

и электроны. Как будет показано в §9.5, последние дают значительный вклад в уширение линии. Использование функций  $S(\alpha)$ , учитывающих влияние одних только ионов, серьезно занижает ширины водородных линий. Удовлетворительное теоретическое описание профилей водородных линий в звездных спектрах стало возможным только после создания квантовомеханической теории уширения линий.

ТАБЛИЦА 9.2

Расстояние от центра линии  $\Delta\lambda_{\nu}$  (в Å), отделяющее области применимости статистического и ударного приближений для водородных линий

Линии	Возмущающие частицы	T, К	
		2,5 $10^4$	$10^4$
H $_{\alpha}$	Электроны	580,0	230,0
	Протоны	0,63	0,25
H $_{\beta}$	Электроны	120,0	48,0
	Протоны	0,13	0,05
H $_{\gamma}$	Электроны	48,0	19,0
	Протоны	0,05	0,02
H $_{\delta}$	Электроны	32,0	13,0
	Протоны	0,03	0,01

## 9.5. Квантовая теория уширения линий

Точный профиль линии с учетом эффектов давления дается квантовомеханическими расчетами. Разработка этой теории явилась большим шагом вперед в одной из наиболее важных (и трудных) областей применения атомной физики к анализу звездных спектров. Хорошие обзоры общей теории можно найти в [62], [63], [64], [73], гл. 13, [179], [264], гл. 4, [268], [582]. Здесь будет дано лишь краткое общее представление об этой теории. В центре внимания будет тот случай, когда уровни атома испытывают ударное уширение электронами и квазистатическое уширение ионами.

### ПРОФИЛЬ ЛИНИИ

Как было показано в гл. 4, мощность, излучаемая *изолированным атомом* при переходе из верхнего состояния  $j$  в нижнее со-

стояние  $i$ , равна [см. формулу (4.62)]

$$P = (4\omega^4/3c^3) |\langle i | \mathbf{d} | j \rangle|^2, \quad (9.114)$$

где  $\mathbf{d}$  — дипольный момент атома. Полное излучение, просуммированное по всем возможным подсостояниям, дающим вклад в линию, есть

$$P(\omega) = (4\omega^4/3c^3) \sum_{i,j} \rho_j \delta(\omega - \omega_{ij}) \cdot |\langle i | \mathbf{d} | j \rangle|^2. \quad (9.115)$$

Здесь  $\rho_j$  — вероятность того, что атом находится в верхнем состоянии  $j$ . При термодинамическом равновесии

$$\rho_j = \langle i | \rho | j \rangle = \exp(-E_j/kT)/U(T), \quad (9.116)$$

где  $U(T)$  — сумма по состояниям.

Чтобы рассчитать уширение линий, излучаемых *атомом, находящимся в плазме*, будем считать, что излучающая система состоит из атома *плюс* возмущающие частицы, и обобщим смысл состояний  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$ , включив в них также и описание возмущающих частиц. Профиль линии можно тогда записать в виде

$$I(\omega) = \sum_{i,j} \rho_j \delta(\omega - \omega_{ij}) |\langle i | \mathbf{d} | j \rangle|^2. \quad (9.117)$$

Здесь  $\rho_j$  дает вероятность определенного состояния атома и возмущающей частицы. Если плазма находится в состоянии теплового равновесия, то  $\rho_j$  пропорционально

$$e^{-H/kT} = e^{-(H_A + H_P + V)/kT}, \quad (9.118)$$

где  $H$  — полный гамильтониан системы,  $H_A$  и  $H_P$  — гамильтонианы отдельного атома и возмущающей частицы и  $V$  — гамильтониан взаимодействия.

Описывать столкновения проще всего при помощи следующего преобразования Фурье:

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \sum \rho_j e^{i\omega_{ij} t} |\langle i | \mathbf{d} | j \rangle|^2, \quad (9.119)$$

которое аналогично классической *автокорреляционной функции* (см. [72], стр. 498). Влияние на автокорреляционную функцию столкновений с заданным прицельным расстоянием (и статистические средние по всем возможным траекториям возмущающей частицы) рассчитывается непосредственно. Профиль же интенсивности

получится затем взятием обратного преобразования Фурье [см. формулу (9.7)].

Наша ближайшая задача — получить выражение для  $\phi(t)$ . Чтобы это сделать, нужно найти, как изменяются со временем собственные функции состояний  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$  под влиянием возмущающих столкновений, выразив эти функции через *эволюционный* оператор  $T(t, 0)$ . Этот оператор определяется таким образом, что состояние системы в момент  $t$  связано с ее состоянием в момент  $t = 0$  соотношением

$$|\alpha, t\rangle = T(t, 0)|\alpha, 0\rangle. \quad (9.120)$$

Далее,  $|\alpha, t\rangle$  удовлетворяет уравнению Шредингера

$$H|\alpha, t\rangle = i\hbar\partial|\alpha, t\rangle/\partial t. \quad (9.121)$$

Подставив (9.120) в (9.121), мы сможем получить уравнение Шредингера для  $T(t, 0)$ . Учитывая, что  $|\alpha, 0\rangle$  не зависит от времени, находим

$$HT(t, 0) = i\hbar\partial T(t, 0)/\partial t. \quad (9.122)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$T(t, 0) = e^{-iHt/\hbar}, \quad (9.123)$$

где экспоненту следует понимать как *оператор*. Теперь мы можем переписать формулу (9.119) через эволюционные операторы, *учитывающие возмущения*:

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \sum_{i,j} \rho_j e^{i(E_j - E_i)t/\hbar} |\langle i|\mathbf{d}|j\rangle|^2 = \\ &= \sum_{i,j} \rho_j \langle j|\mathbf{d}|i\rangle e^{-iE_i t/\hbar} \langle i|\mathbf{d}|j\rangle e^{iE_j t/\hbar} = \\ &= \sum_{i,j} \rho_j \langle j|\mathbf{d}T|i\rangle \langle i|\mathbf{d}T^+|j\rangle. \end{aligned} \quad (9.124)$$

Если  $|\gamma\rangle$  — *полный набор состояний*, то должно выполняться следующее *условие полноты*:

$$\langle\alpha|\beta\rangle = \sum_{\gamma} \langle\alpha|\gamma\rangle \langle\gamma|\beta\rangle. \quad (9.125)$$

Поэтому выражение (9.124) можно переписать следующим образом:

$$\phi(t) = \sum_j \rho_j \langle j|\mathbf{d}T\mathbf{d}T^+|j\rangle = \text{Sp}(\rho\mathbf{d}T\mathbf{d}T^+). \quad (9.126)$$

При взятии следа учитываются состояния как атома, так и возмущающей частицы. Полученное выражение является весьма общим. Конкретный вид  $\phi(t)$  зависит от вида оператора  $T$ .

#### ПРИБЛИЖЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТРАЕКТОРИИ

Рассмотрим теперь подробнее, как вычисляется оператор  $T$ . Пусть  $\psi$  — волновая функция, описывающая состояние полной системы «атом плюс возмущающая частица». Она является решением уравнения

$$i\hbar\partial\psi/\partial t = (H_A + H_P + V)\psi. \quad (9.127)$$

Заметим, что  $H_A$  не зависит от координат возмущающей частицы, а  $H_P$  не зависит от координат, характеризующих состояние атома, тогда как  $V$  зависит и от тех, и от других координат. Далее, поскольку атом находится в электростатическом поле иона напряженности  $F$ , то  $H_A$  зависит от  $F$ :  $H_A = H_A(F)$ . Для краткости явно указывать зависимость от  $F$  мы не будем нигде, кроме окончательного результата.

Чтобы продвинуться дальше, предположим теперь, что возмущающая частица движется по классической траектории, а именно по *прямой* — мимо нейтрального атома и по *гиперболе* — вокруг иона. Это предположение будет выполнено, если *дебройлевская длина волны* возмущающей частицы мала по сравнению с прицельными расстояниями тех столкновений, которые дают основной вклад в уширение линий. Иначе говоря, должно выполняться условие  $\rho \gg \lambda = \hbar/mv$ , или  $mv\rho \gg \hbar$ . Но  $mv\rho$  — попросту момент возмущающей частицы ( $=l\hbar$ ). Только что установленный критерий равносителен требованию, чтобы азимутальное квантовое число  $l$  было много больше единицы. В этом случае на основании *принципа соответствия* можно ожидать, что классическое описание налетающей частицы будет оправданно. Применимость этого приближения при расчете уширения линий следует всегда проверять. В большинстве случаев, представляющих астрофизический интерес, оно оказывается выполненным. Конечно, всегда следует ожидать, что для *некоторых* возмущающих частиц оно нарушается, но приближение остается применимым, если основной вклад в уширение линии дается не ими (см. также [73], стр. 498 и дальше). Теория, не использующая приближения классической траектории, излагается в [64].

Предположим, что у волновой функции системы «атом плюс

возмущающая частица» переменные разделяются, т.е.  $\psi(t) = \alpha(t)\pi(t)$ , где  $\alpha(t)$  и  $\pi(t)$  — волновые функции атома и частицы. Примем далее, что траектория возмущающей частицы фиксирована и не зависит от состояния атома, с которым она взаимодействует. При таком рассмотрении влияние возмущающей частицы на атом учитывается; обратное же воздействие атома на частицу не принимается во внимание. Это будет верно, если энергия, приобретаемая или теряемая возмущающей частицей (порядка  $\hbar\Gamma$ , где  $\Gamma$  — ширина линии), гораздо меньше ее кинетической энергии ( $kT$ ). Это условие выполняется почти всегда. Некоторое число столкновений, при которых происходит большой обмен энергией, всегда осуществляется, но и здесь они не делают приближение неприменимым, если уширение определяется не ими.

При указанных выше предположениях функция  $\pi(t)$  есть решение уравнения

$$i\hbar\partial\pi(t)/\partial t = H_P \pi(t), \quad (9.128)$$

так что эволюционный оператор для возмущающей частицы имеет вид

$$T_P(t, 0) = e^{-iH_P t/\hbar}. \quad (9.129)$$

Рассмотрим теперь уравнение Шредингера для самого атома. Чтобы получить его, умножим уравнения (9.127) и (9.128) на  $\pi^*$ , проинтегрируем по координатам возмущающей частицы и вычтем одно из другого. Тогда найдем

$$i\hbar\partial\alpha(t)/\partial t = (H_A + \int \pi^* V \pi d\tau_P)\alpha(t). \quad (9.130)$$

Если волновые пакеты возмущающих частиц действительно настолько узки, что эти частицы можно рассматривать как классические, движущиеся по классическим траекториям, то можно *сделать следующее отождествление*:

$$\int \pi^* V \pi d\tau_P = V_{\text{кл}}(t), \quad (9.131)$$

где  $V_{\text{кл}}(t)$  — классический потенциал взаимодействия. В этом состоит самая суть приближения классической траектории. Уравнение Шредингера для эволюционного оператора атома принимает тогда вид

$$i\hbar\partial T_A(t, 0)/\partial t = [H_A + V_{\text{кл}}(t)]T_A(t, 0), \quad (9.132)$$

а эволюционный оператор полной системы будет

$$T(t, 0) = T_A(t, 0)T_P(t, 0) = T_A(t, 0)e^{-iH_P t/\hbar}. \quad (9.133)$$

Наконец, напишем матрицу плотности  $\rho$  в виде  $\rho = \rho_A \cdot \rho_P$ , где  $\rho_A$  относится только к атомным состояниям, а  $\rho_P$  определяется лишь состояниями возмущающей частицы, причем последняя матрица диагональна относительно координат частицы. И здесь такое представление возможно, если можно пренебречь обратным воздействием атома на частицу.

Если эти выражения для  $\rho$  и  $T$  подставить в формулу (9.126) для  $\phi(t)$  и принять во внимание, что переменные у  $\psi(t)$  разделяются, то найдем

$$\phi(t) = \text{Sp}\{\rho_A \mathbf{d} T_A \mathbf{d} T_A^+\}. \quad (9.134)$$

След по состояниям возмущающей частицы свелся просто к *термическому среднему по всем возмущающим частицам* (которое обозначено *фигурными скобками*), и, следовательно, написанный след берется *только по состояниям атома*.

#### УДАРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Чтобы вычислить  $\phi(t)$  по формуле (9.134), предположим, что как начальное состояние  $a$ , так и конечное состояние  $b$  содержат по нескольку подсостояний. Будем обозначать эти подсостояния соответственно  $\alpha$  и  $\beta$ . Примем также, что дипольные переходы возможны только между подсостояниями  $a$  и подсостояниями  $b$ , радиативные же переходы между подсостояниями в пределах  $a$  и  $b$  можно не учитывать. С другой стороны, пренебрежем ударными переходами между состояниями  $a$  и  $b$  и предположим, что столкновения могут вызывать лишь переходы между различными подсостояниями в пределах  $a$  или  $b$ . Таким образом, мы имеем  $\langle \alpha | \mathbf{d} | \alpha' \rangle = 0$ ,  $\langle \beta | \mathbf{d} | \beta' \rangle = 0$  и  $\langle \alpha | T_{a,b} | \beta \rangle = 0$ . Тогда, расписав след в формуле (9.134), находим

$$\phi(t) = \rho_a \sum_{\alpha, \alpha', \beta, \beta'} \langle \alpha | \mathbf{d} | \beta \rangle \langle \beta' | \mathbf{d} | \alpha' \rangle \times \langle \alpha | \langle \beta | \{ T_b T_a^* \} | \alpha' \rangle | \beta' \rangle. \quad (9.135)$$

Здесь мы пренебрегли изменениями  $\rho_a$  от подсостояния к подсостоянию верхнего уровня  $a$  и приняли во внимание, что статистическое усреднение должно распространяться только на эволюционные операторы.

Удобно заменить полный оператор эволюции во времени  $T$  эволюционным оператором в *представлении взаимодействия*  $U$ . Он определяется следующим образом:

$$U(t, 0) = e^{iH_A t/\hbar} T(t, 0). \quad (9.136)$$

Это определение отделяет зависимость от времени невозмущенных собственных функций от эффектов, вызываемых возмущениями. Для невозмущенных собственных состояний  $U(t, 0) = 1$ . После подстановки в выражение (9.135) будем иметь

$$\phi(t) = \rho_a \sum \langle \alpha | \mathbf{d} | \beta \rangle \langle \beta' | \mathbf{d} | \alpha' \rangle \times \\ \times \langle \alpha | \langle \beta | e^{-iH_b t/\hbar} \{ U_b U_a^* \} e^{iH_a t/\hbar} | \alpha' \rangle | \beta' \rangle. \quad (9.137)$$

Подставляя (9.136) в (9.132), получаем уравнение Шредингера для  $U(t, 0)$ :

$$i\hbar \partial U(t, 0) / \partial t = e^{iH_A t/\hbar} V_{\text{кл}}(t) e^{-iH_A t/\hbar} U(t, 0) \equiv V'_{\text{кл}} U(t, 0). \quad (9.138)$$

Будем решать это уравнение *итерациями*, взяв в качестве первого приближения  $U(t, 0) = 1$ . Тогда решение будет иметь вид

$$U(t, 0) = 1 + (i\hbar)^{-1} \int_0^t V'_{\text{кл}}(t_1) dt_1 + \\ + (i\hbar)^{-2} \int_0^t dt_2 V'_{\text{кл}}(t_2) \int_0^{t_2} dt_1 V'_{\text{кл}}(t_1) + \dots. \quad (9.139)$$

Обратимся теперь к вычислению статистического среднего  $\{ U_b U_a^* \}$ . Будем действовать аналогично тому, как это делается в теории Линдхольма. Именно, запишем изменение  $\{ U_b U_a^* \}$  за время  $dt$ , вызываемое некоторым определенным столкновением (которое рассматривается как удар), в виде

$$\Delta \{ U_a U_b^* \} = \{ U_b(t + \Delta t, t) U_a^*(t + \Delta t, t) - 1 \} \{ U_b U_a^* \}.$$

Здесь мы также предположим, что изменения за время  $(t, t + \Delta t)$  статистически не зависят от текущих значений операторов, и поэтому среднее от произведения можно заменить произведением средних. Тогда, воспользовавшись разложением (9.139) для промежутка  $(t, t + \Delta t)$ , можно получить явное выражение для  $\{ U_b(t + \Delta t, t) U_a^*(t + \Delta t, t) - 1 \}$  (см. например, [264], стр. 70; [268], стр. 37]), имеющее вид

$$\{ U_b(t + \Delta t, t) U_a^*(t + \Delta t, t) - 1 \} = e^{i(H_b - H_a)t/\hbar} (\Phi_{ab} \Delta t) e^{-i(H_b - H_a)t/\hbar}. \quad (9.140)$$

Таким образом, для  $\{ U_b U_a^* \}$  получается дифференциальное уравнение, а именно

$$d \{ U_b U_a^* \} / dt = e^{i(H_b - H_a)t/\hbar} \Phi_{ab} e^{-i(H_b - H_a)t/\hbar} \{ U_b U_a^* \}, \quad (9.141)$$

решение которого имеет вид

$$\{U_b(t, 0)U_a^\dagger(t, 0)\} = e^{i(H_b - H_a)t/\hbar} \exp[-i(H_b - H_a)t/\hbar + \Phi_{ab}t]. \quad (9.142)$$

Подставив теперь это выражение в (9.137), находим

$$\begin{aligned} \phi(t) = \rho_a \sum_{\alpha, \alpha', \beta, \beta'} \langle \alpha | \mathbf{d} | \beta \rangle \langle \beta' | \mathbf{d} | \alpha' \rangle \times \\ \times \langle \alpha | \langle \beta | e^{i(H_b - H_a)t/\hbar + \Phi_{ab}t} | \alpha' \rangle | \beta' \rangle. \end{aligned} \quad (9.143)$$

Выполняя, далее, обращение преобразования Фурье (и вводя вновь прямое указание на зависимость от квазистатического поля иона  $F$ ), получим профиль интенсивности

$$\begin{aligned} I(\omega, F) = \frac{\rho_a}{\pi} \operatorname{Re} \sum \langle \alpha | \mathbf{d} | \beta \rangle \langle \beta' | \mathbf{d} | \alpha' \rangle \times \\ \times \langle \alpha | \langle \beta | [i\omega - \Phi_{ab}(F) - i[H_a(F) - H_b(F)]/\hbar]^{-1} | \alpha' \rangle | \beta' \rangle. \end{aligned} \quad (9.144)$$

Здесь нами было использовано то обстоятельство, что, как оказывается,  $\Phi_{ab}(F)$  имеет отрицательную вещественную часть. Если  $W(F)$  — плотность вероятности распределения значений напряженности поля ионов  $F$ , то окончательный профиль, усредненный по всем значениям напряженности поля, дается формулой

$$\begin{aligned} I(\omega) = \frac{\rho_a}{\pi} \int_0^\infty W(F) dF \operatorname{Re} \sum_{\alpha, \beta, \alpha', \beta'} \langle \alpha | \mathbf{d} | \beta \rangle \langle \beta' | \mathbf{d} | \alpha' \rangle \times \\ \times \langle \alpha | \langle \beta | [i\omega - \Phi_{ab}(F) - i(H_a(F) - H_b(F))/\hbar]^{-1} | \alpha' \rangle | \beta' \rangle. \end{aligned} \quad (9.145)$$

Формула (9.145) является весьма общей. Она использовалась в большинстве квантовомеханических расчетов профилей линий, расширенных за счет эффекта Штарка. Она справедлива, если: 1) интервал  $\Delta t$  [фигурирующий в формуле (9.140)] можно выбрать так, чтобы он целиком охватывал столкновение, 2) когда столкновения перекрываются, то они достаточно слабы, чтобы вносимые ими вклады в итеративное решение для  $U$  просто складывались, 3) возмущающие частицы можно считать классическими. Выполнение этих критериев применимости теории в каждом конкретном случае должно проверяться.

#### ПРИМЕНЕНИЕ К ВОДОРОДУ

Одним из самых важных применений описанной выше теории был расчет влияния электронных ударов на уширение водородных



линий. Теория этого вопроса достигла очень высокого уровня совершенства. Теоретические профили прекрасно согласуются с лабораторными измерениями [671]. На их основе удается удовлетворительно объяснить и наблюдаемые звездные профили (см. рис. 10.4).

Кратко изложенное выше ударное приближение интенсивно применялось Гримом и его сотрудниками [263], [265], [270], [271]. Хотя в принципе и ясно, как вычислить  $\Phi_{ab}$ , практически выполнить этот расчет нелегко, так как здесь приходится производить обрезание как со стороны малых, так и со стороны больших значений прицельного расстояния. Необходимость обрезания со стороны малых  $\rho$  (меньших радиуса Вайскопфа) определяется тем, что столкновения становятся сильными (их невозможно корректно учесть при помощи ряда теории возмущений для эволюционного оператора  $U$ ). Обрезание со стороны больших  $\rho$  необходимо для учета влияния дебаевского экранирования. Дополнительные процедуры обрезания требуются также для того, чтобы описать переход электронов из ударного режима в статистический. Венцом всей этой работы явилась публикация обширных таблиц [353], [356] для четырех первых членов лаймановской и бальмеровской серий. В этих таблицах даются значения функции  $S(\alpha)$ , которая аналогична профилю, фигурирующему в (9.110) и (9.111), но учитывает влияние электронных ударов. Другой подход, развитый Купером, Смитом и Вайдолом [581], [647], [648], [649], использует единую теорию, в которой переход электронов из ударного в квазистатистический режим учитывается автоматически. Обширные таблицы результатов, полученных на основе этой теории, были опубликованы для первых четырех членов лаймановской и бальмеровской серий для различных значений температур и плотностей, характерных для звездных атмосфер. В этих таблицах дается и свертка штарковского профиля для водорода с доплеровским, описывающим распределение тепловых скоростей. На рис. 9.2 сравнивается профиль линии  $H_\delta$  по единой теории (учитывающей как электронное, так и ионное уширение) с профилем в квазистатистическом приближении (с учетом только ионов). Для старших членов серий можно использовать приближенную теорию [262], получающуюся, если в некоторые матричные элементы внести соответствующие изменения [265] (см. также [45]).

В астрофизических условиях на водородных линиях помимо эффекта Штарка существенно сказываются и другие механизмы уширения. Ядро линии определяется в основном доплеровским уширением. При низких электронных концентрациях в крыльях может существенным оказаться влияние затухания вследствие излучения и

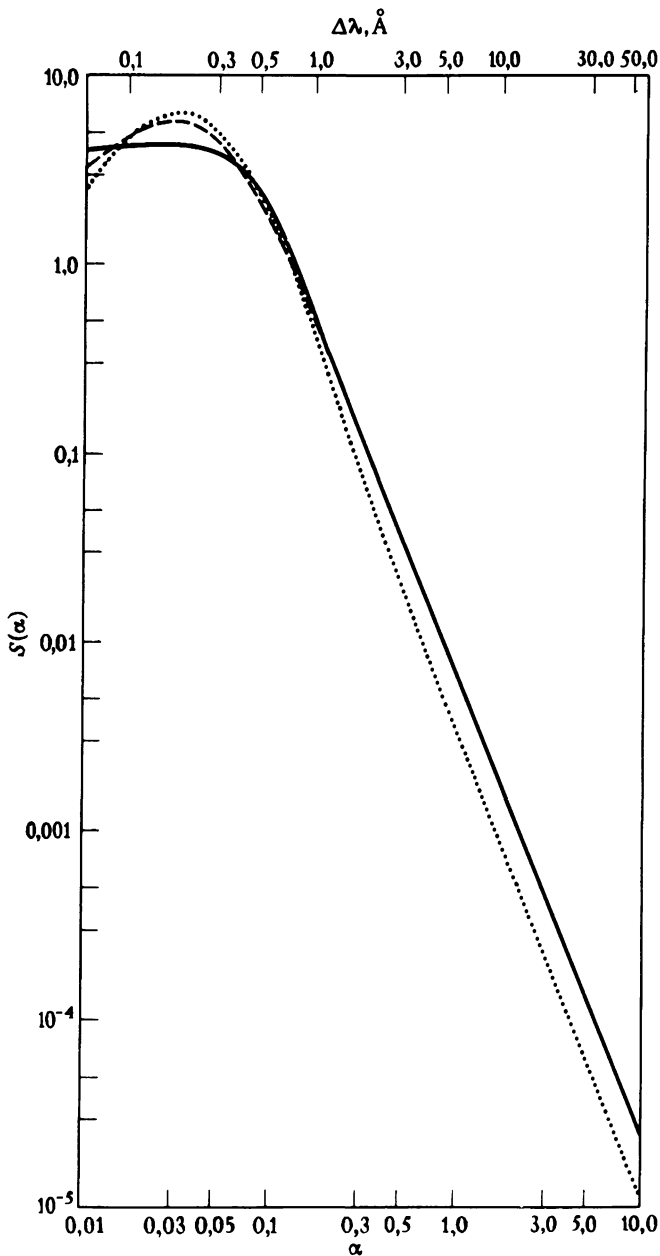


Рис. 9.2. Штарковские профили  $H_{\delta}$  при  $n_e = 3,16 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^4 \text{ К}$ . Точечная кривая — хольцмарковский профиль, учитывающий уширение только за счет ионов [634]. Штриховая кривая — профиль при квазистатическом уширении ионами и ударном уширении электронами [650]. Сплошная кривая — свертка профиля, учитывающего уширение под действием электронов и ионов, с доплеровским профилем, обусловленным тепловыми движениями атомов. Обратите внимание, что в ядре линии доминирует доплер-эффект и что при учете уширения электронами коэффициент поглощения в крыле линии значительно возрастает.

резонансного уширения. Если предположить, что все эти механизмы действуют независимо, то их совместное влияние можно учесть путем вычисления свертки соответствующих профилей. Свертка доплеровского профиля с лоренцевским, учитывающим радиационное и резонансное затухания, дает фойгтовский профиль  $H(a, \nu)$ , где  $a = (\Gamma_{\text{изл}} + \Gamma_{\text{рез}})/4\pi\Delta\nu_D$  и  $\nu = \Delta\nu/\Delta\nu_D$ . Этот фойгтовский профиль затем свертывается (численно) со штарковским профилем  $S(\alpha)$ , что дает атомный коэффициент поглощения

$$\alpha_\nu(\Delta\nu) = (\pi^{1/2}e^2/mc)f \int_{-\infty}^{\infty} S^*(\Delta\nu + \nu\Delta\nu_D)H(a, \nu)d\nu, \quad (9.146)$$

где  $S^*$  — профиль  $S(\alpha)$ , пересчитанный на шкалу частот.

### ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ ИОНЫ

Водородоподобные ионы с зарядом ядра  $Z$  имеют точно такой же набор штарковских компонент, что и водород, хотя энергии, конечно, другие. Профиль, определяемый уширением одними ионами, имеет вид

$$S(\alpha) = Z^5 S_{QS}(Z^5\alpha), \quad (9.147)$$

где  $S_{QS}$  — квазистатический профиль для водорода, даваемый в [634]. Отметим, что линии ионов в шкале длин волн уже в  $Z^5$  раз. Поскольку с ростом  $Z$  штарковские ширины у ионов уменьшаются, а вероятности радиативных переходов растут, начиная с некоторого  $Z$  штарковским уширением можно пренебрегать по сравнению с  $\Gamma_{\text{изл}}$ .

Влияние уширения электронами у водородоподобных ионов аналогично его влиянию у водорода, хотя выражение для  $\Phi_{ab}$  изменяется, так как теперь возмущающий электрон движется вокруг положительно заряженного иона по *гиперболе*, а не по *прямоугольной траектории*. Результаты ранних расчетов уширения линий He II  $\lambda 3203$  и  $\lambda 4686$  (очень сильных в спектрах звезд типа O) приведены в [272]. Значительно лучшие расчеты для линий He II  $\lambda\lambda 256; 304; 1085; 1216; 1640; 4686$  и  $3203$  даются в [354], [355]. Результаты расчетов на основе единой теории [258], [260] для линии  $\lambda 304$  приводятся в [259]. К сожалению, точных расчетов для представляющих большой интерес для астрофизики линий серии Пиккеринга  $n \rightarrow 4$  (например,  $\lambda\lambda 10124; 5412; 4542; 4200$  и т. д.) пока нет, имеется лишь приближенная теория [262], [265], [45].

## ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ГЕЛИЯ

В спектрах В-звезд видны сильные линии HeI. Здесь на них действуют ударное уширение электронами и квазистатическое уширение ионами за счет квадратичного эффекта Штарка. Для изолированных линий получаются профили вида

$$I(\Delta\omega) = \frac{w}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(F)dF}{(\Delta\omega - d - C_4 F^2/e^2)^2 + w^2}, \quad (9.148)$$

где  $W(F)$  — вероятность того, что поле имеет напряженность  $F$ ,  $w$  — ширина линии, обусловленная электронными ударами, и  $d$  — сдвиг линии. Заметим, что так как напряженность поля входит только в виде  $F^2$ , ионные поля всегда смещают компоненты линии в одном направлении, что вызывает появление *асимметричного профиля*.

Явные выражения для  $w$  и  $d$  приводятся для *изолированных* линий в [269]; [264], стр. 81 — 86; [268], §II.3α; [180]. Таблицы, позволяющие рассчитывать профили по значениям некоторых безразмерных параметров, даются в [269]. Детальные численные данные, касающиеся  $w$  и  $d$  для нескольких линий, даются в [269]; улучшенные результаты имеются в [180] и [67]. Гораздо более интересный (и более трудный) случай представляют линии диффузной серии  $2^3P - n^3D$  и  $2^1P - n^1D$  при  $n \geq 4$ . Как впервые было указано Струве [614], [615], у линии  $2^3P - 4^3D$  HeI  $\lambda 4471$  имеется «запрещенная» компонента  $2^3P - 4^3F$  на  $4470 \text{ \AA}$ . У других линий диффузной серии также наблюдаются подобные компоненты, которые возникают вследствие перемешивания состояний  $^3D$  и  $^3F$  или  $^1D$  и  $^1F$  из-за наличия в плазме электрических полей. Поскольку линии диффузной серии принадлежат к числу тех линий в звездных спектрах, для которых имеются наилучшие наблюдения, построение надежной теории их образования представляет большой интерес. Первые попытки построить теорию их уширения [66], [245], [266] были не слишком удачны, так как «запрещенные» компоненты получались слишком узкими и имеющими слишком большую интенсивность. При сравнении с наблюдаемыми звездными профилями теоретические профили давали слишком большой контраст между «запрещенной» абсорбционной компонентой и провалом между ней и разрешенной компонентой; теория не согласовалась и с лабораторными измерениями [122], [123], [124]. Затем была построена новая, более точная теория для линий HeI  $\lambda 4471$  [68] и  $\lambda 4921$  ( $2^1P - 4^1D$ )

[69]. Теоретические профили, рассчитанные по этой теории, превосходно согласуются с наблюдаемыми в звездных спектрах [438], [439].

#### ДРУГИЕ ЛЕГКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Электронные столкновения приводят к уширению линий и других элементов, наблюдающихся в спектрах звезд. Ширины и сдвиги этих линий можно рассчитать с помощью методов, аналогичных тем, которые используются для HeI (см. [268], §II.3c, II.3d). Обширные результаты для нейтральных атомов приводятся в [264], стр. 454 — 527, [268], приложение IV, [84]. В случае заряженных ионов кулоновское взаимодействие между излучающим ионом и возмущающей частицей приводит к тому, что эти частицы движутся по гиперболическим траекториям [110], [111]. Ширины линий, рассчитанные с учетом этого обстоятельства, существенно больше, чем в случае прямолинейной траектории. Обширные результаты детальных расчетов для ионов даются в [268], приложение V; [111], [548], [167], [549], [550]. Удобные приближенные формулы для оценки штарковских ширин приводятся в [267], [183], [549].