

УДК 539.186.3+539.184.27 : 546.11

АСИММЕТРИЯ ШТАРКОВСКИХ ПРОФИЛЕЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ДИФФЕРЕНЦИРОВАННЫМ ЗАСЕЛЕНИЕМ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Ф. Ф. Барышников и Г. В. Шолин

Рассмотрено влияние процесса столкновения атомных частиц на заселение отдельных штарковских состояний атома водорода. Показано, что из-за дифференцированного заселения отдельных состояний распределение интенсивности в штарковских компонентах водородных линий может оказаться асимметричным. Результаты рассмотрения применяются для интерпретации опытов Штарка—Люнелунда и для диагностики турбулентных электрических полей в плазме.

1. Исследование штарковского уширения спектральных линий, излучаемых из плазмы, позволяет получать информацию не только о концентрации заряженных частиц, но и об электрических полях неравновесных плазменных колебаний [1]. До сих пор, однако, считалось, что асимметрия штарковских контуров водородных линий возникает только из-за неоднородности электрических микрополей ионов [2] и по этой причине не должна проявляться в турбулентной плазме, где характерные масштабы изменения электрических полей d порядка длины волны плазменных колебаний $\lambda \geq v_{ti}/\omega_{pi}$ и всегда на много порядков превышают размеры излучающих атомов.

Известно, однако, что асимметрия в распределении интенсивности штарковских компонент водородных линий, отличающихся только направлением проекции электрического дипольного момента, может возникать даже в совершенно однородных электрических полях. Еще в экспериментах Штарка [3] и Люнелунда [4] была обнаружена зависимость интенсивности штарковских компонент от взаимного расположения вектора электрического поля и вектора скорости излучающих частиц. На заре развития квантовой теории Бор указывал [5], что объяснение этому эффекту следует искать в механизме возбуждения атомов водорода в каналových лучах. Однако подробного квантово-теоретического объяснения эффекта асимметрии Штарка—Люнелунда не последовало.

В недавних экспериментах [6] по штарковскому уширению водородных линий в разреженной высокотемпературной плазме с высоким уровнем турбулентных шумов была обнаружена асимметрия профилей, которая, по нашему мнению, имеет самое близкое отношение к эффекту Штарка—Люнелунда. Действительно, в экспериментах [6] турбулентная плазма создавалась в результате торможения сгустка водородной плазмы с энергией направленного движения порядка десятков килоэлектронвольт на газовой мишени. Поэтому механизм возбуждения спектральных линий здесь должен быть идентичен механизму возбуждения линий в каналových лучах, по крайней мере на первой стадии торможения, пока энергия турбулентных электрических полей еще не перешла целиком в энергию тепло-

2. Рассмотрим свойства системы, состоящей из электрона в поле двух неподвижных зарядов Z_1 и Z_2 , разведенных на расстояние R . Гамильтониан $\hat{H}$ системы в этом случае имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2} - \frac{Z_1}{R} - \frac{Z_2}{R}. \quad (1)$$

Используется атомная система единиц, $\hat{p}$ — оператор импульса электрона, $r_{1,2}$ — расстояния от электрона до соответствующих зарядов.

Для задачи с одним кулоновским центром симметрия системы превышает сферическую, что выражается в существовании дополнительного интеграла движения — вектора Рунге—Ленца [7]. Аналогично и для двухцентровой задачи, как было показано Аллилуевым и Матвеевко [8], симметрия системы является более высокой, чем обычное вращение вокруг оси, соединяющей ядра. Следствием этой симметрии, как и в одноцентровом случае, является наличие дополнительного интеграла движения B . Явное выражение для интеграла B получено в работе [9] Кулсоном и Джозефом

$$\hat{B} = \hat{L}^2 + \frac{(\hat{p}R)^2}{4} + (Rr) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2)$$

Здесь $\hat{L}^2$, $\hat{p}$, r — квадрат орбитального момента электрона, импульс и координата электрона соответственно, R — расстояние между ядрами. Важным свойством оператора B является то, что он коммутирует не только с гамильтонианом системы, но также и с сохраняющейся проекцией Λ полного момента на межъядерную ось. Поэтому состояния системы и электронные термы можно классифицировать по величинам Λ , B и $\epsilon(R)$, где $\epsilon(R)$ — собственное значение гамильтониана системы при фиксированном расстоянии R между ядрами. Ясно, что электронные свойства термов определяются не только значением Λ , но и величиной $B(R)$, что объясняет, в частности, кажущееся нарушение теоремы Вигнера о непересечении термов одинаковой симметрии в двухцентровой кулоновской задаче, детально обсуждавшееся в работе [10].

Таким образом, при учете движения ядер неадиабатические переходы будут связывать термы одинаковой симметрии [с учетом интеграла $B(R)$]. Специфическое поведение термов является причиной специфического заселения этих термов при столкновении ядер. В частности, из-за перезарядки или возбуждения могут заселяться лишь определенные штарковские состояния. Это обстоятельство является весьма важным, так как дифференцированное заселение штарковских состояний при наличии внешнего электрического поля может привести к асимметрии контуров излучения возбужденных атомов или ионов.

Запишем выражение для профиля линии, излучаемой атомом

$$I(\omega) = \int W(\epsilon) \sum_{k=-(n-1)}^{n-1} \Gamma_k I_k(\omega - k\delta) d\epsilon, \quad (3)$$

здесь I_k — нормированный контур k -й штарковской компоненты, $k\delta(\epsilon)$ — штарковский сдвиг частоты, $W(\epsilon)$ — функция распределения внешнего электрического поля ϵ , $\Gamma_k = W_k / \sum W_k$, где W_k — скорость заселения k -го штарковского подуровня при перезарядке, электронном возбуждении и т. д. Считаем, что $I_k(\omega) = I_{-k}(\omega)$ и $I_k(\omega) = I_k(-\omega)$.

Асимметрию контура линии удобно выражать через параметр

$$\xi = \frac{I(\omega) - I(-\omega)}{I(\omega) + I(-\omega)} = \frac{\sum (\Gamma_k - \Gamma_{-k}) [I_k(\omega - k\delta) - I_k(\omega + k\delta)]}{\sum (\Gamma_k + \Gamma_{-k}) [I_k(\omega - k\delta) + I_k(\omega + k\delta)]}, \quad (4)$$

здесь $I_k(\omega \pm k\delta) = \int W(\epsilon) I_k(\omega \pm k\delta) d\epsilon$.

Из (4) видно, что при $\Gamma_k \neq \Gamma_{-k}$ контур линии оказывается в общем случае асимметричным ($\xi \neq 0$).

Для расчетов асимметрии контура нужно знать конкретные значения парциальных заселенностей Γ_k . В широкой области параметров величина

Γ_2 определяется процессом перезарядки в возбужденные атомные состояния изучаемого атома, поэтому главное внимание в дальнейшем уделяется этому процессу. Как будет показано ниже, существует определенное различие между симметричной ($Z_1=Z_2$) и несимметричной перезарядкой. Эти случаи будут рассмотрены отдельно.

3. При инжекции в горячую плазму пучка нейтральных атомов водорода наблюдается дополнительное свечение из плазмы, обусловленное перезарядкой атомов водорода в возбужденные состояния многозарядных ионов с дальнейшим высветиванием этих состояний [11, 12].

В обычных плазменных условиях длительность высветивания существенно превышает время столкновения атомов с многозарядными ионами, поэтому излучение можно учитывать уже после того, как завершился процесс перезарядки, рассматривая последний как механизм заселения возбужденных состояний.

Будем рассматривать перезарядку водородных атомов на ядрах Z . В точках пересечения электронных термов, вносящих основной вклад в перезарядку, происходит пересечение интегралов $\hat{B}$, в результате чего рассматриваемые состояния приобретают одинаковые свойства и начинают взаимодействовать друг с другом [13, 14]. При этом обменное взаимодействие между термами для рассматриваемого процесса отлично от нуля лишь для одного из n^2 -состояний данного уровня с главным квантовым числом n . Существенно, что заселенное состояние отвечает при разведении ядер максимальной проекции дипольного момента на межъядерную ось или на направление относительной скорости ядер V . Для вычисления сечений перезарядки σ можно использовать приближение Ландау—Зинера [7]

$$\sigma = 2\pi \int S(\rho) \rho d\rho, \quad S(\rho) = 2p(1-p), \quad p = \exp\left(-\frac{2\pi V^2}{Fv_R}\right). \quad (5)$$

Здесь V — обменное взаимодействие термов, F , v_R — сила и радиальная скорость в точке пересечения термов. При этом остальные штарковские состояния вообще не заселяются, так как обменное взаимодействие с ними равно нулю.

Если в плазме присутствует электрическое поле ϵ , то для вероятности $W_{\Delta, m}$ заселения определенного штарковского состояния в системе координат, ориентированной по ϵ , имеем

$$W_{\Delta, m} = [D_{J_{i_1}}^J(\alpha) D_{J_{i_2}}^J(\alpha)]^2, \quad (6)$$

здесь $D_{J_{i_m}}^J(\alpha)$ — функции Вигнера, α — угол между векторами V и ϵ , $J=(n-1)/2$, $i_{1,2}=(m \pm \Delta)/2$, $\Delta=n_1-n_2$; n_1 , n_2 , m — параболические квантовые числа.

Если не интересоваться поляризацией излучения, то для суммарной вероятности $W_{\Delta} = \sum_m W_{\Delta, m}$ получим [15]

$$W_{\Delta} = C_{J\Delta}^{2J-\Delta} \left(\sin^2 \frac{\alpha}{2}\right)^{2J-\Delta} \left(\cos^2 \frac{\alpha}{2}\right)^{2J+\Delta}, \quad (7)$$

Из (6) и (7) видно, что распределение по штарковским состояниям симметрично лишь для $\alpha=\pi/2$. Если $\alpha \neq \pi/2$, распределение асимметрично, причем степень асимметрии тем больше, чем ближе угол α между векторами V и ϵ к 0 или π .

В экспериментах по инжекции нейтральных атомов водорода в плазму типичной является ситуация, когда скорость пучка v значительно превышает тепловую скорость излучающих ионов. При этом $V \approx v$.

В действительности, неравномерность заселения штарковских состояний должна быть еще сильнее, чем по формуле (7), поскольку интересующие нас процессы происходят при столкновениях с прицельными

параметрами, меньшими радиуса Вейскопфа $R < n^2 \hbar / m_e v_{\text{ion}}$, а поворот оси квантования в суммарном электрическом поле при $\varepsilon \parallel \mathbf{V}$ происходит адиабатически. Таким образом, если в плазме существуют постоянные электрические поля, то изучение атомов оказывается зависящим от угла между вектором поля ε и направлением инъекции.

Контур линии излучения при этом асимметричен, смещаясь в зависимости от величины α в сторону больших или меньших частот.

4. По сравнению с несимметричным случаем ($Z_1 \neq Z_2$) перезарядка протонов в атомах водорода обладает особенностями, связанными прежде всего с тождественностью ядер, между которыми происходит электронный переход. Кроме того, в отличие от перезарядки на многозарядных ядрах в рассматриваемом случае отсутствует пересечение электронных термов на больших расстояниях, поэтому сечения перезарядки в возбужденные состояния оказываются существенно меньшими. Тем не менее при достаточно низкой энергии пучка перезарядка может оказаться основным механизмом заселения возбужденных состояний.

Покажем, что и в симметричном случае возможно наблюдение асимметрии, связанной с дифференцированным заселением штатковских состояний.

Так как процесс перезарядки происходит в основном на малых расстояниях, необходимо в отличие от сильно несимметричного случая решать задачу в адиабатическом базисе. Будем использовать представление в котором определенное значение имеет интеграл B , см. (2).

Система уравнений для амплитуд a_k молекулярных состояний при этом имеет вид

$$\left. \begin{aligned} i \dot{a}_k &= \sum_i \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{ki} a_i \exp \left[-i \int^t (E_k - E_i) d\tau \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{ik} &= \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_{ik} / (B_k - B_i). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Следуя [16, 17], будем рассматривать систему (8) в приближении объединенного атома. В этом приближении интеграл B можно представить в виде

$$B \approx l(l+1) + O(R^2), \quad (9)$$

где l — полный орбитальный момент объединенного атома. Из (9) видно, что B — интегралы для состояний с одинаковыми полными моментами объединенного атома на малых расстояниях ($R \rightarrow 0$) сближаются. При этом в системе (8) связываются главным образом состояния с одинаковыми орбитальными моментами объединенного атома.

Используя известное соответствие между состояниями объединенного и разделенного атомов [10], нетрудно показать, что после разделения атомов проекция дипольного момента в образовавшемся возбужденном состоянии будет, как и в асимметричном случае, максимальна. Однако при разведении ядер электрон может остаться как у одного ядра, так и у другого, что соответствует перезарядке и прямому возбуждению атома. Именно в этом состоит главное различие симметричной и несимметричной перезарядки. В последнем случае возбужденные и образовавшиеся при перезарядке атомы излучают в различных областях спектра. В симметричном случае происходит наложение излучения атомов. Кроме того, ясно, что возбужденный и перезарядившийся атомы квантуются по противоположным направлениям (направление квантования определяется полем инжектируемого или образовавшегося при перезарядке протонов). Поэтому при наложении внешнего поля и в пренебрежении другими эффектами в спектре излучения получим две линии, интенсивности которых определяются полными сечениями возбуждения и перезарядки, а расстояние между ними пропорционально величине приложенного электрического поля. Ясно, что при скорости столкновения, существенно меньшей атомной скорости, сечения перезарядки и прямого возбуждения будут одинаковы. При возрастании скорости учет переноса импульса при пере-

зарядке приводит к различию сечений. Расчет Чешира и др. [18], как и экспериментальные данные Янга и др. [19], показывают, что сечения возбуждения и перезарядки примерно равны вплоть до энергии столкновения $W \sim 7$ кэВ.

5. Таким образом, асимметрия штарковских компонент водородных спектральных линий в экспериментах типа Штарка—Люнелунда может быть интерпретирована как эффект дифференцированного заселения определенных квантовых состояний при столкновениях тяжелых частиц.

Поэтому изучение асимметрии линий в экспериментах подобного рода может служить важным источником информации о механизме заселения квантовых состояний при ион-атомных столкновениях. В частности, модификация таких экспериментов с использованием инъекции многозарядных ионов в мишень из атомарного водорода или, наоборот, инъекции пучков быстрых атомов водорода в горячую плазму с многозарядными ионами может быть использована для непосредственной проверки теоретических представлений, развитых в работах [10, 13, 14, 15, 20].

С другой стороны, обнаружение асимметрии штарковских профилей при измерении турбулентных плазменных шумов спектральными методами может свидетельствовать о наличии выделенного направления в распределении этих шумов и использовано для количественного анализа турбулентности в плазме. При этом, однако, следует учитывать и ряд процессов, не рассмотренных выше, но влияющих на заселение штарковских состояний или распределение излучения по спектру. В частности, учет движения атомов мишени приводит к зависимости угла α в распределении (7) от теплового движения ионов. Усредняя по этому направлению, нетрудно получить распределение W_Δ с учетом этого эффекта. В пределе малых скоростей ионов $v_{ion} \ll V$ распределение (7) практически не меняется. В обратном предельном случае $v_{ion} \gg V$ распределение W_Δ становится симметричным относительно центральной компоненты. Практически, однако, этот предельный случай представляется малоинтересным. Более существенное влияние на рассматриваемый эффект оказывают электронное возбуждение и уширение спектральных линий (в рассматриваемом случае основной механизм уширения — эффект Доплера). Учет электронного возбуждения в силу хаотичности электронного движения приводит к симметричному заселению штарковских состояний, поэтому степень асимметрии контура излучения будет определяться скоростями процессов возбуждения и перезарядки. Нетрудно убедиться, что скорость перезарядки может для некоторых уровней существенно превышать скорость возбуждения, особенно если «эффективная» электронная температура еще невелика. Наиболее существенно ограничение на возможность наблюдения указанного эффекта накладывает доплеровское уширение. При слабых электрических полях и больших температурах доплеровская ширина может оказаться существенно большей штарковского сдвига, что естественно затруднит наблюдение эффекта (асимметрия при этом, однако, сохраняется).

Все эти обстоятельства необходимо принимать во внимание при анализе конкретного эксперимента.

Литература

- [1] Г. Грим. Уширение спектральных линий в плазме. «Мир», М., 1978.
- [2] Г. В. Ш о л и н. Опт. и спектр., 26, 489, 1969.
- [3] I. Stark. Handbuch der Experimentalphysik XXI, 399, 1927.
- [4] H. Lunelund. Ann. der Physik, 45, 517, 1914.
- [5] N. Bohr. Phyl. Mag., 30, 394, 1915.
- [6] В. И. Пистунович, В. Д. Рютов, Е. Филимонова. Физика плазмы, 2, 750, 1976.
- [7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. «Наука», М., 1974.
- [8] С. П. Аллилуев, А. В. Матвеев. ЖЭТФ, 51, 1873, 1966.
- [9] C. A. Coulson, A. Joseph. Int. J. Quant. Chem., 1, 337, 1967.
- [10] С. С. Герштейн, В. Д. Кривченков. ЖЭТФ, 40, 1491, 1961.
- [11] В. В. Афросимов, Ю. С. Гордеев, А. Н. Зиновьев. Письма ЖТФ, 3, 97, 1977.

- [12] R. C. Isler. Phys. Rev. Lett., 38, 1359, 1977.
[13] Л. И. Пономарев, Т. П. Пузынина. ЖЭТФ, 40, 1491, 1961.
[14] Л. И. Пономарев. ЖЭТФ, 55, 1836, 1968.
[15] В. А. Абрамов, Ф. Ф. Барышников, В. С. Лисица. ЖЭТФ, 74, 897, 1978.
[16] В. М. Смирнов. ЖЭТФ, 43, 112, 1962.
[17] В. М. Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений, 136. Атомиздат, М., 1973.
[18] I. M. Cheshire, D. F. Gallaher, A. J. Taylor. J. Phys. B3, 813, 1970.
[19] R. A. Young, R. F. Stebbings, J. W. McGown. Phys. Rev., 171, B5, 1968.
[20] R. E. Olson, A. Salop. Phys. Rev., A13, 1312, 1976.

Поступило в Редакцию 5 февраля 1979 г.
