

01;04;09

О РОЛИ МАГНИТНОЙ НАКАЧКИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ВЧ НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ В ДИАПАЗОНЕ ИОННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ ЧАСТОТ

© И.П.Павлов, А.Ю.Попов

В литературе обсуждаются различные способы нагрева плазмы и создания токов увлечения в токамаках. Один из возможных вариантов — использование высокочастотной (ВЧ) волны в диапазоне высших гармоник ионных циклотронных частот, которая в результате поглощения Ландау и магнитной накачки передает энергию и продольный по отношению к внешнему магнитному полю импульс электронам плазмы. В этом случае практически отсутствует линейный механизм поглощения ВЧ волны ионами плазмы. Подобный сценарий возбуждения токов увлечения был с успехом использован при экспериментах, проведенных на токамаке DIII-D $\{f_{\text{волны}} \sim 60 \text{ МГц}, B_0 \sim 2T, T_e(0) \sim 3.8 \text{ кэВ}\}$ [1]. Как нам представляется, подобный механизм нагрева электронов и генерации токов увлечения может оказаться эффективным на небольших установках с существенно меньшими электронными температурами. Действительно, поскольку поглощение Ландау и магнитная накачка являются интегральными по радиусу токамака механизмами, можно надеяться, что, несмотря на небольшие электронные температуры, достигаемые в таких токамаках (порядка 500 эВ в центре камеры), эффективность суммарного однопроходового поглощения окажется, по крайней мере, не меньше, чем ионное циклотронное. А при обеспечении условий эффективного взаимодействия быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны с электронами в ионном циклотронном диапазоне частот и при создании несимметричного по k_{\parallel} спектра излучения антенн, на относительно небольших токамаках открывается также возможность создания токов увлечения.

Целью данной работы было показать применимость подобного сценария нагрева электронов для небольших установок на примере токамака "Туман-3". Для этого выяснялась эффективность однопроходного поглощения БМЗ волны электронами, имеющими максвелловскую функцию распределения по продольным и поперечным скоростям.

Данная задача решалась в линейном приближении для одномерно-неоднородной плазмы ($n_{e,i} = n_{e,i}(x)$; $T_{e,i} = T_{e,i}(x)$), профиль температуры и концентрации для ко-

торой выбирался параболическим. Поправки к "холодно-му" тензору диэлектрической проницаемости находились в предположении малости параметров $\mu = \rho/B_0 \cdot \partial B/\partial x \ll 1$, $\eta = \rho/E_0 \cdot \partial E_0/\partial x \ll 1$, где B — текущее магнитное поле, E_0 — поле волны, x — текущая координата, ρ — ларморовский радиус электрона, B_0 — магнитное поле в центре камеры. Подобное приближение позволяло получить следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\partial_k \partial_k E_m - \partial_m (\partial_k E_k) + (\omega/c)^2 \cdot \varepsilon_{mk}^{\text{cold}} \cdot E_k + (4\pi\omega i/c^2) \cdot J_m = 0, \quad (1)$$

где

$$k, m \subset [x, y, z], \quad \partial_k = \partial/\partial k,$$

$$I_m = J_m^{(1)} + J_m^{(2)};$$

$$J_x^{(1)} = (\omega/4\pi) \cdot \partial_y (\phi_1 \cdot E_z),$$

$$J_y^{(1)} = -(\omega/4\pi) \cdot \partial_x (\phi_1 \cdot E_z),$$

$$J_z^{(1)} = (\omega/4\pi) \cdot \phi_1 \cdot (\partial_x E_y - \partial_y E_x),$$

$$J_x^{(2)} = i \cdot (\omega/4\pi) \cdot (-\partial_y (\phi_0 \cdot \partial_y E_x) + \partial_y (\phi_0 \cdot \partial_x E_y)),$$

$$J_y^{(2)} = i \cdot (\omega/4\pi) \cdot (-\partial_x (\phi_0 \cdot \partial_y E_x) + \partial_x (\phi_0 \cdot \partial_x E_y)),$$

где

$$\phi_1 = -i \cdot N_{\parallel} \cdot \omega_{pe}^2 / (\omega_{ce} \cdot \omega) \cdot (\nu_{te}/c)^2 \cdot \beta_0^2 \cdot (1 + \beta_0 \cdot Z_0(\beta)),$$

$$\phi_0 = -\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \cdot (\nu_{te}/c)^2 \cdot \beta_0 \cdot Z_0(\beta_0),$$

$$\beta_0 = \omega / (\kappa_{\parallel} \cdot \nu_{te}),$$

$$Z_0(\beta) = 1/(\pi)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\eta^2) d\eta / (\eta - \beta_0).$$

Из механизмов поглощения БМЗ волны учитывались следующие: поглощение БМЗ волны электронами по механизму Ландау и магнитной накачки, ионное циклотронное поглощение БМЗ волны. По сравнению с работами [2,3] принимались во внимание такие механизмы поглощения волны, как магнитная накачка и интерференционный механизм, представляющий собой в теплой магнитоактивной плазме сочетание магнитной накачки и поглощения Ландау [4].

Аналитически полученная система дифференциальных уравнений (1) численно решалась методом конечных элементов. Плазма разбивалась на слои, а далее по методу

Галеркина задача сводилась к системе линейных уравнений. Для этого в пределах каждого слоя электрическое поле раскладывалось по интерполирующим функциям Эрмита. Полученная система линейных уравнений, позволяющая найти компоненты электрического поля и их производные в каждом слое, решалась методом Гаусса. Это в итоге позволяло определить суммарное поглощение БМЗ волны на ионах и электронах, вычислить поток энергии, выражения для которых, найденные аналитически, приведены ниже. Если W — энергия, поглощаемая на единице длины, а Q_x — поток энергии в направлении оси X , то:

$$\begin{aligned}
 W &= \text{Im}(\varepsilon_{zz}^{\text{cold}}) \cdot |E_z^2| + \text{Im}(\phi_0) \cdot |B_z^2| + \\
 &+ \text{Re}(\phi_1) \cdot \text{Im}(E_z^* \cdot B_z) + \text{Im}(\varepsilon_{xx}^{\text{cold}} - i \cdot \varepsilon_{yy}^{\text{cold}}) |E_x + iE_y|^2, \\
 Q_x &= (\omega/c) \cdot \left\{ \text{Re}(E_y^* \cdot B_z - E_z \cdot B_y^*) + \right. \\
 &\left. + \text{Re}(\phi_0 \cdot E_y^* \cdot B_z) + \text{Re}(\phi_1 \cdot E_y^* \cdot E_z) \right\}.
 \end{aligned}$$

В представленном выражении для поглощаемой энергии первое слагаемое описывает затухание Ландау, второе — механизм магнитной накачки, третье — интерференционный механизм, а последнее — ионное циклотронное поглощение на первой гармонике. Выражение для потока энергии состоит из трех слагаемых, первое из которых представляет собой поток электромагнитной энергии, а последние два — кинетический поток.

Численное моделирование проводилось для параметров плазмы, которые обеспечиваются в ходе экспериментов на токамаке “Туман-3” ($n_e(0) = 3-5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e(0) = 500 \text{ эВ}$, водород, дейтерий), и типичного спектра БМЗ волн ($N_y = 0-7$, $N_z = 10-30$, $f_0 = 20-40 \text{ МГц}$). Результаты для случаев $N_z = 15$ и $N_z = 30$ приведены на рис. 1 и 2. Предполагается, что плазма чисто дейтериевая, концентрация плазмы в центре камеры $n_e(0) = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Видно, что при варьировании продольного коэффициента замедления различным является соотношение между передаваемым продольным и поперечным импульсом, так как меняется относительная эффективность взаимодействия волн с плазмой. Максимальная величина однопроходowego поглощения электронами при частоте волны $f_0 = 40 \text{ МГц}$ составляет примерно 30%, причем порядка 10% из них “вкладывается” непосредственно в продольное движение, ионное же поглощение практически отсутствует. Для сравнения надо отметить, что максимальная величина однопроходowego поглощения на ионах при ионном циклотронном резонансе не

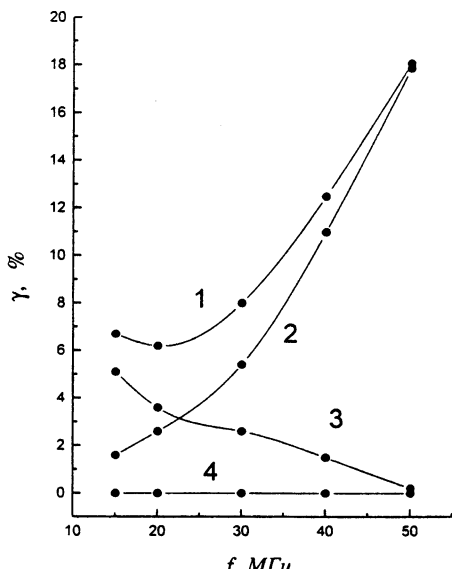


Рис. 1. Зависимость поглощения (%) при одном проходе через сечение плазмы от частоты. 1 — суммарное поглощение; 2 — поглощение электронами с передачей импульса в продольное по отношению к внешнему магнитному полю направление; 3 — поглощение электронами с передачей импульса в поперечное по отношению к внешнему магнитному полю направление; 4 — поглощение ионами. Дейтериевая плазма, $n_e(0) = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_y = 7$, $N_z = 15$.

превышает 40% при тех же параметрах плазмы в режиме нагрева на малой добавке водорода ($f_0 = 8 \text{ МГц}$).

Анализ приведенных результатов расчетов позволяет сделать вывод о том, что рост суммарного поглощения на электронах наблюдается с увеличением частоты волны накачки и ее продольного замедления. Видна сильная зависимость “поперечного” поглощения от N_z . Очевидно, что рост поглощения будет наблюдаться и при увеличении концентрации частиц в токамаке. Зависимость же от поперечного замедления N_y практически отсутствует.

Надо отметить, что поглощаемая БМЗ волна передает импульс электронам как в продольное, так и в поперечное к магнитному полю направления движения. В линейном приближении при несимметричном спектре возбуждаемых волн импульс, переданный электронам в продольном направлении, приводит к созданию тока. Поперечный импульс, передаваемый электронам, приводит к возбуждению продольного тока в следующем, квазилинейном приближении в результате деформации функции распределения. Характерные же времена релаксации функции распределения в результате квазилинейной диффузии $\tau_{\text{кв.лин}} \sim$

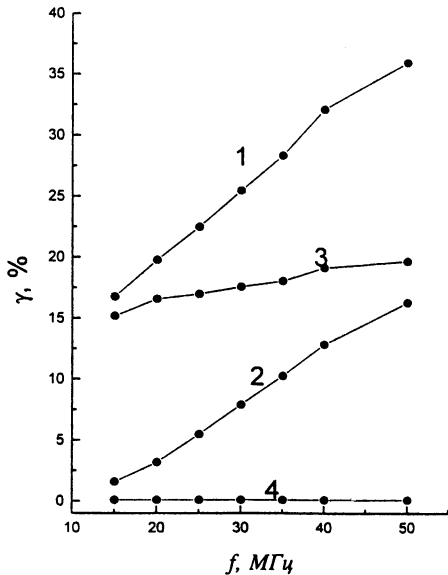


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $N = 30$.

$\sim (\nu_t c \omega_{ci} m_e^2 N_{\parallel}) / (4\pi e^2 |E_x^{(k)}|^2)$, что для токамака "Туман-3" составляет $10^{-6} - 10^{-5}$ с в зависимости от амплитуды волны. Учитывая то, что длительность ВЧ импульса значительно больше ($\tau_{ВЧ} \sim 5 \cdot 10^{-3}$ с), а характерное время электрон-ионных столкновений на токамаке "Туман-3" ($\tau_{ei} \sim 1 \cdot 10^{-5}$ с) сравнимо с $\tau_{кв.лин}$, то при интенсивном поглощении БМЗ волны электронами и при несимметричном спектре мощность, переданная частицам в кинетическую энергию поперечного движения, будет приводить к созданию продольного тока.

Эффективность генерации продольного тока зависит также и от несимметрии по κ_{\parallel} спектра возбуждаемых волн. Традиционно соответствующая несимметрия спектра излучения достигается путем определенной фазировки сложной антенной системы. Заметим, что численное моделирование показывает на автоматическое появление такой асимметрии возбуждаемого спектра даже у простой однопетлевой антенны при учете реального угла между плоскостью антенны и тороидальным магнитным полем [5].

Полученные результаты говорят о том, что в небольших установках, таких как токамак "Туман-3" и ныне строящийся токамак "Глобус-М", возможен эффективный нагрев электронов, а при несимметричном по κ_{\parallel} спектре излучения антенны и создание тока увлечения.

Список литературы

- [1] *Mayberry M., Petty C., Porkalab M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V69. P. 289.
- [2] *Brambilla M., Ottaviani M.* // *Plasma Phys. and Contr. Fusion.* V. 27. N 8. P. 919–923.
- [3] *Ирзак М.А., Павлов И.П., Щербинин О.Н.* // *ЖТФ.* 1994. Т. 64. В. 2. С. 64–75. (*Tech. Phys.* 39 (2). P. 151–156).
- [4] *Stix T.H.* // *Nuclear Fusion.* 1975. V. 15. P. 737.
- [5] *Pavlov I.P., Heikkinen J.A.* // *Phys. Plasm.* 1995. V. 2 (10). P. 3573–3581.

Поступило в Редакцию
19 января 1996 г.
