

ОБНАРУЖЕНИЕ И АНАЛИЗ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА НА ОСНОВЕ НОВОГО СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В.П.Гавриленко, Е.А.Окс, В.А.Ранцев-Картинов

В периферийной зоне плазменного шнура токамака Т-10 обнаружены спектроскопическим методом интенсивные осциллирующие электрические поля и проанализированы их параметры.

1. В последнее время на термоядерных установках типа "токамак" уделяется большое внимание исследованиям периферийной плазмы, так как незначительные изменения ее параметров могут приводить к коренной перестройке плазменного шнура в целом и изменению времени жизни частиц¹. В настоящей работе периферийная плазма токамака Т-10 исследовалась путем анализа линий дейтерия. Спектр свечения линий дейтерия регистрировался по центральной хорде в экваториальной плоскости установки. Диагностическая аппаратура, представлявшая собой десятиканальный полихроматор на основе монохроматора МДР-2 с волоконной оптикой и фотоумножителями, позволяла зарегистрировать спектр за один разряд. Разрешение отдельных каналов составляло $0,6 \div 0,7 \text{ \AA}$. Для проведения поляризационного анализа исследуемого излучения перед входной щелью полихроматора размещался поляризатор.

На рис. 1, 2 представлены типичные спектры линий дейтерия D_α , D_β и D_γ , зарегистрированные при значении магнитного поля установки $B_0 = 1,65 \text{ Тл}$. Главной особенностью этих

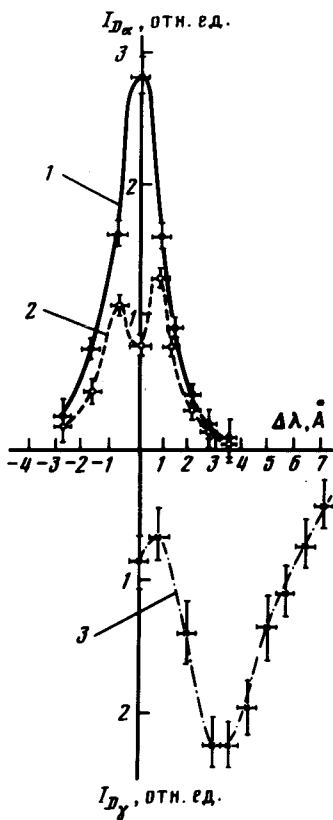


Рис. 1. Профили линии D_α (кривые 1 и 2) и "красная" половина профиля линии D_γ (кривая 3), снятые при токе разряда $J = 180$ кА, магнитном поле установки $B_0 = 1,65$ Тл, концентрации электронов $\bar{n}_e \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Профиль 1 – поляризация излучения $e \perp B_0$, профили 2 и 3 – $e \parallel B_0$

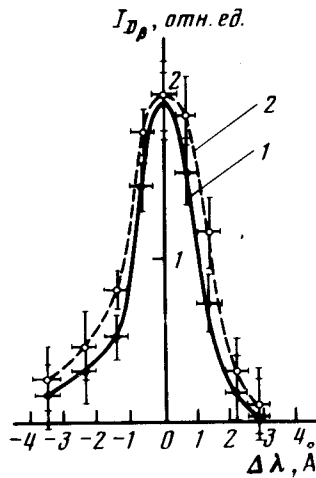


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, только для линии D_β . Профиль 1 – $e \perp B_0$, профиль 2 – $e \parallel B_0$

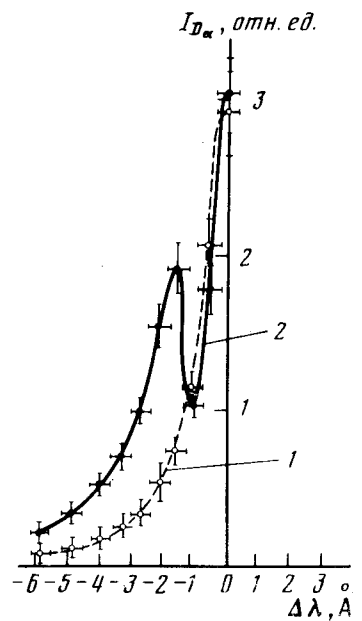


Рис. 3. Профили линии D_α ("синяя" половина), снятые при $J = 450$ кА, $B_0 = 3,05$ Тл, $\bar{n}_e \approx 6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Профиль 1 – $e \parallel B_0$, профиль 2 снят без поляроида

профилей является наличие провала в центральной части профилей D_α , D_γ и отсутствие такого провала на профиле D_β , причем провалы у линий D_α , D_γ наблюдаются на профилях, соответствующих излучению с поляризацией параллельно вектору B_0 (π -профилям). Наличие провалов у поляризационных профилей дейтерия нельзя объяснить ни зеемановским расщеплением (поскольку оно было бы в $2 \div 2,5$ раза меньше наблюдаемого, и кроме того, оно не может возникнуть на π -профилях), ни самопоглощением излучения (поскольку нет провалов на профилях D_α , D_γ в другой поляризации, а на профилях D_β их нет вообще). Единственный физический механизм, который может быть ответственным за возникновение провалов, – это эффект Штарка в анизотропных электрических полях. При этом возникает вопрос относительно конкретного вида таких полей. Наличие провалов на π -профилях D_α , D_γ при $B_0 = 1,65$ Тл можно было бы в принципе объяснить тем, что вдоль магнитного поля установки B_0 возбуждены квазимонохроматические электрические поля (КЭП), амплитуда которых $E_0 \gg m_e e \omega / n^2 \hbar$ (ω – частота КЭП, n – главное квантовое число)^{2,3}. Однако тогда провал должен был бы существовать и на π -профиле D_β , что не наблюдается.

2. Оказывается, что спектральные особенности у совокупности поляризационных профилей D_α , D_β , D_γ при $B_0 = 1,65$ Тл можно объяснить воздействием суперпозиции высокочастотного КЭП $E_0 \cos \omega t$, поляризованного вдоль направления наблюдения, и квазистатического (КС) электрического поля $F \parallel B_0$ ¹⁾:

$$E(t) = e_z E_0 \cos \omega t + e_x F \quad (1)$$

1) Поле F представляет низкочастотное (НЧ) КЭП $F \cos \omega t$, КС характер воздействия которого обеспечивается условием $\Omega \ll n^2 \hbar F / m_e e \ll (\delta \Omega)^3 / \Omega^2$ ³, где $\delta \Omega$ – масштаб суммарного уширения другими механизмами.

(e_x, e_z — орты). В ситуации, когда $\max[\omega, (n\hbar E_0 \omega / m_e e)^{1/2}] \gg n\hbar F / m_e e$, при воздействии поля (1) на водородоподобный излучатель возникает принципиально новый спектроскопический эффект: КЭП $e_z E_0 \cos \omega t$ подавляет ортогональную ему КС составляющую $e_x F$. В результате эффективное КС поле, действующее на уровень n атома дейтерия, равно $e_x F_{eff}^{(n)}$, $F_{eff}^{(n)} = F \cdot J_0(3n\hbar E_0 / 2m_e e \omega) (J_0(u) - \text{функция Бесселя})$. Кроме того, в спектре с z -поляризацией при $3n\hbar E_0 / 2m_e e \omega \gg 1$ могут существовать сателлиты на расстояниях от центра линии $\Delta\omega = \pm \omega, \pm 2\omega, \dots$, сравнимые по интенсивности с компонентой на частоте $\Delta\omega = 0$.

Таким образом, наличие провалов на π -профилях D_α, D_γ и отсутствие провала на π -профиле D_β объясняется тогда тем, что КЭП $E_0 \cos \omega t$ частично подавляет КС расщепление уровней $n = 2, 3, 5$ и полностью $n = 4$: $F_{eff}^{(4)} = 0$. Поскольку в случае $F_{eff}^{(4)} = 0$ наиболее интенсивные спектральные π - и σ -компоненты КС профиля D_β излучаются на несмещенной частоте $\Delta\omega = 0$, то провал в центре π -профиля D_β отсутствует. Предполагая, что для $n = 4$ аргумент функции $J_0(3n\hbar E_0 / 2m_e e \omega)$ совпадает с ее первым нулем, получаем $\hbar E_0 / m_e e \omega \approx 0,40$. Отсюда, при условии, что частота ω близка к электронной циклотронной частоте ω_{ce} (при $B_0 = 1,65$ Тл), находим $E_0 \approx 14$ кВ/см. В этом случае величина $F_{eff}^{(n)}$ для других уровней равна: $F_{eff}^{(2)} \approx 0,67F$, $F_{eff}^{(3)} \approx 0,34F$, $F_{eff}^{(5)} \approx 0,26F$. Оценка КС полей по π -профилю D_α дает величину $F \approx 20$ кВ/см. Как следует из рис. 1, 2, интегральные (по спектру) интенсивности σ - и π -профилей отличаются приблизительно в два раза для линии D_α и почти совпадают для линии D_β . Это, вероятно, обусловлено тем, что населенности штарковских подуровней уровня $n = 3$, раздвинутых полем $F_{eff}^{(3)}$, не совпадают с их равновесными значениями; в то же время штарковские подуровни уровня $n = 4$ при $F_{eff}^{(4)} = 0$ остаются изоэнергетическими и столкновения выравнивают их населенности. Направление КЭП $E_0 \cos \omega t$ близко к направлению наблюдения, поскольку на σ -профилях D_α, D_β отсутствуют интенсивные сателлиты на частотах $\Delta\omega = \pm \omega, \pm 2\omega, \dots$. Измерение ионной температуры по полуширине центральной компоненты σ -профиля D_α дает значение $T_i \sim (10 \div 15)$ эВ, которое согласуется с оценками $T_i \sim (10 \div 30)$ эВ в области максимальной интенсивности линий дейтерия, полученными другими методами для различных режимов работы установки Т-10.

3. При большем значении магнитного поля $B_0 = 3,05$ Тл профили линий дейтерия существенно изменяются: большим уширением и провалом в центре характеризуется не π -, а σ -профиль D_α (см. рис. 3). Это означает, что КС поле теперь направлено вдоль оси Oy (перпендикулярно к B_0 и к направлению наблюдения). Количественный анализ σ -профиля D_α на рис. 3 дает: $F \sim 20$ кВ/см (и по-прежнему $\Omega \ll \omega_{ce}$), $0 \leq E_0 \leq 10$ кВ/см.

4. Таким образом, анализ экспериментальных данных с учетом нового спектроскопического эффекта показывает, что по крайней мере в периферийной плазме токамака Т-10 в режимах с большим током и сравнительно низкой плотностью раскачиваются колебания, электрические поля которых достигают $10 \div 20$ кВ/см. Отметим в заключение, что КС составляющая не обязательно представляет регулярное одномерное НЧ КЭП. Анализ экспериментальных профилей $D_\alpha, D_\beta, D_\gamma$ допускает также вывод, что КС составляющая представляет НЧ турбулентность с квазидвумерным спектром, развитую в плоскостях Oxz (при $B_0 = 1,65$ Тл) или Oyz (при $B_0 = 3,05$ Тл).

Литература

1. Bagdasarov A.A., Bugarya V.I., Vasin N.L., Vershkov V.A. Proc. 12th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest, 1985, p. 207.
2. Blochinzew D.I. Phys. Zs. Sow. Union, 1933, 4, 501.
3. Окс Е.А., Шагеев Ю.М. Препринт ИПФАН № 76, Горький, 1983.

Поступила в редакцию

9 июля 1986 г.