

Г. В. ШОЛИН

ШТАРКОВСКОЕ УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

(Представлено академиком Е. К. Завойским 20 III 1970)

Одной из основных задач физики плазмы является измерение плотности энергии, заключенной в электростатических колебаниях, возникающих в результате турбулентного характера диссипативных процессов (1). Для этой цели может служить штарковское уширение бальмеровских линий водорода в плазме. Впервые такая возможность рассматривалась Вульфом (2) еще до развития последовательной теории (3, 4) штарковского уширения водородных линий в равновесной плазме. Впоследствии эффект Штарка в высокочастотных стохастических полях обсуждался в рамках адиабатического приближения в работе (5). Однако, адиабатическое приближение непригодно для описания высокочастотных полей (3). В настоящей работе развивается теория штарковского уширения водородных спектральных линий в турбулентной плазме, учитывающая неадиабатичность воздействия на атом лэнгмюровских колебаний, а также вклад одночастичных механизмов уширения.

1. Профили водородных спектральных линий формируются в плазме под действием электрических микрополей ионов и электронов. Обусловленная ионами низкочастотная ($\omega_i \lesssim v_T \cdot N^{1/2}$) компонента E_{i0n} электрического микрополя определяет штарковское расщепление уровней $\Delta\omega_\alpha = \frac{3}{2} n (n_1 - n_2) \frac{ea_0}{\hbar} E_{i0n}$ и частоту прецессии $\omega_E = \frac{3}{2} n \frac{a_0 e}{\hbar} E_{i0n}$ дипольного момента d атома вокруг направления поля E_{i0n} (здесь α — обозначает всю совокупность квантовых чисел n, n_1, n_2, m , определяющих состояние атома в параболической системе координат (4), a_0 — борковский радиус). Изменения поля E_{i0n} происходят адиабатически ($\omega_i < \omega_E$), и проекция d на направление E_{i0n} сохраняется. Изменения его проекции d_E происходят под влиянием высокочастотной ($\omega_e > \omega_{pe} \gg \omega_E$) компоненты электрического микрополя E_{e1} , обусловленной электронами плазмы. В равновесной плазме неадиабатические эффекты электронных полей учитываются обычно в рамках ударной теории (3, 4). Они определяют время жизни $\tau_\alpha^{yd} = 1 / \gamma_\alpha^{yd}$ атома на данном штарковском подуровне. Механизм штарковского уширения водородных линий в плазме допускает особенно простую интерпретацию, когда τ_α^{yd} оказывается значительно меньше периода изменения ионного поля (6, 7). В этом случае поле ионов можно считать квазистатическим, а профиль каждой штарковской компоненты — лорентцовским с полушириной равной γ_α^{yd} . Результирующий профиль получается путем усреднения по всем возможным значениям напряженности поля E_{i0n} .

В зависимости от картины штарковского расщепления уширение водородных спектральных линий имеет различный характер. Полуширины линий с сильной центральной компонентой, таких как $Ly_{-\alpha}, H_\alpha, P_\alpha$, практически целиком определяются электронным ударным уширением несмещенных компонент: $\Delta\omega_{1/2} \approx \gamma_\alpha$. Напротив, полуширины линий без центральной (несмещенной) компоненты, таких как $Ly_{-\beta}, Ly_{-\gamma}, H_\beta, H_\gamma$, опре-

деляются линейным эффектом Штарка в среднем квазистатическом поле ионов $\Delta\omega_{1/2} \approx 12,5(n^2 - n'^2)N^{2/3}$ (4) *.

2. В области параметров ($N_e \gtrsim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \lesssim 50$ эв) электрические поля ионнозвуковых и еще более низкочастотных колебаний плазмы являются для возбужденных атомов водорода квазистатическими ($\gamma_a > \omega_{pi}$). Профили водородных линий, не имеющих центральной штарковской компоненты ($L_{y-\beta}$, H_β и т. п.), оказываются при этом на большей своей части пропорциональными функциям распределения низкочастотного электрического поля, возникающего в результате сложения статистически независимых вкладов от отдельных близко расположенных к излучателю ионов и от коллективных электростатических колебаний с частотами $\omega \lesssim \omega_{pi}$:

$$W(E, \beta) = \iint W_H(E') W_R(E'') \delta(E - E' - E'') dE' dE'' \quad (1)$$

Распределение электрических полей от отдельных ионов $W_H(E)$ описывается функцией Хольцмарка (8), а распределение полей колебаний со статистически независимыми фазами $W_R(E)$ — функцией Рэля (10). В формуле (1) параметр $\beta = E_H / E_R$ — отношение масштабов полей в распределениях Хольцмарка и Рэля.

При достаточно высоком уровне турбулентности $\xi_i = \int E_k^2 d_k / 8\pi N T_e = \langle E^2 \rangle / 8\pi N T_e \gg e^2 N^{1/3} / T_e$, максимум функции распределения $W(E, \beta)$ смещается в сторону больших полей ($E_{\max} \approx E_R > E_H$). Полуширины линий без центральной компоненты будут при этом существенно больше их значений в равновесной плазме той же концентрации, а характерные провалы в центральных областях линий будут выражены значительно ярче, поскольку неадиабатическое уширение отдельных штарковских компонент останется прежним. Средняя напряженность неравновесных электрических полей низкочастотных плазменных колебаний может в этом случае определяться по штарковскому расщеплению $(\Delta\lambda)_{\text{эксп}}$ спектральных линий

$$\tilde{E}_{\text{ср}} = \frac{4\pi\hbar c (\Delta\lambda)_{\text{эксп}}}{3 [n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2)]_{\text{ср}} e a_0 \lambda_0^3} \quad (2)$$

где $(\Delta\lambda)_{\text{эксп}}$ — измеренная полуширина, λ_0 — длина волны линии, ${}^3/2 e a_0 [n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2)]_{\text{ср}}$ — усредненное по компонентам значение разности проекций дипольного момента в верхнем и нижнем состояниях.

При раскачке только одной ионнозвуковой ветви электростатических колебаний полуширины линий H_α и H_γ практически не должны возрастать по сравнению с их значениями в равновесной плазме. Полуширина H_α по-прежнему будет целиком определяться электронным ударным уширением несмещенной компоненты, а полуширина H_γ может даже уменьшиться из-за более существенного «размазывания» боковых компонент. Однако, крылья линий будут интенсивнее, чем в равновесной плазме, а боковые компоненты могут «отщепиться».

3. Частота электронных лэнгмюровских колебаний в $\sqrt{M_i / m_e}$ раз выше частоты ионного звука и удовлетворяет критерию неадиабатичности $\omega_{pe} > \omega_E$. Поэтому время жизни атома на данном штарковском подуровне τ_a должно зависеть от уровня турбулентности на высоких частотах. Для того чтобы вычислить соответствующую частоту переходов $\gamma_a^{\text{шум}} = 1/\tau_a^{\text{шум}}$, необходимо, как обычно, найти средний эффект этих колебаний на амплитуду состояния атома (3, 4). Усреднение проводится по промежутку времени достаточно большому по сравнению с периодом плазменных колебаний, но достаточно малому по сравнению с временем нараста-

* Согласно расчетам (9), отношение полуширин бальмеровских линий H_α , H_β , H_γ и H_δ оказывается равным 1 : 20 : 5 : 38 при $N_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 4$ эв и 1 : 100 : 5 : 400 при экстраполяции расчетных данных (9) в область $N_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 50$ эв, где обычно доплеровское уширение линий H_α и H_γ превышает штарковское.

ния колебаний и временем жизни атома в данном состоянии. Кроме того, следует усреднить по хаотическим фазам плазменных колебаний. Соответствующие вычисления приводят к следующему выражению, которое справедливо при условии малости штарковского расщепления между соседними подуровнями по сравнению с электронной плазменной частотой:

$$\gamma_{\alpha}^{\text{шум}} = 6\pi N v_{Te} \cdot n^2 [n^2 - (n_1 - n_2)^2 - m^2 + 1] \frac{a_0 v_{Te}}{\omega_{pe}} \left\{ \int E_k^2 dk / 8\pi N T_e \right\}. \quad (3)$$

В термодинамически равновесной плазме уровень шумов $\xi_e = \xi_{Te} = \int \frac{E_k^2 dk}{8\pi N T_e} \approx \left(N \frac{v_{Te}^3}{\omega_{pe}^3} \right)^{-1} = (N r_{Доб}^3)^{-1}$ и вклад лэнгмюровских колебаний в полную частоту переходов оказывается малым по сравнению с вкладом отдельных электронных ударов: $(\gamma_{\alpha}^{\text{уд}} / \gamma_{\alpha}^{\text{шум}}) \approx 3/4 \pi \ln (T_e / \hbar n^2 \omega_{pe}) \sim 10$.

Однако в турбулентной плазме, где $\xi_e \gg \xi_{Te} = (N r_{Доб}^3)^{-1}$, обусловленная лэнгмюровскими колебаниями частота переходов $\gamma_{\alpha}^{\text{шум}}$ может значительно превышать электронную ударную частоту. Это прежде всего скажется на форме линий $Ly_{-\alpha}$, H_{α} , P_{α} , контуры которых определяются по существу только уширением центральной штарковской компоненты, несущей основную долю всей интенсивности линий.

Уровень турбулентности ξ_e лэнгмюровских колебаний может быть измерен по уширению этих линий

$$\xi_e \approx (\Delta \lambda_{1/2})_{\text{экср}} \omega_{pe} m_e c / 3 \lambda_0^2 n^4 a_0 N T_e \quad (4)$$

при том условии, конечно, что другие механизмы уширения здесь несущественны, а N и T_e известны.

Развитие турбулентности на лэнгмюровских частотах не будет, однако, сказываться на полуширинах линий $Ly_{-\beta}$, $Ly_{-\delta}$, H_{β} и H_{δ} до тех пор, пока $\gamma_{\alpha}^{\text{шум}}$ остается меньше среднего штарковского расщепления между соседними уровнями $\Delta \omega \sim 3n\hbar / e m_e E_0$, т. е. пока

$$\xi_e \lesssim 2\pi e^4 N^{2/3} / \hbar n^3 \omega_{pe} T_e. \quad (5)$$

Пропорциональность между уширением отдельной штарковской компоненты и плотностью энергии лэнгмюровских колебаний будет соблюдаться до тех пор, пока $\tau_{\alpha} \gg 2\pi \omega_{pe}^{-1}$. При $\tau_{\alpha} \lesssim 2\pi \omega_{pe}^{-1}$ ($\xi_e \geq e^2 / 2n^4 a_0 T_e$) нарушаются условия применимости обычного (4, 5) метода расчета неадиабатической частоты переходов. Вычисления могут быть выполнены в случае $\xi_e \geq e^2 / 2n^2 a_0 T_e$, когда электрические поля E_{pe} лэнгмюровских колебаний оказываются настолько большими, что значительную часть периода $\tau_{pe} = 2\pi / \omega_{pe}$ дипольный момент атома адиабатически следует за вектором E_{pe} , но на каждом периоде адиабатичность прецессии нарушается с вероятностью равной единице при достижении полем E_{pe} в процессе осцилляции минимальных значений $|E_{pe}| < E_0$. Поэтому у всех линий, у которых энергия верхнего уровня удовлетворяет условию $\epsilon_n = e^2 / 2n^2 a_0 < n^2 \xi_e \cdot T_e$, полуширины будут одинаковыми и равными $\Delta \omega_{1/2} \approx \omega_{pe}$. Они не будут больше расти с увеличением уровня шумов высокочастотных электростатических колебаний. Теперь показателем уровня турбулентности может служить минимальное значение n_{min} , при котором еще соблюдается такая пропорциональность: $\xi_e \approx e^2 / 2n_{\text{min}}^2 a_0 T_e$.

4. При одновременном возбуждении в плазме высокочастотных ($\omega \geq \omega_{pe}$) электростатических колебаний с уровнем $(N r_{Доб}^3)^{-1} \ll \xi_e < e^2 / 2n^4 a_0 T_e$ и низкочастотных колебаний с уровнем $e^2 N^{1/3} / T_e < \xi_e < e^2 / 2n^2 a_0 T_e$ полуширины линий с сильной центральной штарковской компонентой ($Ly_{-\alpha}$, H_{α} , H_{γ} и т. п.) определяются плотностью энергии лэнгмюровских колебаний, тогда как полуширины линий без центральной компоненты ($Ly_{-\beta}$, $Ly_{-\delta}$, H_{β} и т. п.) — средней напряженностью полей низ-

кочастотных колебаний. При $\xi_i \geq \xi_{i\text{кр}} \approx e^2 / 2n_1^2 a_0 T_e$ частота прецессии дипольного момента атома вокруг вектора низкочастотного электрического поля оказывается больше ω_{pe} , и лэнгмюровские колебания оказываются адиабатическими. В этом случае для линий, начинающихся с уровней $n > n_1$, величина τ_a определяется только электронными ударами и вместо характерных для неадиабатического уширения плазменными колебаниями «размытых» профилей должно наблюдаться довольно четкое расщепление, аналогичное случаю возбуждения только одних низкочастотных колебаний. При $\xi_e > e^2 / 2n_0^2 a_0 T_e$ полуширины $\Delta\omega_{1/2}$ линий, начинающихся с уровней $n > n_0$, должны быть одинаковыми и равными ω_{pe} . Наличие низкочастотной турбулентности не скажется на тех линиях, где высокочастотное уширение превышает расщепление в квазистатических полях $\omega_{pe} \geq 3/4 (n^2 - n'^2) \frac{ea_0}{\hbar} \tilde{E}_{\text{ср}}$, т. е. на линиях, верхний уровень которых

удовлетворяет неравенству $n_{\text{кр}} \leq e^2 / a_0 T_e \xi_i$. Уровень низкочастотной турбулентности ξ_i можно поэтому определить по максимальному значению $n_{\text{max}} = n_{\text{кр}}$, при котором еще соблюдается равенство $\Delta\omega_{1/2} = \omega_{pe}$, а выше которого $\Delta\omega_{1/2} > \omega_{pe}$ и профили водородных линий без центральной компоненты обнаруживают характерное расщепление.

При экспериментальном исследовании плазменной турбулентности чрезвычайно важно отдельно уширение, обусловленное коллективными колебаниями, от уширения, связанного с приростом концентрации заряженных частиц. Это накладывает довольно жесткие требования на скорость регистрации профилей спектральных линий и степень ионизации предварительной плазмы, поскольку в турбулентных стохастических полях электростатических колебаний возможен лавинный процесс ионизации типа высокочастотного пробоя. Лучше всего эти требования удовлетворяются при использовании метода высокоскоростной электронооптической спектхронографии⁽¹¹⁾, и первые экспериментальные результаты, полученные таким методом^(12, 13), находятся в хорошем соответствии с развитыми выше теоретическими представлениями.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю признательность Е. К. Завойскому за постоянный интерес к работе и содействие, а также Г. Е. Смолкину, при непосредственном участии которого были получены основные результаты этой работы.

Поступило
20 III 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. К. Завойский, Атомная энергия, 14, 57 (1963). ² Н. Wulf, Zs. Naturforsch., 15a, 13 (1960). ³ Н. R. Griem, A. C. Kolb, K. J. Shen, Phys. Rev., 116, 4 (1959). ⁴ И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М., 1963. ⁵ Е. В. Лифшиц, ЖЭТФ, 53, 944 (1967). ⁶ Л. П. Кудрин, Г. В. Шолин, ДАН, 147, 342 (1962). ⁷ Г. В. Шолин, Препринт ИАЭ — 1440 (1967). ⁸ J. Holtsmark, Ann. Phys., 58, 577 (1919). ⁹ Г. Грим, Спектроскопия плазмы, М., 1969. ¹⁰ Рэлей, Теория звука, М., 1, 1955. ¹¹ Е. К. Завойский, Г. Е. Смолкин, Докл. на Всесоюзной конфер. по высокочастотной фотографии и кинематографии и их применению в науке и технике, М., ноябрь 1969. ¹² С. П. Загородников, Г. Е. Смолкин и др., ДАН, 195, 5 (1970). ¹³ Е. К. Завойский, Ю. Г. Калинин и др., ДАН, 194, № 1 (1970).