

Видно, что действие сил со стороны зарядов - изображений уже в статическом приближении весьма существенно изменяет D . Отметим, что в обычных для СТМ - эксперимента конфигурациях $d \sim 5-10 \text{ \AA}$ время туннелирования электрона $\tau \sim d^2$ значительно превосходит характерное время формирования потенциала сил изображения $\tau_{pl} \sim \omega_{pl}^{-1} \approx 10^{-15} \text{ с}$ [3]. Поэтому можно ожидать, что динамические эффекты в этом случае малы [4]. Последнее утверждение, впрочем, не является очевидным в применении к далеким изображениям.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [2] К е м б л е Е.С. The Fundamental Principles of Quantum Mechanics. New York: Mc Graw-Hill, 1937.
- [3] Б а с к и н Л.М., С о к о л о в с к и й Д.Г. // Известия вузов. Физика. 1987. Т. XXX. № 3. С. 26-29.
- [4] G a b o v i c h A.M. et all. // Surf. Sci. 1987. V. 186. P. 523-549.

Башкирский
государственный
университет
им. 40-летия Октября

Поступило в Редакцию
21 октября 1989 г.
В окончательной редакции
24 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

04

© 1990

О МЕХАНИЗМЕ ВЫКЛЮЧЕНИЯ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ В ТОКАМАКАХ

В.Н. Б у д н и к о в, Л.А. Е с и п о в,
М.А. И р з а к

Создание стационарных токов безындукционным путем является важной задачей в программе термоядерного реактора - токамака. Наибольшие успехи в генерации токов увлечения в настоящее время достигнуты с помощью НГ волн [1]. Однако во всех экспериментах по генерации токов НГ волнами обнаружен предел по плотности n_{cr} , при переходе через который генерация токов прекращается. Эта „критическая“ плотность обычно в несколько раз меньше НГ плотности n_{H} . Резкое падение эффективности генерации токов увлечения совпадает с началом генерации быстрых ионов, т.е. с началом сильного взаимодействия волны с ионами, которое обычно связывают с периферийными распадными неустойчивостями [2].

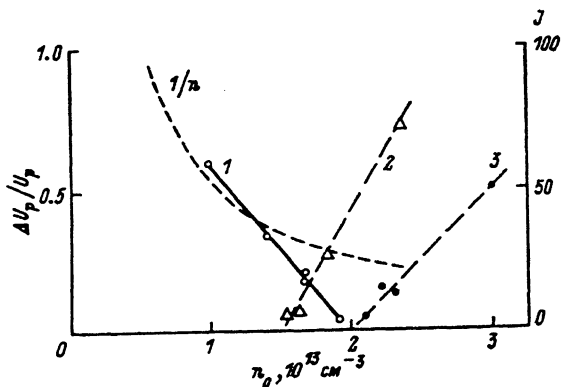


Рис. 1. Сопоставление прекращения подсадки напряжения (1) и начала генерации быстрых ионов с энергиями 1.5 кэВ (2) и 3.8 кэВ (3); $V=22$ кГц, $I_p=20$ кА, $P_{B4}=50$ кВт.

В противоположность этому в опытах по НГ нагреву на токамаке ФТ-2 ($R=55$ см, $a=8$ см, $V=12-25$ кГц, $\bar{n}=(1-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ частота греющей волны $f_0=920$ МГц) установлено, что возникновение взаимодействия волны с ионами при плотности $n_d \approx (0.3 \div 0.5)n_{UH}$ связано с параметрической неустойчивостью, развивающейся во внутренней области плазмы [3]. При этом в узкой окрестности n_d возбуждается дочерняя волна на локальной НГ частоте $f_i \approx 0.7 f_0$, эффективно взаимодействующая с ионами. Отсюда же происходит генерация быстрых ионов, энергии которых превосходят минимальную $E_{min} \approx 8T_i$ (T_i - температура ионов).

Генерация токов увлечения в плазме, создаваемой вихревым полем, проявляется в виде „подсадки” напряжения обхода: $\frac{\Delta U_p}{U_p} = \frac{IRF}{I_p}$. По теоретическим представлениям эффективность токов увлечения уменьшается обратно пропорционально концентрации. О подавлении генерации токов увлечения должно свидетельствовать отклонение зависимости $\Delta U_p(n)$ от обратно пропорциональной. Как видно из рис. 1, это наблюдается при концентрации $n_0 = n_d = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, той самой, при которой начинается генерация ионов минимальных энергий. Для примера на рис. 1 приведен J - поток нейтралей перезарядки с энергией 1.5 кэВ, близкой к E_{min} . По мере роста плотности расширяется спектр генерируемых ионов с одновременным резким уменьшением подсадки напряжения. Полное прекращение подсадки напряжения происходит при $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, когда начинается генерация ионов с $E=3.8$ кэВ. При несколько большей плотности n_{opt} наблюдается максимальный нагрев ионов. Этот процесс перехода от электронного к ионному поглощению можно представить происходящим следующим образом.

Как отмечалось, первоначально при $n_0 = n_d$ генерируются ионы с $E_{min} \approx 8T_i$. Факт генерации ионов с такой энергией свиде-

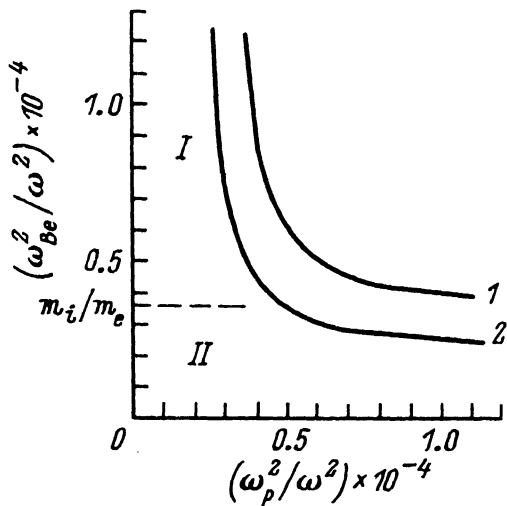


Рис. 2. Кривые ИГ резонанса для волн на частотах f_0 (1) и $0.7 f_0$ (2).

тельствуют о возбуждении волн с максимально возможным замедлением $N_{\perp} \approx \frac{c}{2\sqrt{2}v_{Te}}$. В соответствии с теорией при таком замедлении волна должна сильно поглощаться на ионах [4], однако при $n_0 = n_d$ не только отсутствует нагрев ионной компоненты, но и генерация ионов минимальной энергии является малоэффективной. Объяснить это можно так. Эффективность поглощения волны на электронах определяется электронной температурой, а на ионах — показателем преломления N_{\perp} . Даже при линейном механизме замедления область сильных замедлений вблизи n_{dH} является довольно узкой, это тем более верно при параметрическом возбуждении волн вблизи n_d , в то время как электронная температура является более слабой функцией радиуса. Во многих экспериментах показано (см., например, [1]), что генерация токов увлечения имеет место даже тогда, когда извне гриллом возбуждаются достаточно быстрые волны $N_{\parallel} < \frac{c}{3v_{Te}}$, которые не могут эффективно взаимодействовать с электронами, т.е. в плазме существует дополнительный, пока не понятный механизм продольного замедления волн до $N_{\parallel} = \frac{c}{3v_{Te}}$. Поскольку, как следует из этого, взаимодействие с электронами существует всегда, при $n_0 = n_d$, когда параметрическая неустойчивость развита в узкой центральной области, вследствие более резкой, чем $T_e(r)$, радиальной зависимости $N_{\perp}(r)$ ионам попадает малая часть энергии волны из-за сильного поглощения на электронах в окружающей горячей плазме. Для подавления взаимодействия с электронами нужно переместить область n_d из центра, что достигается увеличением плотности. При этом поглощение на

электронах ослабляется из-за уменьшения температуры электронов в области взаимодействия. Таким образом, поглощение на ионах экранирует поглощение на электронах, наиболее эффективное в центральной части. Об этом свидетельствует исчезновение надтеплового циклотронного излучения и наблюдение оптимального нагрева при $n \approx n_{cr}$. Однако в некоторых экспериментах, особенно четко на токамаке *ASDEX* [5], показано, что, хотя циклотронное излучение пропадает, нагрев электронов при $n > n_{cr}$ остается. Этот нагрев можно объяснить той же самой параметрической неустойчивостью НГ волны, которая приводит к генерации ионов. Только генерация ионов связывается с фазовым резонансом в перпендикулярном направлении, а нагрев электронов - с фазовым резонансом в продольном направлении $N_{||} \approx \frac{c}{3v_{Te}}$.

Если генерация быстрых ионов связана с НГ резонансом дочерней волны $f_i \approx 0.7 f_0$, прекращение токов увлечения также должно определяться НГ резонансом этой волны. На рис. 2 приведены в безразмерных координатах расчетные кривые концентрации n_{iH} в области линейной трансформации для частот f_0 и $0.7 f_0$. Кривые рассчитаны для дейтерия при параметрах, типичных для средних токамаков с $T_e \approx 1.5$ кэВ, $T_i \approx 1$ кэВ. $N_{||} = 2$ для f_0 является обычным для возбуждаемых гриллоном волн. Для более замедленной волны $0.7 f_0$ выбрано $N_{||} = 5$ - характерное, максимально возможное при таких T_e . Рисунок дает качественное представление о критической плотности в различных экспериментальных условиях. Он объясняет существование критической плотности и ее слабую зависимость от магнитного поля при $\omega_{pe} < \omega_{ce}$, $\omega_0 < \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \omega_{ce}$

(область I) и отсутствие предела по плотности при большой частоте греющего излучения $\omega_0 > \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \omega_{ce}$ (область II). Так, например, для обсуждаемого сейчас международного токамака *ITER* при $f_0 \approx 5$ ГГц критическая плотность для генерации НГ токов отсутствует при $B \approx 5.0$ кГс.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S t e v e n s J.E., B e r n a b e i S., B i t t e r M. et al. Proc. of the 3rd Joint Grenoble-Varena Int. Symp. Grenoble, 1982. Vol. 2. Commission of European Communities. Brussels, 1982. P. 455-468.
- [2] G o r m e z a n o C. 13th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, 1986. Report „Review of Lower Hybrid Waves Heating and Current Drive”. Preprint EUR-CEA-FC, 1295.1986. P.1-12.
- [3] Б у д н и к о в В.Н., Е с и п о в Л.А., И р з а к М.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. 48. Вып. 9. С. 480-483.

- [4] K a r n e y C.F.F. // Phys.Fluids. 1978. V. 21. P. 1584-1589. // Phys.Fluids. 1979. V. 22. P. 2188-2209.
- [5] E c k h a r t t O., L e u t e r e r F., S o l d n e r F. et al. 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Budapest, 1985. V. 2. P. 678-681.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
12 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

05.2; 07; 09

© 1990

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА

Ю.В. К о р о б к и н, О.А. П е л ь т и х и н,
В.Б. С т у д е н о в, А.В. Ч е р н ы ш о в

При нагревании сегнетоэлектрика изменяется его дипольный момент. В работе [1] показано, что при импульсном нагревании изменение дипольного момента сегнетоэлектрика может привести к генерации электромагнитной волны с существенной амплитудой. Для наблюдения этого эффекта было предложено осуществлять нагрев сегнетоэлектрика коротким лазерным импульсом, а электромагнитную волну регистрировать с помощью дипольной антенны и импульсного осциллографа.

В данной экспериментальной работе использовалась лазерная установка, генерирующая пуг световых импульсов с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, длительность пуга составляла 15 нс и отдельного импульса с энергией 0.1 Дж-(0.3-0.5) нс. Излучение лазера с поперечным распределением интенсивности, близким к гауссову диаметром 1 см, направлялось в исследуемый кристалл. Геометрия эксперимента изображена на рис. 1. Кристалл $LiNbO_3$ устанавливался так, чтобы ось спонтанной поляризации \vec{P}_s была либо параллельна, либо антипараллельна оси Z , световой пучок направлялся вдоль оси X . Дипольная антенна устанавливалась либо параллельно оси Z (вертикальное положение диполя), либо параллельно оси X (горизонтальное положение диполя). Дипольная антенна имела форму дуги окружности, лежащей на эквифазной поверхности электромагнитной волны, и перекрывающей угол 40 град. Размер диполя характеризует параметр d (для различных диполей d принимал значения: $d_1=1$; $d_2=1.6$; $d_3=3.5$ см). Сигнал с дипольной антенны, расположенной на расстоянии l ($l_1=2.5$ см;