

01; 02; 04

ШТАРКОВСКОЕ УШИРЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ L_α , L_β В ПЛАЗМЕ: РЕЗОНАНС МЕЖДУ КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ И ГАРМОНИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Б. В. Люблин, Д. Г. Яковлев, В. Ю. Ясевич

Рассчитаны профили спектральных линий L_α , L_β атома водорода, уширенные электрическим полем $E(t) = \mathcal{E} + E_0 \cos(\Omega t + \varphi)$ (при $\beta \equiv CE_0/2\Omega \ll 1$, где $C = 3\hbar n/2m_e e$ — постоянная эффекта Штарка верхнего уровня с главным квантовым числом n) и эффектом Допплера. Здесь \mathcal{E} — квазистатическое поле низкочастотной (НЧ) турбулентности плазмы с гауссовой функцией распределения $W(\mathcal{E})$, $E_0 \cos(\Omega t + \varphi)$ — гармоническое поле ленгмюровских колебаний плазмы ($\Omega = \omega_{pe}$) или лазерного излучения. Если среднеквадратичная напряженность НЧ поля $\mathcal{E}_0 \sim \Omega/C$, $\beta \approx 0.1-0.2$ и доплеровская ширина $\gamma_D \leq 0.3\Omega$, то на фоне контура, уширенного НЧ полем, на частотах $\omega \approx \pm \Omega$ (L_α) и $\pm \Omega$, $\pm 2\Omega$ (L_β) от центров линий возникают спектральные особенности, обусловленные резонансным взаимодействием НЧ и гармонического полей. Каждая особенность состоит из пика на частотах $\omega = \pm \Omega$, $\pm 2\Omega$ и характерного рельефа шириной $\sim \beta\Omega$ по обе стороны от него. Пики не уширяются НЧ полем и могут быть достаточно узкими; их относительная интенсивность пропорциональна β . Результаты представляют интерес для атомной спектроскопии, а также для диагностики ленгмюровской турбулентности и лазерного излучения в плазме.

Введение

Хорошо известно, что электрические поля в плазме удобно измерять по штарковскому уширению спектральных линий атомарного водорода. Для этой цели необходимы теоретические расчеты формы водородных линий, уширенных электрическими полями различного типа. Такие расчеты проводились для электрических микрополей в нетурбулентной плазме (см., например, [1]), турбулентных квазистатических полей \mathcal{E} с различными функциями распределения $W(\mathcal{E})$ ($\int d\mathcal{E}W(\mathcal{E}) = 1$) [2], для гармонического поля $E_0 \cos(\Omega t + \varphi)$ [3].

В данной работе рассчитывается форма водородных линий L_α , L_β для суперпозиции квазистатического и высокочастотного гармонического полей

$$E(t) = \mathcal{E} + E_0 \cos(\Omega t + \varphi), \quad \beta = \frac{CE_0}{2\Omega} \ll 1, \quad C = \frac{3}{2} \frac{\hbar n}{m_e e}. \quad (1)$$

Здесь C — постоянная эффекта Штарка верхнего уровня с главным квантовым числом n . Считается, что поле (1) не вызывает переходов между различными уровнями (тогда основной уровень полем $E(t)$ не возмущается). В эксперименте роль квазистатического поля может играть поле Хольцмарка или низкочастотных (НЧ) колебаний плазмы, а роль гармонического — поле ленгмюровских колебаний или лазерного излучения.

Решение задачи сводится к усреднению профиля линии в поле (1) при $\mathcal{E} = \text{const}$ с функцией распределения $W(\mathcal{E})$. Профиль при $\mathcal{E} = \text{const}$ рассчитывался в [4, 5], а также (более полно и последовательно) в [6, 7] (сравнение результатов [4, 5, 6, 7] проделано в [6, 7]). Он состоит из дискретных компонент, а именно из главных штарковских компонент, на которые расщепляется верхний уровень в поле \mathcal{E} , и их менее интенсивных спутников, обусловленных гармоническим полем. Главные компоненты отстоят друг от друга по частоте

на $C\mathcal{E}$, а спутники отстоят от главных компонент на частоту, кратную Ω . При $C\mathcal{E} \approx \Omega$ частота гармонического поля близка к частоте перехода между соседними главными компонентами. Возникающий резонанс сильно влияет на положение и интенсивность компонент линии.

Ниже мы покажем, что при усреднении с функцией $W(\mathcal{E})$ дискретных компонент, соответствующих $\mathcal{E} = \text{const}$, возникает непрерывный профиль, в ко-

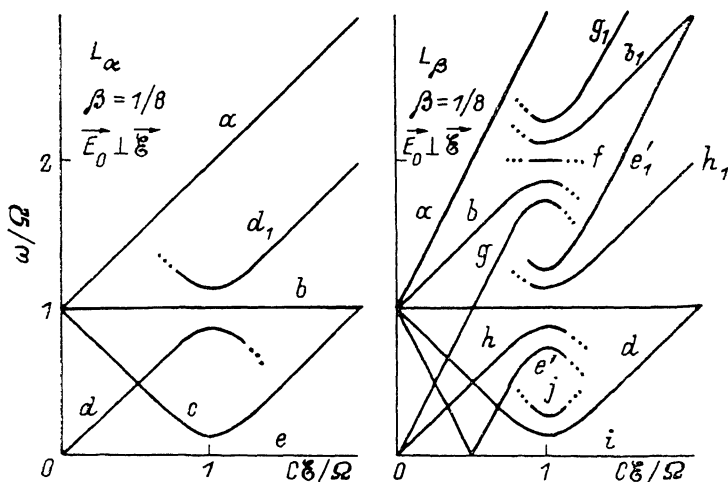


Рис. 1. Положение половины штарковских компонент линий L_α , L_β в поле (1) при $E_0 \perp \mathcal{E}$, $\beta=1/8$ в зависимости от \mathcal{E} .

Точки — участки кривых, на которых компоненты проявляются крайне слабо.

тором резонансные особенности могут проявляться достаточно четко; такие особенности могут быть использованы для диагностики электрических полей плазмы.

1. Основные уравнения

Профиль линии, уширенной электрическим полем (1) и эффектом Доплера, дается выражением

$$I(\omega) = I(-\omega) = \sum_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} du e^{-u^2} \int d\mathcal{E} W(\mathcal{E}) j_s \delta(\omega - \omega_s - \omega_D u). \quad (2)$$

Здесь ω — частота излучения, отсчитываемая от центральной частоты ω_0 , $\omega_D = \omega_0 \sqrt{2kT/(Mc^2)}$, M — масса излучающего атома, j_s и ω_s — интенсивности и частоты штарковских компонент $s=a, b, c, \dots$ (рис. 1) в поле $\mathcal{E} = \text{const}$. Поскольку $I(\omega) = I(-\omega)$, то рассматриваем половину профиля.

Выражения для j_s и ω_s получены в [6, 7]. Для лаймановских линий j_s и ω_s определяются компонентами $\bar{U}_{\alpha'\alpha}(t)$ оператора эволюции атомного электрона на верхнем уровне (в представлении взаимодействия), усредненными по фазе φ гармонического поля (см. (1)). Здесь α, α' — состояния верхнего уровня (в параболических координатах). Согласно [6, 7], $\bar{U}_{\alpha'\alpha}(t)$ можно представить в виде

$$\bar{U}_{\alpha'\alpha}(t) = \sum_s u_{\alpha'\alpha}(s) e^{-i\omega_s t}, \quad (3)$$

где $u_{\alpha'\alpha}(s)$ — вещественные амплитуды.

Тогда интенсивности j_s даются выражением

$$j_s = 3 \left(\sum_\alpha |r_{\alpha 0}|^2 \right)^{-1} \text{Re} \sum_{\alpha\alpha'} (e r_{\alpha 0}) (e r_{\alpha' 0})^* u_{\alpha'\alpha}(s), \quad (4)$$

где e — орт поляризации излучаемого фотона, $r_{\alpha\alpha'}$ — матричный элемент оператора координаты между состояниями верхнего и основного уровней.

В силу (2), (4) имеют место условия нормировки

$$\sum_s j_s = 1, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega I(\omega) = 1. \quad (5)$$

Величины ω_s , $u_{\alpha/\alpha}(s)$ вычисляются аналитически [6, 7] в двух диапазонах изменения \mathcal{E} : а) не слишком близко к резонансному значению $\mathcal{E} = \Omega/C$ при $|C\mathcal{E} - \Omega| \gg \beta\Omega \sin \gamma$ (γ — угол между \mathbf{E}_0 и \mathcal{E}) методом теории возмущений по малому параметру β (см. (1)), б) вблизи резонанса при $|C\mathcal{E} - \Omega| \ll \Omega$ в резонансном приближении¹ (см., например, [8], с. 173). В силу (1) интервалы а и б перекрываются, что позволяет найти ω_s и j_s при любых \mathcal{E} .

В интервале а, согласно [6, 7],

$$\omega_s = C\mathcal{E}q + j\Omega, \quad (6)$$

где q — целое число ($|q| \leq n-1$), нумерующее главные шарковские компоненты (которые образуются в поле \mathcal{E} и при $\mathbf{E}_0=0$); $j=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ нумерует спутники главных компонент.

В интервале а интенсивности j_s резко спадают с $|j|$. Поэтому вдали от резонанса учитываем лишь главные компоненты ($j=0$) и их первые спутники ($j=\pm 1$).

В интервале б спектр компонент имеет вид [6, 7]

$$\omega_s = q\Omega + x\sqrt{(C\mathcal{E} - \Omega)^2 + (\beta\Omega \sin \gamma)^2}, \quad (7)$$

где x , как и q , принимает целые значения в интервале $|x| \leq n-1$. Отметим, что для частного случая $\Omega = C\mathcal{E}$ формула (7) получена в [8]. В силу (6), (7) при $\mathcal{E} \rightarrow \Omega/C$ главные компоненты сближаются с группами спутников. Если $\gamma \neq 0$, сблизившиеся компоненты отталкиваются и не пересекаются (рис. 1). Наибольшее сближение между соседними компонентами достигается при $\mathcal{E} = \Omega/C$ и равно $\beta\Omega \sin \gamma$. При сближении интенсивности спутников резонансным образом усиливаются и становятся того же порядка, что и интенсивности главных компонент.

Отметим, что компоненты s делятся на два типа: компоненты $s_1 = d, d_1, a, c$ (L_α) и h, h_1, g, g_1, b, b_1 (L_β), положение которых зависит от \mathcal{E} , и компоненты $s_2 = b, e$ (L_α), i, c, f (L_β), положение которых определяется частотой Ω .

2. Метод расчета профилей линий L_α, L_β

Мы составили программу расчета профилей линии L_α, L_β по формуле (2). Для определенности распределение НЧ поля считалось изотропным и задавалось гауссовым законом

$$W(\mathcal{E}) = W(\mathcal{E}) = \left(\frac{3}{2\pi\mathcal{E}_0^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{3\mathcal{E}^2}{2\mathcal{E}_0^2}\right), \quad (8)$$

где \mathcal{E}_0 — среднеквадратичное поле.

Распределение (8) может модельно описывать микрополе НЧ турбулентности плазмы (см., например, [1]). Рассматривалась форма линии в неполяризованном свете для двух случаев: I — направление \mathbf{E}_0 фиксированно и луч зрения параллелен \mathbf{E}_0 ; II — направление \mathbf{E}_0 случайно (и профиль линии не зависит от направления наблюдения). Случай II соответствует также профилю, усредненному по направлениям наблюдения при фиксированной ориентации \mathbf{E}_0 . Интегрирование по \mathcal{E} в (2) различно для компонент s_1 и s_2 (раздел 1). Из (2) имеем

¹ В резонансном приближении уравнение для $U_{\alpha/\alpha}$ сводится к уравнению (например, (18) в [7]), формально совпадающему с уравнением Шредингера для атома водорода в эффективном статическом поле $E_x = \mathcal{E} - (\Omega/C)$, $E_x = (E_0/2) \sin \gamma$, $E_y = 0$. Это позволяет легко выразить $U_{\alpha/\alpha}$ через компоненты матрицы поворота. Мы благодарны П. А. Брауну, обратившему наше внимание на это обстоятельство. В частном случае «точного резонанса» ($E_x = 0$) подобное преобразование использовано в [3, 10].

$$I(\omega) = \sum_{s=s_1}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} \int d\mathcal{E} W(\mathcal{E}) j_s \delta(\omega - \omega_s - \omega_D u) + \sum_{s=s_2} \frac{1}{\sqrt{\pi} \omega_D} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_s)^2}{\omega_D^2}\right] I_s, \quad (9)$$

$$I_{s_2} = \int d\mathcal{E} W(\mathcal{E}) j_{s_2}.$$

Пусть ϑ и φ — сферические углы вектора \mathcal{E} в системе координат с осью $oz \parallel E_0$. В обоих случаях (I и II) интегрирование по φ тривиально в силу азимутальной симметрии. В слагаемых с $s=s_1$ интегрирование по \mathcal{E} снимается с помощью дельта-функции. В итоге все слагаемые в (9) представляют собой двукратные интегралы.

Для линий L_α и L_β зависимость j_s от \mathcal{E} в (9) задавалась по-разному. Для линии L_α по результатам [6, 7] были получены явные выражения j_s в интервалах а и б и простые интерполяционные формулы [9], описывающие поведение j_s при любых \mathcal{E} . Для линии L_β использовались общие выражения j_s ,

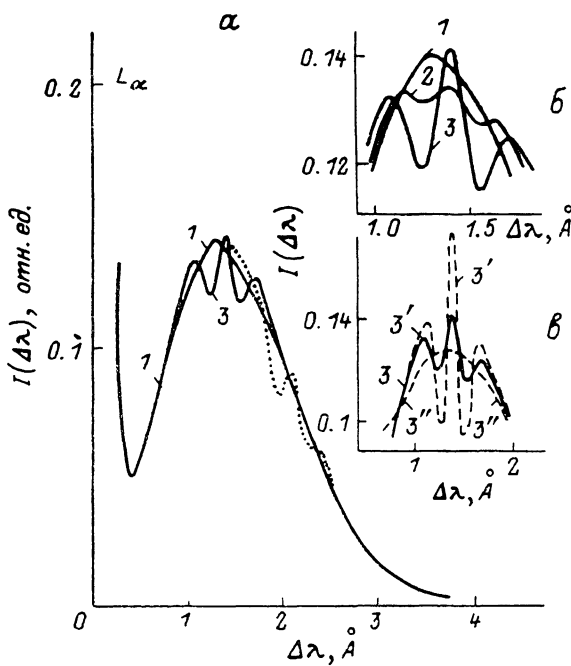


Рис. 2. Половина профиля L_α (а) и спектральная особенность в крупном масштабе (б, в) для плазмы с НЧ турбулентностью ($\mathcal{E}_0=880$ кВ/см, см. (8)) и ленгмюровской турбулентностью ($\Omega=\omega_{pe}$) в случае I .

Сплошные кривые — температура атомов водорода $T_a=6.2$ эВ и концентрации плазмы $n_e=10^{17}$ см $^{-3}$. 1 — $E_0=\beta=0$; 2 — $E_0=120$ кВ/см, $\beta=1/12$; 3 — $E_0=180$ кВ/см, $\beta=1/8$. Точки то же значение T_a при $n_e=2.25 \times 10^{17}$ см $^{-3}$, $E_0=180$ кВ/см, $\beta=1/12$. Штриховые линии — изменения 3 при T_a : 3' — 3.1, 3'' — 25 эВ.

в интервалах а и б. Переход от формул а к формулам б осуществлялся при $|C\mathcal{E}-\Omega|=1.5\beta\Omega \sin \gamma$; при этом зависимость j_s от \mathcal{E} получалась достаточно плавной. Отметим, что для обеих линий интегрирование по ϑ при $s=s_2$ удается выполнить аналитически. Для контроля точности расчетов проверялось условие нормировки (5). Во всех случаях оно выполнялось с ошибкой менее 2 %.

3. Обсуждение результатов

Мы рассчитали профили линий L_α , L_β , уширенные полем (1) для случаев I и II фиксированного и случайного направления E_0 (раздел 2). Принималось, что квазистатическое поле создается НЧ турбулентностью плазмы с функцией распределения (8), а гармоническое поле — интенсивными ленгмюровскими колебаниями плазмы с частотой $\Omega=\omega_{pe}=\sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$. В большинстве вариантов концентрация плазмы выбиралась равной $n_e=n_i=10^{17}$ см $^{-3}$, а среднеквадратичное НЧ поле \mathcal{E}_0 равнялось 880 (L_α) и 590 кВ/см (L_β); тогда $\Omega=1.8 \cdot 10^{13}$ с $^{-1}$, $C\mathcal{E}_0/\Omega=1.2$. При этом хольцмарковским и электронным ударным уширениями можно пренебречь.

Расчитанные профили приведены на рис. 2, 3. Резонансные эффекты проявляются в интервалах частот $|\omega-q\Omega| \leq \beta\Omega$ ($q=1$ для линии L_α ; $q=1,2$ для L_β). Вне этих интервалов полученные профили $I(\omega)$ близки к квазистатическим профилям $I^{(0)}(\omega)$, соответствующим $E_0=0$. Это и естественно: вне указанных интервалов сателлиты слабы и вносят малый вклад при усреднении с функцией распределения НЧ поля; главные же компоненты, интенсивность которых слабо зависит от E_0 , дают профиль, близкий к квазистатическому. Однако

в резонансных интервалах $|\omega - q\Omega| \leq \beta\Omega$ и $\beta \ll 1$ можно исследовать аналитически. Для этого в (9) достаточно использовать значения j_s , полученные в резонансном приближении, а плавные функции ξ , в том числе и $W(\xi)$, вынести из-под интегралов, положив $\xi = \Omega/C$. Тогда в пренебрежении доплеровским уширением интегралы (9) берутся, что позволяет найти $I(\omega)/I^{(0)}(\omega)$. Такие вычисления проделаны для обеих линий и двух распределений векторов E_0 (I и II ; см. выше) и показывают следующее.

1. Без учета доплеровского уширения каждая спектральная особенность при $|\omega - q\Omega| \leq \beta\Omega$ состоит (рис. 4) из линейчатого пика при $\omega = q\Omega$ и харак-

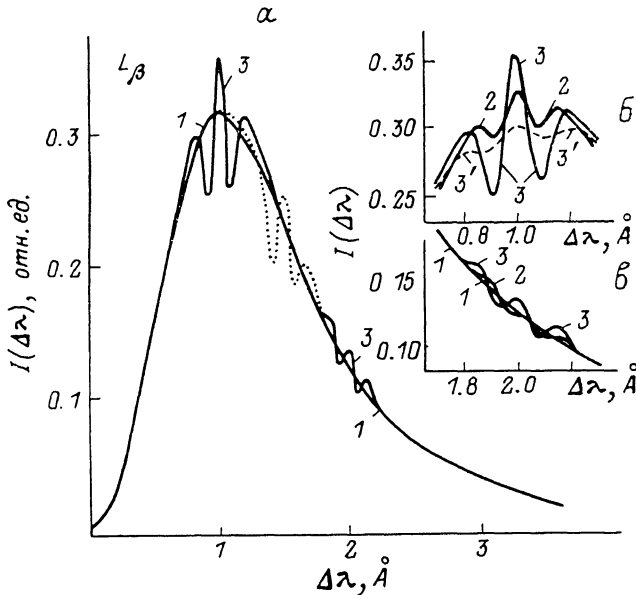


Рис. 3. Половина профиля L_β (а) и отдельно спектральные особенности при $\omega \approx \Omega$ (б), $\omega \approx 2\Omega$ (в) для турбулентности того же типа, что на рис. 2 ($\mathcal{E}_0 = 590$ кВ/см).

1, 2, 3 — $T_a = 2,2$ эВ; $n_e = 10^{17}$ см $^{-3}$, $E_0 = 0,80, 120$ кВ/см; $\beta = 0,1/12, 1/8$. Точки — $T_a = 2,2$ эВ, $n_e = 2,25 \times 10^{17}$ см $^{-3}$, $E_0 = 120$ кВ/см, $\beta = 1/12$. Особенность при $\omega \approx 2\Omega$ в этом случае не видна. Штриховая линия — изменение 3 при увеличении температуры до $T_a = 6,4$ эВ (при этом вторая особенность исчезает).

терного рельефа шириной $\sim \beta\Omega q$ по обе стороны от него. Площадь под контуром $I(\omega)$ в пределах особенности равна площади под квазистатическим контуром $I^{(0)}(\omega)$, т. е. увеличение площади под пиком компенсируется уменьшением площади под рельефом.

2. Пики представляют собой компоненты $s_2 = b(L_\alpha)$, $s_2 = c, j(L_\beta)$, которые полем \mathcal{E} не уширяются (рис. 4). Их относительные интенсивности пропорциональны β и равны

$$I_s = \zeta_s \pi^3 \beta \left(\frac{\Omega}{C}\right)^3 W\left(\frac{\Omega}{C}\right). \quad (10)$$

Для случая I численные коэффициенты ζ_s в (10) равны $\zeta_b = 3,32$, $\zeta_c = 11/64$, $\zeta_j = 9/256$, а для случая II $\zeta_b = 1/12$, $\zeta_c = 5/24$, $\zeta_j = 1/32$.

3. Характерный рельеф около пика s_2 связан с отталкиванием группы компонент s_1 , приближающихся к s_2 в условиях резонанса (рис. 1, 4). Профиль каждой приближающейся компоненты, усредненный по различным значениям \mathcal{E} , состоит из подъема с максимумом при $|\omega - q\Omega| = \beta\Omega x$ ($x = 1$ у линии L_α , $x = 1, 2$ у L_β) и провала вблизи $\omega = q\Omega$ за счет отталкивания. Таким образом, без учета доплеровского уширения по каждую сторону от пика s_2 спектральная особенность в линии L_α имеет по одному максимуму $|\omega - q\Omega| = \beta\Omega$, а в линии L_β — по два максимума $|\omega - q\Omega| = \beta\Omega, 2\beta\Omega$ (рис. 4). Например, рельеф

особенности при $\omega \approx \Omega$ в линии L_α связан с отталкиванием компонент d, d_1 от b и для случая I описывается соотношением

$$\frac{I(\omega)}{I^{(0)}(\omega)} = \frac{3}{64} \left[6 - 10x^2 + \frac{1}{x} (5x^4 + 6x^2 - 3) \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| \right], \quad x = \frac{\omega - \Omega}{\beta \Omega}. \quad (11)$$

Согласно (11), максимумы при $\omega - \Omega = \pm \beta \Omega$ являются логарифмически бесконечными. Аналогичный характер имеют и максимумы для случая II , а также максимумы в линии L_β (рис. 4). Исключение составляют максимумы при $\omega - \Omega = \pm 2\beta \Omega$ для случая I , которые остаются конечными. Строго говоря, характерный рельеф в резонансной области частот зависит от ориентации вектора E_0 , направления наблюдения и от ориентации поляризатора (при поляризационных измерениях).

4. В принципе спектральные особенности могут появляться и вблизи центров линий при $|\omega| \ll \beta \Omega$. Однако у линии L_α эти особенности не наблюдаются на фоне мощной центральной компоненты e , а у L_β они подавлены правилами отбора (запрещены, как и центральная компонента i).

Профили L_β на рис. 4 получены на основе упрощенного рассмотре-

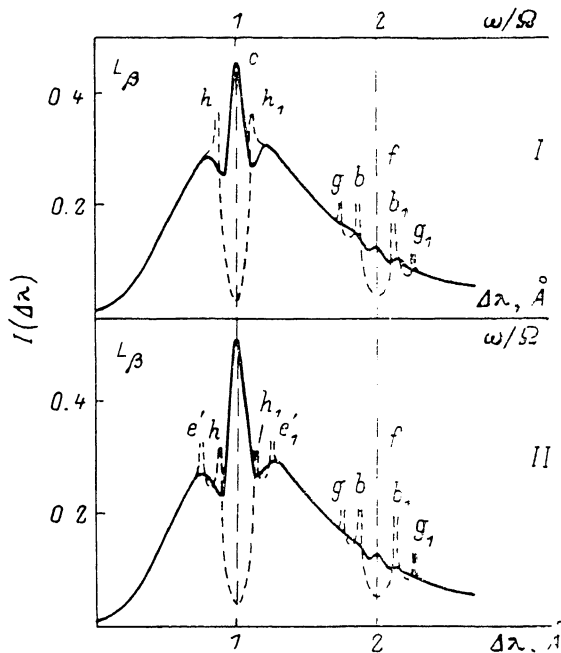


Рис. 4. Половины профилей L_β , полученные на основе упрощенного расчета, для случаев I и II при $\mathcal{E}_0 = 590$ кВ/см, $n_e = 10^{17}$ см $^{-3}$, $E_0 = 120$ кВ/см, $\beta = 1/8$.

Сплошные линии — $T_a = 2.2$ эВ, штриховые — профили без учета эффекта Доплера. Буквы у деталей спектральных особенностей отмечают номера шарковских компонент (рис. 1), создающих эти детали.

ния, т. е. они построены по аналитическим формулам типа (11) и уширены эффектом Доплера. Штрихами показаны профили, не уширенные эффектом Доплера. Доплеровское уширение сглаживает детали спектральных особенностей: компоненты s_2 приобретают конечную ширину, а логарифмически бесконечные максимумы по бокам от этих компонент превращаются в плавные подъемы профиля, причем при принятых параметрах двойные максимумы сливаются в одиночные.

Из рис. 3, 4 видно, что упрощенный расчет дает профиль, мало отличающийся от точного профиля. Отметим, что упрощенный подход может быть особенно полезен для анализа профилей других водородных линий, где расчеты точными методами весьма громоздки.

На рис. 2, 3 показано влияние параметров плазмы (n_e, T_a, E_0) на спектральные особенности для случая I (для случая II поведение особенностей аналогично). Из рис. 2, 3 и других проделанных расчетов можно заключить, что спектральные особенности проявляются, если 1) параметр β не слишком мал $\beta \approx 0.1 - 0.2$, 2) доплеровская ширина $\gamma_D = \omega_p \sqrt{\ln 2}$ (см. (2)) достаточно мала $\gamma_D < 0.3\Omega$; 3) среднеквадратичное НЧ поле таково, что $\mathcal{E}_0 \approx (0.8 - 1.5) \Omega/C$. Это означает следующее.

1) В соответствии с (11) с уменьшением β (т. е. E_0 , см. (1)) амплитуды спектральных особенностей уменьшаются; кроме того, сужаются резонансные интервалы частот $|\omega - q\Omega| \leq \beta \Omega$. При $\beta < 0.1$ особенности оказываются едва различимыми.

2) С ростом температуры излучающих атомов особенности размываются (рис. 2, в; 3, б), причем особенность при $\omega \approx 2\Omega$ на профиле L_β , как выраженная

наиболее слабо, размывается сильнее. Если $\gamma_D > 0.3\Omega$, то особенности фактически перестают проявляться и профиль становится близким к квазистатическому. Отметим, что особенности могут размываться и другими механизмами — ударным электронным уширением, а также вариациями параметров гармонического поля E_0 и Ω в излучающей области.

3) Особенности проявляются наиболее четко при $C\mathcal{E}_0/\Omega=0.8-1.5$, когда они попадают в область максимума квазистатического контура. При $C\mathcal{E}_0/\Omega \gg 1$ они смещаются к центру линии, а при $C\mathcal{E}_0/\Omega \ll 1$ — в ее крыло (рис. 2, а; 3, а). В обоих случаях уменьшается вероятность реализации резонансного поля $(\Omega/C)^3 W(\Omega/C)$ и, согласно (10), особенности проявляются слабее.

Отметим, что наличие спектральных особенностей при $\omega=q\Omega$ в профилях водородных линий было предсказано в [4, 5]. Тем не менее формы особенностей в [4, 5] определены неверно (по причинам, указанным в [6, 7]). В частности, в [4, 5] не отмечено наличие таких важных деталей, как пики на частотах $q\Omega$.

Резонансные спектральные особенности рассмотренного типа присутствуют и в других водородных линиях, где они должны быть еще более многообразны. Теоретический расчет формы таких линий будет проделан в последующих работах. Можно ожидать, что рассмотренные особенности будут наблюдаться в экспериментальных условиях и позволят получать информацию об электрических полях в плазме.

После завершения приведенных расчетов нам стало известно о работе [10], в которой также исследован профиль линии L_α в поле (1), но в другой постановке задачи: НЧ поле предполагалось одномерным (а не изотропным, как в данной работе); доплеровское уширение не учитывалось, а сглаживание резких особенностей профилей, по-видимому, производилось введением некоторой спектральной аппаратурной функции регистрирующего прибора (параметры которой не указаны). Интересно отметить существенные различия в форме спектральных особенностей при $\omega \approx \Omega$ в случаях трехмерной и одномерной НЧ турбулентностей. Так, в одномерном случае без учета доплеровского уширения компоненты d и d_1 (в наших обозначениях) не могут приближаться к компоненте b ближе чем на $\Omega\beta \sin \gamma$ (γ — угол между E_0 и \mathcal{E}). Поэтому при $|\omega - \Omega| = \Omega\beta \sin \gamma$ на профилях возникает особенность корневого типа [10]. Например, интенсивность $I_d(\omega)$ компоненты d без учета эффекта Доплера ведет себя как $I_d(\omega)a(\omega_d - \omega)^{-1/2}$ при $\omega \rightarrow \omega_d - 0$ и $I_d(\epsilon) = 0$ при $\omega \gg \omega_d \equiv \Omega(1 - \beta \sin \gamma)$. В трехмерном же случае благодаря усреднению по углам γ возникает логарифмическая особенность (11) при $|\omega - \Omega| = \beta\Omega$.

Мы благодарны Е. А. Оксу, обратившему наше внимание на работу [10] и на то обстоятельство, что в частном случае $\Omega = C\epsilon$ формула (7) была получена в [3].

Литература

- [1] Коган В. И., Лисица В. С., Шолин Г. В. // Вопросы теории плазмы. 1984. Т. 13. С. 205—261.
- [2] Березин А. Б., Люблин Б. В., Яковлев Д. Г. Препринт НИИЭФА, № П-К-0609. Л., 1983.
- [3] Окс Е. А., Шагиев Ю. М. Препринт ИФАН, № 76. Горький, 1983.
- [4] Жужундашвили А. И., Окс Е. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 2142—2155.
- [5] Гавриленко В. П., Окс Е. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2150—2162.
- [6] Яковлев Д. Г., Ясевич В. Ю. Препринт НИИЭФА, № П-К-0719. Л., 1985.
- [7] Яковлев Д. Г., Ясевич В. Ю. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 74—86.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
- [9] Люблин Б. В., Яковлев Д. Г., Ясевич В. Ю. Препринт ЛФТИ, № 1060. Л., 1986.
- [10] Гавриленко В. П., Окс Е. А. // Методы атомных расчетов. М., 1986. С. 93—145; Гавриленко В. П., Окс Е. А. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 39—50.

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

Поступило в Редакцию
1 сентября 1987 г.