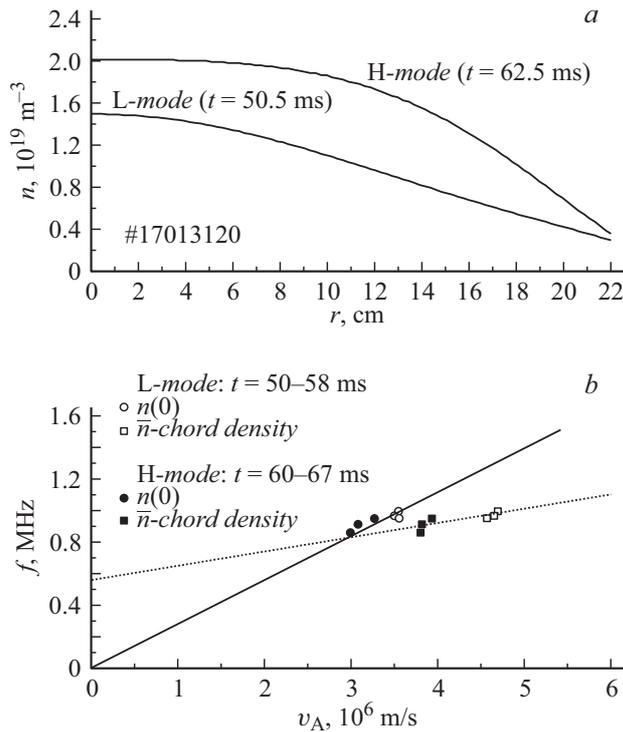


Рис. 1. а) Эволюция профиля локальной электронной концентрации в разряде #17013120. б) Зависимость частоты от альфвеновской скорости. Выделяются две группы точек: показаны значения частоты шести всплесков АК в одинаковые моменты времени, различающиеся способом расчета v_A . Квадраты — v_A рассчитана по \bar{n} , кружки — v_A рассчитана по n . Темные символы — H-мода, светлые — L-мода. Сплошная и пунктирная линии — линейные аппроксимации соответствующих групп точек.

вычислялась в предположении о параболическом профиле концентрации с нормировкой на экспериментально измеренную среднечордовую величину \bar{n} . В то же время очевидно, что скорость v_A , входящая в дисперсионное соотношение для АК, зависит именно от локальной концентрации n в области распространения волны. В настоящей работе сделана попытка определения локализации АК путем подбора области

на экспериментально измеренном профиле концентрации, в которой имеет место наилучшее приближение экспериментально измеренной частоты колебаний к альфвеновской зависимости.

Для анализа отбирались разряды в дейтериевой плазме с омическим ЛН-переходом (при таком переходе наблюдается сильное возмущение профиля концентрации), в которых АК наблюдаются до и после ЛН-перехода. В большинстве случаев АК исчезают в Н-режиме, и поэтому подходящих для анализа разрядов оказалось немного. Интересно отметить, что АК в токамаке ТУМАН-3М исчезают при $\bar{n} > 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, примерно при таких же значениях концентрации пропадают и убегающие электроны, что косвенно подтверждает связь между этими явлениями [9]. По данным интерферометрических измерений путем преобразования Абея восстанавливалась эволюция профиля электронной концентрации $n(r, t)$. Используемый в работе метод определения локализации АК аналогичен примененному в [4]. На участке $0 < r/a < 1$ находилась такая область, в которой отклонение рассчитанной по локальной концентрации частоты АК f_{CALC} от экспериментально измеренной f было минимальным на всем временном интервале измерений, включающем в себя момент ЛН-перехода, т.е. начало сильного изменения концентрации плазмы и частоты АК. В качестве меры совпадения измеренной и рассчитанной частот АК выбиралась сумма квадратов разностей частот на временном интервале измерения в N фиксированных точках $SUM = \frac{\sum(f - f_{CALC})^2}{N}$, где N равно числу всплесков АК в интервале примерно 20 ms (для разряда #17013120 $N = 36$). В качестве свободного параметра выступало продольное волновое число $k_{||}$.

Рис. 2, *a* иллюстрирует эволюцию расчетных и экспериментальных частот при $k_{||} = 1.74 \text{ м}^{-1}$ для разряда #17013120. На рис. 2, *b* показана зависимость суммы квадратов разностей частот от радиуса $SUM(r)$ при трех значениях $k_{||}$ для этого же разряда. Видно, что минимум SUM достигается при $k_{||} = 1.74 \text{ м}^{-1}$ в области $r < 9 \text{ см}$; с учетом смещения шнура внутрь примерно на 1.5 см в этом разряде это соответствует $r/a < 0.4$, где $a = 21.8 \text{ см}$ — малый радиус шнура. Таким образом, в ходе применения описанной выше процедуры удалось определить и продольное волновое число АК $k_{||} = 1.74 \text{ м}^{-1}$, так как именно при этом значении достигается минимум SUM . Радиус переворота фазы пилообразных колебаний в этом разряде находится вблизи $r_s \sim 6 \text{ см}$, что соответствует найденной локализации исследуемых колебаний. Обращает на себя внимание тот факт, что область

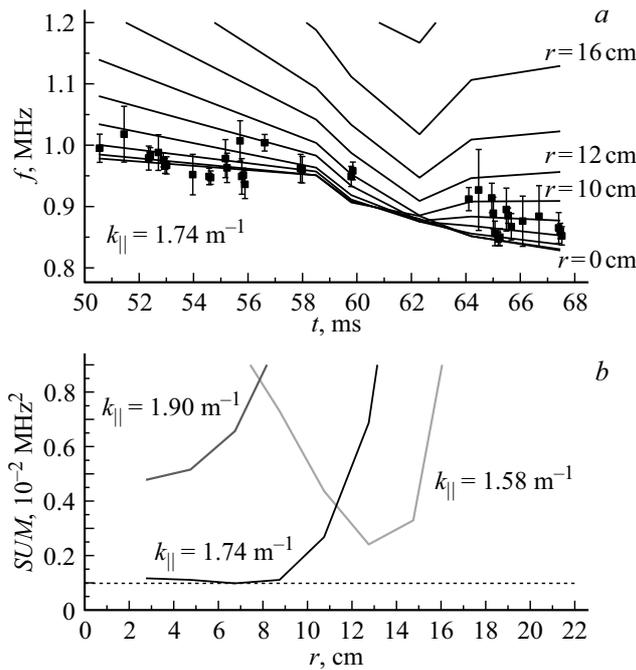


Рис. 2. *a)* Эволюция частоты АК. Точки — экспериментальные значения частоты f , найденные по спектру АК; линии — расчетные значения f_{CALC} . *b)* Определение $k_{||}$ и наименьшего значения SUM .

плазмы, в которой отклонение экспериментально измеренных частот от расчетных значений минимально, составляет существенную часть малого радиуса ($r/a < 0.4$) и приблизительно соответствует области, в которой $q \approx 1$. Это косвенно подтверждает предположение [9] о том, что наблюдаемая на установке ТУМАН-3М альфвеновская мода является локализованной в центральной области глобальной модой (GAE — global Alfvén eigenmode), которая, в частности, характеризуется широкой областью локализации в отличие от TAE (toroidal Alfvén eigenmode) [10]. Учитывая, что $q(r_s) = 1$, а длина альфвеновской волны равна длине обхода по тору: $\lambda = 2\pi\sqrt{R^2 + r_s^2}$, из соотношения $k_{||} = (n - m/q(r))R^{-1}$ получаем следующие возможные наборы модовых чисел: $(n, m) = (0, 1); (1, 0); (1, 2); (2, 1); (2, 3) \dots$. Таким образом,

4* Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 3

наблюдаемым колебаниям соответствуют наборы (n, m) , такие, что $|n - m| = 1$. Из анализа сдвига фаз сигналов с тороидально разнесенных магнитных зондов были определены значения $n = 1, 2$ для разных вспышек АК, поэтому наиболее вероятными представляются перечисленные выше сочетания. Установленные в настоящее время на токамаке магнитные зонды не позволяют достоверно определить полоидальное модовое число m . Определение модового состава АК является отдельной задачей и ее планируется решить при помощи нового массива магнитных зондов, включающего в себя шестнадцать полоидальных и два тороидальных зонда.

Рис. 1, *b* иллюстрирует влияние учета формы профиля концентрации на зависимость $f(v_A)$ в разряде #17013120. При использовании $n(0)$ вместо \bar{n} точки, отвечающие L- и H-режимам, оказываются на прямой, соответствующей дисперсионному соотношению мод альфвеновского типа. Этот факт еще раз подтверждает локализацию наблюдаемых колебаний в центральной области плазмы.

Необходимость применения описанной процедуры иллюстрируется рис. 3. На нем приведены результаты построения зависимости $f(v_A)$ для двух дейтериевых разрядов с существенно разными параметрами.

1. #14103116: H-мода, $B_T = 0.89-0.96$ Т, $I_{pl} = 169-176$ кА, $\bar{n} = (1-1.5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.
2. #1611289: L-мода, $B_T = 0.53-0.66$ Т, $I_{pl} = 84-122$ кА, $\bar{n} = (0.5-0.7) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 3, *a* альфвеновская скорость v_A рассчитывалась по среднехордовой концентрации \bar{n} , на рис. 3, *b* — по центральной концентрации $n(0)$. Наблюдаемое на рис. 3, *a* отклонение от линейной зависимости нельзя объяснить погрешностью измерения частоты, так как она не превышает 50 кГц. Как видно из рис. 3, *b*, использование центральной концентрации при расчете альфвеновской скорости вместо среднехордовой позволило приблизить зависимость $f(v_A)$ к линейной. Видно, что как в случае L-моды, так и в случае H-моды точки сместились в сторону меньших скоростей, разница между режимами состоит в величине этого сдвига. Для L-моды сдвиг больше, чем для H-моды. Величина $n(0)/\bar{n}$ для L-моды составляет 1.93, тогда как для H-моды — 1.23. Таким образом, имея представление о локализации АК, можно избежать кажущегося искажения линейной зависимости $f(v_A)$. Из скейлинга (рис. 3, *b*) можно определить волновое число АК $k_{\parallel} = 1.82 \text{ м}^{-1}$, что близко к найденному в результате сравнения экспериментальных и расчетных частот значению $k_{\parallel} = 1.74 \text{ м}^{-1}$.

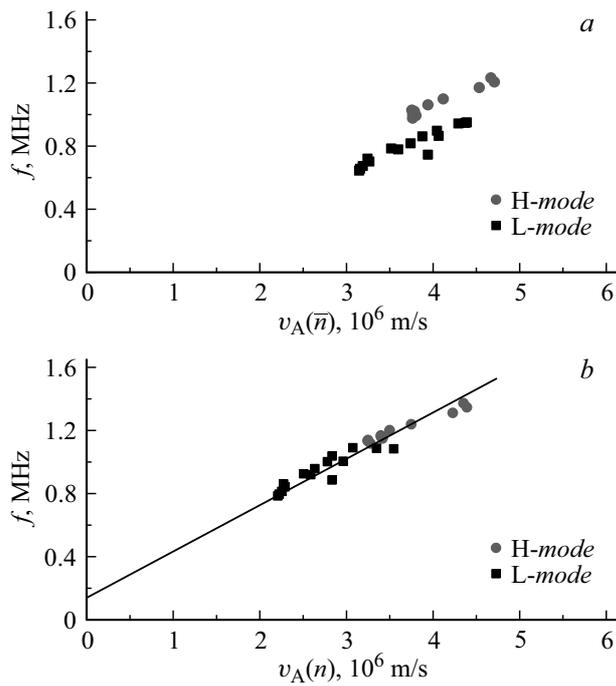


Рис. 3. Зависимость частоты от альфвеновской скорости. *a* — v_A рассчитана по \bar{n} , *b* — v_A рассчитана по n .

Таким образом, в работе в результате учета эволюции профиля концентрации в токамаке ТУМАН-3М при LH-переходе впервые удалось определить локализацию АК в центральной области плазмы ($r/a < 0.5$) в режиме омического нагрева. На основании этого сделан вывод, что наблюдаемая альфвеновская мода является GAE. Представление о центральной локализации АК в токамаке ТУМАН-3М согласуется с отмеченной ранее корреляцией между вспышками АК и пилообразными колебаниями.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12- 10285) и ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Список литературы

- [1] Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Корнев В.А., Мельник А.Д., Патров М.И., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 24. С. 99–106.
- [2] Heidbrink W.W. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 055501.
- [3] Wong K.-L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41 P. R1–R56.
- [4] Chang Z., Fredrickson E.D., Zweben S.J., Park H.K., Nazikian R., Mazzucato E., Batha S.H., Bell M.G., Budny R.V., Bush C.E., Darrow D.S., Ernst D., Fu G.Y., Hawryluk R.J., Hill K.W., Hosea J.C., Janos A.C., Jassby D.L., Johnson D.W., Johnson L.C., Levinton F.M., Mansfield D.K., McGuire K.M., Mikkelsen D.R., Mueller D., Owens D.K., Ramsey A.T., Sabbagh S.A., Synakowski E.J., Takahashi H., Taylor G., Thompson M.E., Wieland R.M., Wong K.-L., Zarnstorff M.C. // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. P. 1469–1479.
- [5] Markovič T., Melník A., Seidl J., Eliseev L., Havlíček J., Havránek A., Hron M., Imříšek M., Kovařík K., Medvedev S., Mitošinková K., Mlynar J., Naydenkova D., Pánek R., Stockel J., Varju J., Weinzettl V. // 43rd EPS Conf on Plasma Physics. 2016. P5.005.
- [6] Maraschek M., Günter S., Kass T., Scott B., Zohm H., ASDEX Upgrade Team // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4186–4189.
- [7] Askinazi L.G., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Bakharev N.N., Belokurov A.A., Bulanin V.V., Bykov A.S., Chernyshev F.V., Chugunov I., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Gin D., Goncharov P.R., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Gusev V.K., Heurax S., Ibyaminova A.D., Irzak M.A., Kantor M.Yu., Kaveeva E.G., Kiviniemi T., Khilkevitch E.M., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kornev V.A., Kouprienko D.V., Kurskiev G.S., Lashkul S.I., Lebedev S.V., Leerink S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Nesenevich V.G., Niskala P., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Perevalov A.A., Petrov M.P., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Popov A.Yu., Rozhansky V.A., Rozhdestvenskiy V.V., Sakharov N.V., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Sergeev V.Yu., Shchegolev P.B., Shatalin S.V., Shcherbinin O.N., Shevelev A.E., Sidorov A.V., da Silva F., Smirnov A.I., Stepanov A.Yu., Syssoeva E.V., Teplova N.V., Tolstyakov S.Yu., Tukachinsky A.S., Varfolomeev V.I., Vekshina E.O., Vildjunas M.I., Voronin A.V., Voskoboinikov S.P., Wagner F., Yashin A.Yu., Zhubr N.A. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104013.
- [8] Lebedev S.V., Askinazi L.G., Balachenkov I.A., Belokurov A.A., Kornev V.A., Tukachinsky A.S., Zhubr N.A. // 43rd EPS Conf. on Plasma Physics. 2016. P5.036.
- [9] Тукачинский А.С., Аскинази Л.Г., Балаченков И.М., Белокуров А.А., Гин Д.Б., Жубр Н.А., Корнев В.А., Лебедев С.В., Хилькевич Е.М., Чузунов И.Н., Шевелев А.Е. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 24. С. 72–78.
- [10] McClements K.G., Appel L.C., Hole M.J., Thyagaraja A. // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 1155–1161.