

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ ТОКАКА

В.В. Парил

В работе показано, что процесс индуцированного рассеяния электромагнитных волн на ионах в плазме с продольным током может приводить к появлению значительного аномального сопротивления.

В экспериментах по дополнительному нагреву плазмы токака электромагнитными волнами в диапазоне частот $\omega_{pi} = (\sqrt{4\pi e^2 n/M_i}) \lesssim \Omega \ll \omega_{pe}$ на установке ТМ-3 было показано [1], что ВЧ нагрев происходит в основном на периферии плазменного шнура и сопровождается турбулизацией области нагрева и вытеснением из нее продольного тока. С помощью методики, описанной в работе [2], было показано, что величина создаваемой ВЧ волнами аномальности сопротивления току A зависит от плотности плазмы и достигает в области величины $A \sim 10$ при $\bar{n} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, уменьшаясь до единицы при $\bar{n} \gtrsim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Следует подчеркнуть, что в условиях эксперимента [1] величина продольного импульса, электромагнитных волн даже при несимметричном вводе ВЧ энергии в плазму мала по сравнению с импульсом, получаемым электронами от вихревого поля, и не может обеспечить заметной величины аномальности. Следовательно объяснить наблюдаемую экспериментально большую величину A можно лишь привлекая к рассмотрению некий нелинейный механизм трансформации электромагнитных волн в коротковолновые плазменные колебания, обладающие большим продольным импульсом.

В рассматриваемом нами случае изотермической плазмы таким механизмом может быть индуцированное рассеяние электромагнитных волн на ионах [3], приводящее к трансформации электромагнитных квантов в

$$\text{ленгмюровские с } \omega_l = \omega_{pe} \frac{k_{||l}}{k_l} \approx \Omega \text{ и } k_{||l} \sim \frac{\Omega}{v_{Te}} \gg K_{||} \approx \frac{\Omega}{c} \quad (\text{здесь}$$

k_{Ω} , k_l – волновые вектора соответственно электромагнитной и ленгмюровской волн, $v_{Te} = \sqrt{2T_e/m}$ – тепловая скорость электронов). Импульс отдачи при этом передается резонансным ионам и практически не влияет на величину продольного тока.

Система уравнений, описывающих процесс индуцированного рассеяния, имеет следующий вид [3]:

$$\frac{\partial w_0}{\partial t} = -\alpha w_0 \int d\mathbf{k}_l \frac{w_{\mathbf{k}l}}{nT} + \frac{P}{V}; \quad \frac{\partial w_{\mathbf{k}l}}{\partial t} = \alpha \frac{w_0}{nt} w_{\mathbf{k}l} - (\gamma_{\mathbf{k}l} + \nu_{ei}) w_{\mathbf{k}l}. \quad (1)$$

Здесь P/V – объемная мощность источника электромагнитных волн,

$$w_0 \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{|E_{\parallel 0}|^2}{4\pi} - \text{плотность энергии электромагнитных волн, } w_{\mathbf{k}l} \approx$$

$$\approx \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{|E_{\parallel l}|^2}{4\pi} - \text{спектральная плотность энергии ленгмюровских}$$

волн, ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений.

$$\gamma_{\mathbf{k}l} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_l^3}{|k_{\parallel l}| |k_{\perp l}|} \frac{\partial f_l}{\partial v_{\parallel}} \Big/ \omega_l / k_{\parallel l} \quad (2)$$

декремент затухания ленгмюровских волн на резонансных электронах. Параметр нелинейного взаимодействия α зависит от основных характеристик плазмы.

Из (2) следует, что при заданном уровне энергии электромагнитной волны в процессе рассеяния рождаются ленгмюровские кванты с $k_{min} \ll k_{\parallel l} \ll k_{max}$ ($k_{min} \leq 0$, $k_{max} \geq 0$). Величины k_{min} и k_{max} контролируются экспоненциально нарастающим с ростом $|k_{\parallel l}|$ декрементом затухания $\gamma_{\mathbf{k}l}$. Из (2) следует, что в отсутствие вихревого электрического поля E_{\perp} , т.е. при симметричной относительно v_{\parallel} электронной функции распределения $k_{min} = -k_{max}$. Следовательно в этом случае суммарный продольный импульс рождающихся ленгмюровских волн равен нулю. Однако в случае $E_{\perp} \neq 0$ из (2) следует, что при $\int v_{\parallel} f_l dv > 0$ неустойчивые колебания с $k_{max} < -k_{min}$ и наоборот при $\int v_{\parallel} f_l dv < 0$ $k_{max} > -k_{min}$. Таким образом при наличии в плазме продольного тока индуцированное рассеяние приводит к рождению ленгмюровских колебаний со средним продольным импульсом, направленным навстречу импульсу электронов. При взаимодействии таких волн с электронами они передают последним свою энергию и импульс и уменьшают величину продольного тока, что должно экспериментально восприниматься как появление в системе аномального сопротивления.

Для самосогласованного описания процесса торможения электронов система (2) должна быть дополнена квазилинейным уравнением для электронной функции распределения [4]:

$$\frac{\partial f_{\parallel}}{\partial t} + \frac{eE_0}{m} \frac{\partial f_{\parallel}}{\partial v_{\parallel}} = \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \frac{e^2}{m^2} \nu_{ci} \int d\mathbf{k}_l \frac{|E_{\parallel l}|^2}{(\omega_l - k_{\parallel l} v_{\parallel})^2} \frac{\partial f_{\parallel}}{\partial v_{\parallel}} - \nu_{ei} f_{\parallel};$$

$$f_{\parallel} = \int f_e dv_{\perp}. \quad (3)$$

При выводе (3) учитывалось только нерезонансное взаимодействие ленгмюровских волн с электронами, поскольку в процессе индуцированного рассеяния основная часть энергии ленгмюровских волн теряется на столкновениях [3].

Для того, чтобы оценить максимум эффекта аномальности, вносимой процессом индуцированного рассеяния, рассмотрим следующую предельную ситуацию. Будем считать, что величина продольного тока, создаваемого полем E_0 , настолько велика, что процесс рассеяния приводит к рождению только таких ленгмюровских волн, у которых $k_{||} \sim \sim k_{min} < 0$. Величина k_{min} с хорошей точностью может быть выбрана равной $|k_{min}| = k_1 = \Omega/5v_{Te}$. Умножим уравнение (3) на $mv_{||}$ и проинтегрируем его по пространству скоростей:

$$\frac{\partial}{\partial t} mnu = eE_0 n - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_l^3} \nu_{ei} k_1 \frac{|E_{||l}|^2}{4\pi} - \nu_{ei} mnu; \quad u = \int v_{||} f_{||} dv_{||} \quad (4)$$

В стационарном случае система (2) записывается следующим образом:

$$w_0 = \frac{P}{V} \frac{nT}{\alpha w_l}; \quad \alpha w_0/nT = \nu_{ei} \quad (5)$$

Выражая из (5) w_l через P и подставляя в (4) получим:

$$eE_0 n = \frac{k_1}{\omega_l} \frac{P}{V} + \nu_{ei} mnu \quad (6)$$

Соотношение (6) имеет простой физический смысл. Величина P есть энергия вносимая в единицу времени в плазму электромагнитной волной. Ее можно записать как $P = \hbar\omega_l N_0$, где N_0 — число квантов, поступающих в плазму в единицу времени. В результате индуцированного рассеяния кванты получают продольный импульс $\hbar k_{||}$, практически не меняя свою энергию. Таким образом в единицу времени за счет взаимодействия с ленгмюровскими волнами электроны в единице объема получают импульс $\hbar k_1 N_0/V = Pk_1/V\omega_l$. Остальные члены в уравнении (6) общеизвестные. Численная оценка на основании данных эксперимента [1] показывает, что члены $eE_0 n$ и $\frac{P}{V} \frac{k_1}{\omega_l}$ сравниваются при $n_{кр} \sim$

$\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При плотностях плазмы $n \ll n_{кр}$ импульс, получаемый электронами от ленгмюровских волн намного превышает таковой от вихревого поля, что должно приводить к появлению заметной аномальности. Здесь необходимо сделать следующее замечание. Выше был рассмотрен предельный случай больших вихревых токов, когда процесс рассеяния резко несимметричен. Ясно, что при выполнении сильного

неравенства $eE_0 n \ll \frac{P}{V} \frac{k_1}{\omega_l}$ ток в плазме существенно уменьшится,

что должно вызвать симметризацию рассеянных волн по продольному

импульсу и следовательно самосогласованно уменьшить член $\frac{P}{V} \frac{k_1}{\omega_l}$,

так, чтобы соблюдать естественное неравенство $eE_0 n \gtrsim \frac{P}{V} \frac{k_1}{\omega_l}$.

Отметим в заключение, что описанный выше механизм может быть использован для предотвращения скинирования зихревого тока в крупномасштабных установках токамак.

Автор благодарен В.В.Аликаеву, Ю.Н.Днестровскому, О.П.Погуце и К.А.Разумовой за полезные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
18 июня 1976 г.

Литература

- [1] V.V.Alikaev et al. VI European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973, p.63.
 - [2] Д.П.Иванов и др. "Диагностика плазмы", М., Атомиздат, 1963, стр. 292.
 - [3] Б.Н.Брейзман, В.Е.Захаров, С.Л.Мушер. ЖЭТФ, 64, 1297, 1973; А.М.Рубенчик, И.Я.Рыбак, Б.И.Стурман. ЖЭТФ, 66, вып. 10, 1974.
 - [4] А.А.Виденев. Сб. "Вопросы теории плазмы". М., Атомиздат, 1973.
-