

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН

А.А. Шошин

РАСЩЕПЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ
ЛИНИЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ:
ЭФФЕКТЫ ЗЕЕМАНА И ПАШЕНА-БАКА

ИЯФ-2002-71

НОВОСИБИРСК
2002

**Расщепление спектральных линий в магнитном поле:
эффекты Зеемана и Пашена-Бака**

А.А. Шошин

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера, СО РАН
630090, Новосибирск

Аннотация

В работе рассмотрено расщепление спектральных линий в магнитном поле. Представлены приближения слабого и сильного магнитного поля и квантово-механическое рассмотрение в случае произвольного поля. Затем приведены результаты расчетов расщепления ярких линий в плазме установки ГОЛ-3 и сравнение расчетных профилей линий с экспериментальными данными.

**Splitting of spectral line in magnetic field:
Zeeman and Paschen-Back effects**

A.A. Shoshin

Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS
630090, Novosibirsk

Abstract

In paper a splitting of spectral line in magnetic field are considered. Approximations of weak and strong magnetic field and quantum-mechanical equations in intermediate field are reviewed. Results of calculations of the brightest spectral line splitting in plasma at the GOL-3 facility and comparison of calculated line profiles with experimental data are presented.

Введение

На установке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) ведутся эксперименты по созданию и удержанию горячей плотной плазмы в многопробочной магнитной системе, в которой величина магнитного поля порядка 5Тл [1]. На установке развиты спектроскопические методы исследования плазмы, которые позволяют определить различные параметры плазмы (температуру из Доплеровского уширения, плотность из Штарковского, магнитное поле по Зеемановскому расщеплению) [2,3]. Значительная часть исследований ведется в оптической области спектра. Яркими линиями в этом диапазоне являются H_{α} 6562.8 А, H_{β} 4861 А, Na I 5890А, Li I 6103А и т.д. Для некоторых ярких линий в поле 5 Тл Зеемановское расщепление нельзя описать при помощи приближений сильного или слабого магнитного поля и требуются точные квантово-механические расчеты.

В магнитном поле меняется положение энергетических уровней в атоме, что приводит к изменению спектра излучения атома. Теоретическое рассмотрение этого вопроса можно встретить во многих книгах [4-11], однако авторы, как правило, ограничиваются предельными случаями сильных и слабых полей. В средних полях необходимо квантово-механическое рассмотрение задачи, что можно встретить уже только в узко специализированных книгах [8,9], которых, во-первых, мало, во-вторых, даже в них очень сложно найти полное описание задачи. Задача данной работы – последовательно изложить методику расчета расщепления линий в произвольном магнитном поле, так же представлено сравнение расчетных линий с экспериментальными данными.

Рассматривается однородное постоянное магнитное поле и LS -связь (кроме параграфа, посвященному jl -связи).

Обычно обсуждают два важных предельных случая малого и сильного магнитного поля, которые не требуют громоздких вычислений для определения расщепления уровней. Величину сдвига уровня в магнитном поле ($\sim \mu H$) сравнивают с величиной тонкой структуры уровня (ΔE_T). Если $\mu H \ll \Delta E_T$, то поле слабое, если $\mu H \gg \Delta E_T$ – поле сильное. Нижняя граница применимости эффекта Зеемана – $\mu H \gg \Delta E_{\text{сверхтонкой структуры}}$.

Напомним, что для электрического дипольного излучения общие правила отбора $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1$; $J + J' \geq 1$; $\Delta M = M - M' = 0, \pm 1$. Для LS-связи добавляются правила отбора $\Delta S = 0$; $\Delta L = 0, \pm 1$; $L + L' \geq 1$ [8, §31].

1. Случай слабого поля

В этом случае магнитное поле является слабым возмущением и принципиально не меняет характер тонкой структуры. Расщепление энергетических уровней в магнитном поле снимает вырождение по проекции момента M:

$$\Delta E = \mu H (\bar{J}_z + \bar{S}_z) = g_L M \mu H,$$

где $g_L = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$ – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, H – магнитное поле. В частности при S = 0: $g_L = 1$, при L = 0: $g_L = 2$. Для s = 1/2 $g_L = (J + 1/2)/(L + 1/2)$.

Таблица 1. Факторы Ланде различных термов.

Терм	² S	² P _{1/2}	² P _{3/2}	² D _{5/2}	² D _{3/2}
g _L	2	2/3	4/3	4/5	6/5

Физический смысл появления фактора Ланде – взаимодействие спина с магнитным полем сильнее взаимодействия с орбитальным моментом количества движения, т.е. спин параллелен моменту количества движения в случае $j = l + 1/2$ и антипараллелен при $j = l - 1/2$.

Перейдем к расщеплению спектральных линий в магнитном поле: в направлении вдоль поля наблюдаются σ -компоненты ($\Delta M = \pm 1$) и в направлении перпендикулярном полю σ - и π -компоненты ($\Delta M = 0$). Их частоты:

$$\omega_\pi = \omega_0 + \mu H (g - g') M / 2\pi h,$$

$$\omega_\sigma = \omega_0 + \mu H (gM - g'(M \pm 1)) / 2\pi h.$$

Соответственно при $g = g'$: $\omega_\pi = \omega_0$, $\omega_\sigma = \omega_0 \pm \mu H / 2\pi h$ – линия расщепляется на триплет Лоренца – нормальный эффект Зеемана; при $g \neq g'$ наблюдается расщепление линии на много компонент – аномальный эффект Зеемана (рис.1). Для оценок величины расщепления по длинам волн в нормальном эффекте Зеемана удобна приближенная численная формула:

$$\Delta\lambda[A] = 4.67 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^2[A] \cdot H[Тл]$$

на $\Delta\lambda$ отстоит от центра σ -компонента. Например для H α $\Delta\lambda[A] = 0.2 \cdot H[Тл]$.

Относительные интенсивности компонент зеемановского расщепления при поперечном наблюдении [8, стр. 201]:

Таблица 2. Относительные интенсивности зеемановских компонент в слабом поле.

Переход	I_{π}	$I_{\sigma} (M \rightarrow M - 1)$	$I_{\sigma} (M \rightarrow M + 1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' J$	M^2	$\frac{1}{4} (J + M)(J + 1 - M)$	$\frac{1}{4} (J - M)(J + 1 + M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J-1)$	$J^2 - M^2$	$\frac{1}{4} (J + M)(J - 1 + M)$	$\frac{1}{4} (J - M)(J - 1 - M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J+1)$	$(J+1)^2 - M^2$	$\frac{1}{4} (J+1 - M)(J+2 - M)$	$\frac{1}{4} (J+1+M)(J+2 + M)$

Общие закономерности следующие: интенсивности компонент, расположенных симметрично от ω_0 , одинаковы; для π -компонент интенсивность для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J$ возрастает при удалении от ω_0 (увеличение M), а для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J \pm 1$ убывает.

(Замечание: в таблице 2 можно сравнивать интенсивности в одной строке, сравнивать в столбцах нельзя (подробнее см. пункт III)).

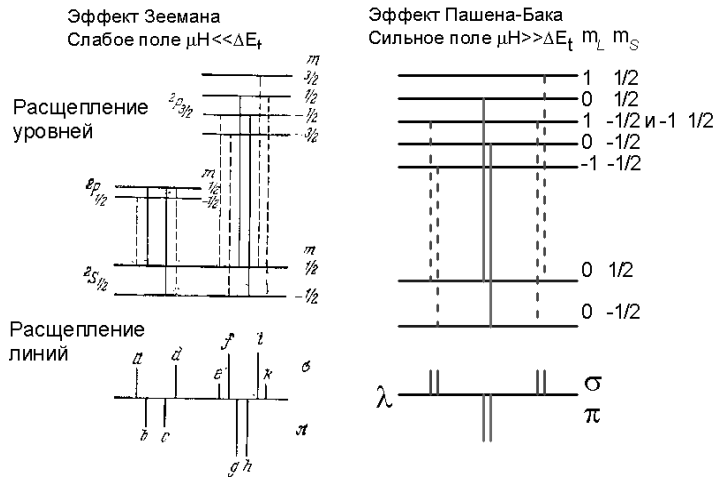


Рис. 1. Расщепление энергетических уровней и спектральных линий в слабом и сильном магнитном поле.

2. Случай сильного поля. (Полный эффект Пашена-Бака)

Если пренебречь спин-орбитальным взаимодействием, то в магнитном поле сохраняются проекции не только полного момента, но и проекции M_L и M_S . Тогда

$$\Delta E = \mu H (M_L + 2M_S).$$

Так как спин и орбитальный момент не связаны, то накладываются дополнительные правила отбора: $\Delta M_S = 0$; $\Delta M_L = 0, \pm 1$ в зависимости от поляризации света. Следовательно спектральные линии имеют вид лоренцевского триплета.

Возмущение уровней из-за взаимодействия спин-орбита приводит к расщеплению линий триплета на ширину тонкой структуры.

Важно заметить, что сдвиг энергии линеен по H для состояний с $M = \pm(l + 1/2)$ в одноэлектронном атоме [4] или в общем случае для состояний с наибольшим возможным при заданном n значением M и для состояний с наименьшим возможным при заданном M значением j и l [5], потому что в этих случаях перемешивания состояний не происходит (см. подробнее п. III).

3. Квантово-механические расчеты энергии уровней и интенсивностей

Энергия уровней. Запишем собственные функции состояния с определенным M в магнитном поле как суперпозицию невозмущенных LS собственных функций с различными $J \geq |M|$, с коэффициентами смешивания уровней C_{JM}^J :

$$|LSM\rangle^J = \sum C_{JM}^J |LSJM\rangle, \quad J \geq |M| \quad (3.1)$$

В отсутствии магнитного поля $H|LSJM\rangle = E_J^0 |LSJM\rangle$, гамильтониан $H = A \cdot LS$, A – постоянная тонкой структуры (LS -связь). Отметим, что A не равна интервалу тонкой структуры, они связаны через (3.8).

В магнитном поле

$$[H_J(0) + H_{mag}] |LSM\rangle = E_{JM}(H) |LSM\rangle, \quad (3.2)$$

$$H_{mag} = \mu H (L_z + 2S_z). \quad (3.3)$$

Используя (3.1) и свернув (3.2) с $\langle LSJ''M|$, получаем

$$\sum J C_{JM}^J [(E_{J''}^0 - E_{JM}(H)) \delta_{J''J} + \langle J''M| H_{mag} |JM\rangle] = 0. \quad (3.4)$$

Из равенства детерминанта матрицы в квадратных скобках нулю определяется энергия уровня в магнитном поле, т.н. вековое уравнение:

$$\begin{vmatrix} \langle JM|H_{mag} + ALS|JM\rangle - E_{JM}(H) & \langle JM|H_{mag}|J''M\rangle & \dots \\ \langle J''M|H_{mag}|JM\rangle & \langle J''M|H_{mag} + ALS|J''M\rangle - E_{J''M}(H) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0 \quad (3.5)$$

Каждому возможному значению M соответствует свое вековое уравнение, причем для $M = L + S$ порядок этого уравнения равен единице ($J = L + S$), для $M = L + S - 1$ – двум ($J = L + S; L + S - 1$), для $M = L + S - 2$ – трем и т.д.

Матрица J_z диагональна по J , поэтому для недиагональных элементов матрицы в (3.5), используя (3.3) получаем:

$$\begin{aligned} \langle \gamma SLJM \mid L_z + 2S_z \mid \gamma SLJ'M \rangle &= \langle \gamma SLJM \mid S_z \mid \gamma SLJ'M \rangle \\ &= (-1)^{J-M} (\gamma SLJ \parallel S_z \parallel \gamma SLJ') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$(\gamma SLJ \parallel S_z \parallel \gamma SLJ') = (-1)^{L+1+S+J} \sqrt{S(S+1)(2S+1)(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} S & J & L \\ J' & S & 1 \end{Bmatrix}, \quad (3.7)$$

где в круглых скобках записаны 3j-символы, в фигурных – 6j-символы (см. приложение).

Диагональные матричные элементы находятся из:

$$A\bar{L}\bar{S} = \frac{A}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]. \quad (3.8)$$

После нахождения энергии уровней в магнитном поле $E_{JM}(H)$ из (3.5) и условия равенства модуля векторов $C'_{JM}(H)$ единице можно найти коэффициенты векторов $C'_{JM}(H)$.

Формулы для энергии уровней водородоподобных атомов в магнитном поле с учетом релятивистских поправок можно найти в [5]. Заметим, что учет релятивистских эффектов приводит, например, к отсутствию точного «слияния» состояний ${}^2P_{3/2, m=-1/2}$ и ${}^2P_{1/2, m=1/2}$ в сильном поле в отличие от результата, известного в нерелятивистском приближении.

Вообще, пересечение уровней с одинаковым M является следствием общей теоремы, определяющей поведение собственных значений в тех случаях, когда гамильтониан системы зависит от некоторого параметра [1]. Отметим, что учет поправки второго приближения теории возмущений приводит к отталкиванию уровней с одним значением M , тем большему, чем меньше расстояние между уровнями.

Интенсивности. Вероятность спонтанного электрического дипольного излучения

$$dW_\rho(JM; J' M') = \frac{\omega^3}{hc^3} |e_{\rho k} \langle JM | D | J' M' \rangle|^2 dO, \quad (3.9)$$

где ρ – поляризация, D – оператор дипольного момента атома, $e_{\rho k}$ – единичный вектор поляризации фотона. При наблюдении поперек магнитного поля (поле по z) выберем в качестве двух независимых направлений поляризации направления y, z :

$$\begin{aligned} dW &= dW_1 + dW_2 \propto \left\{ \left| \langle JM | D_z | J' M' \rangle \right|^2 + \left| \langle JM | D_y | J' M' \rangle \right|^2 \right\} dO \quad \text{или} \\ dW &\propto \left\{ \left| \langle JM | D_0 | J' M' \rangle \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_{q=\pm 1} \left| \langle JM | D_q | J' M' \rangle \right|^2 \right\} dO \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь первый член суммы соответствует π -компонентам, поляризованным по z , второй член σ -компонентам с правокруговой ($\Delta M = 1$) и левокруговой ($\Delta M = -1$) поляризацией. Важно отметить здесь появление $1/2$ в интенсивности σ -компонент (из-за поперечности наблюдения). Распишем выражения в скобках:

$$\langle JM|D_q|J'M'\rangle = (-1)^{J-M} (SLJ\|D\|S'L'J') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

$$(SLJ\|D\|S'L'J') = (-1)^{S+1+L+J'} (L\|D\|L') \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix} \delta_{SS'} \quad (3.12)$$

В правой части величина $(L\|D\|L')$ одна и та же для всего мультиплета, т.е. относительные интенсивности определяются $3j$ и $6j$ -символами. В слабом поле в линиях определенного перехода $J \rightarrow J'$ относительная интенсивность определяется $3j$ -символами ($6j$ – одинаковые), результат таких расчетов представлен в таблице 2.

В магнитном поле перемешивание состояний приводит к изменению относительных интенсивностей:

$$\langle JM|D|J^0M^0\rangle = \sum_{J_a} C_{J_a M}^J \langle J_a M|D|J^0M^0\rangle = \sum_{J_a} C_{J_a M}^J \sum_{J_b} R_{J_b M^0}^{J^0} \langle J_a M|D|J_b M^0\rangle, \quad (3.13)$$

где $C_{J_a M}^J$ (H) и $R_{J_b M^0}^{J^0}$ (H) – коэффициенты смешивания для верхнего и нижнего уровней, являющиеся функцией от магнитного поля.

В итоге относительная интенсивность линии

$$dW \propto S_M^{J_v J_n} = \left(\frac{1}{2}\right)^{|q|} \left[\sum_{J_a} C_{J_a M}^{J_v} \sum_{J_b} R_{J_b M_n}^{J_n} (-1)^{S+1+L_v+J_n+J_v-M} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -M & q & M_n \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L_v & J_a & S \\ J_b & L_n & 1 \end{Bmatrix} \right]^2 \quad (3.14)$$

где M – проекция полного момента верхнего состояния; $q = 0$ для $\Delta M = 0$ ($M_n = M$, π -компоненты), $q = 1$ для $\Delta M = 1$ ($M_n = M - 1$, σ -компоненты с правокруговой поляризацией), $q = -1$ для $\Delta M = -1$ ($M_n = M + 1$, σ -компоненты с левокруговой поляризацией); индекс v относится к верхнему состоянию, n – к нижнему состоянию, в круглых скобках – $3j$ -символы, в фигурных скобках – $6j$ -символы (см. приложение).

4. Пример перехода ${}^2P_{3/2,1/2} - {}^2S_{1/2}$ (C IV, 3p–3s 5812 и 5801A)

Рассмотрим эволюцию в магнитном поле дублета ${}^2P_{3/2,1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$. На рис. 2. показано расщепление уровней 3p иона C IV в среднем магнитном поле (интервал тонкой структуры 0,00384 эВ). Как видно в поле 65Тл расщепление в 2 раза больше интервала тонкой структуры.

В слабом поле каждый мультиплет распадается на $(2j + 1)$ компонент, соответственно появляется 10 линий (рис. 3.), из которых 4 поляризованы параллельно полю (π компоненты) и 6 антипараллельно (σ компоненты). В очень сильном поле $3p$ состояние переходит в пять почти равноудаленных уровней (рис. 2.), в результате имеется 6 линий (2 π и 4 σ) в виде триплета из двоянных линий. Т.е. в очень сильном поле перемешивание состояний приводит к подавлению 4 линий [4], рис.4 (сравните с рис.1).

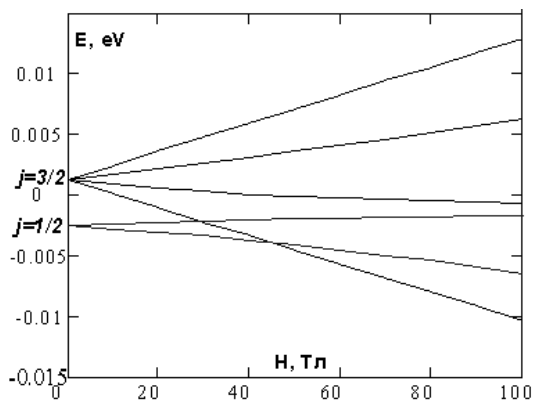


Рис. 2. Расщепление уровня ${}^2P_{3/2,1/2}$ в магнитном поле.

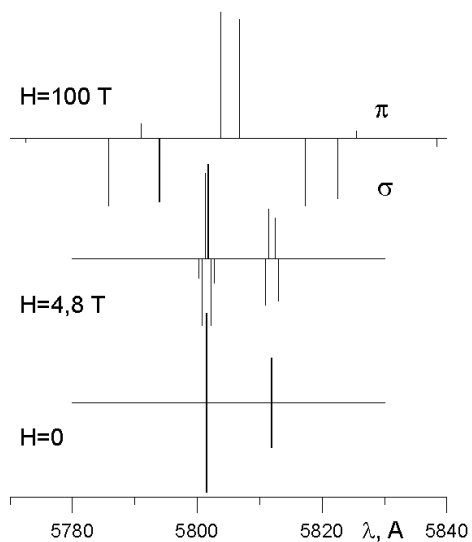


Рис. 3. Расщепление и подавление спектральных линий $3p-3s$ иона C IV.

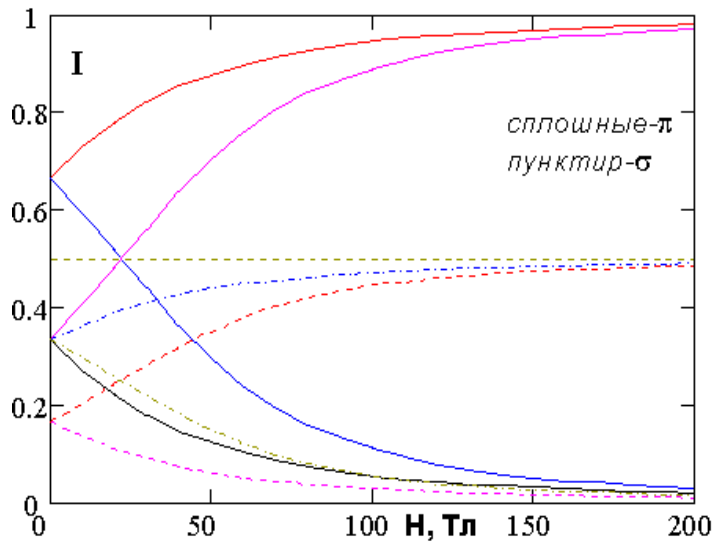


Рис. 4. Интенсивности линий компонент мультиплета $3p-3s$ в зависимости от магнитного поля (π -сплошные линии, σ - пунктирные).

5. Пример перехода ${}^2D_{5/2,3/2} - {}^2P_{3/2,1/2}$

Яркими линиями, соответствующими данному переходу, являются Si II, $4d - 4p$ 5041 и 5055 А, H_{α} 6562.8А и т.д.

Для магнитного поля на ГОЛ-3, равного 4,8 Тл ($\mu H = 2.777 \cdot 10^{-4}$ эВ), уровень $4d$ Si II при тонкой структуре в $1.614 \cdot 10^{-4}$ эВ расщепляется в почти полный эффект Пашена-Бака (рис.5), тогда как уровень $4p$ при $\delta_{\tau} = 7.4361 \cdot 10^{-3}$ эВ расщепляется по аномальному эффекту Зеемана. Т.е. для линий должен наблюдаться частичный эффект Пашена-Бака.

Всего линий 34: 12 π и 22 σ , из них в отсутствии поля 6 линий (2 π и 4 σ) являются запрещенными: это переходы ${}^2D_{5/2} - {}^2P_{1/2}$, т.к. $\Delta J = 5/2 - 1/2 = 2$. В магнитном поле примесь ${}^2D_{3/2}$ в ${}^2D_{5/2}$ и примесь ${}^2P_{3/2}$ в ${}^2P_{1/2}$ делают переход разрешенным. Это является нетривиальным следствием квантовой механики и не описывается никакими приближениями. Особенно удивительным оказывается то, что уже в поле 5 Тл у «запрещенных» переходов одинаковая интенсивность с разрешенными переходами. Нужно отметить и то, что наличие запрещенных переходов увеличивает расщепление по длинам волн. Картина расщепления с ростом магнитного поля представлена на рис. 6.

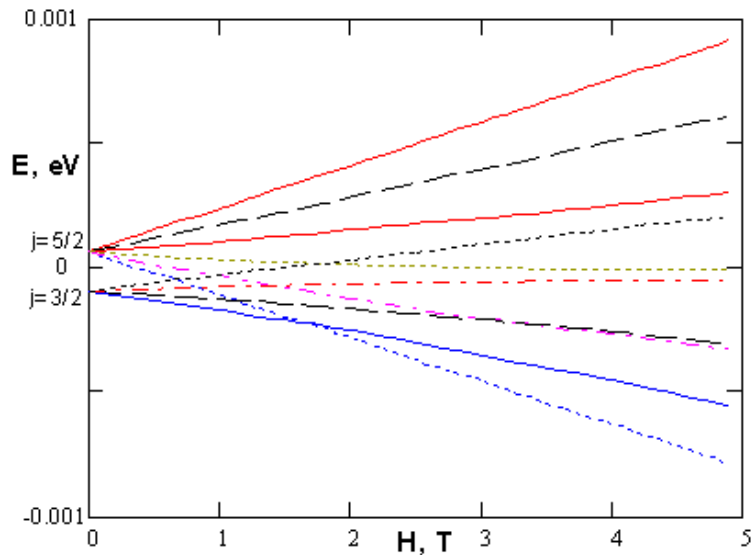


Рис. 5. Расщепление уровня ${}^2D_{5/2,3/2}$ в магнитном поле.

На рис.7. Представлено сравнение расчета расщепления и экспериментально измеренный профиль σ -компонент для триплета ${}^2D - {}^2P$ Si II 5055 и 5041 А. Снизу на рис. 7. показаны σ -компоненты зеемановского расщепления, чуть выше профиль линии для $T = 30$ эВ, что соответствует аппаратной функции спектрального прибора. Верхняя кривая это измеренный профиль, под ней расчетный профиль, наибольшее соответствие наблюдается при поле 4.5 Тл и $T = 130$ эВ. Т.е. по профилю линии можно определить магнитное поле в плазме и температуру ионов Si II – 100 эВ. Стрелками показаны компоненты расщепления, соответствующие запрещенным переходам.

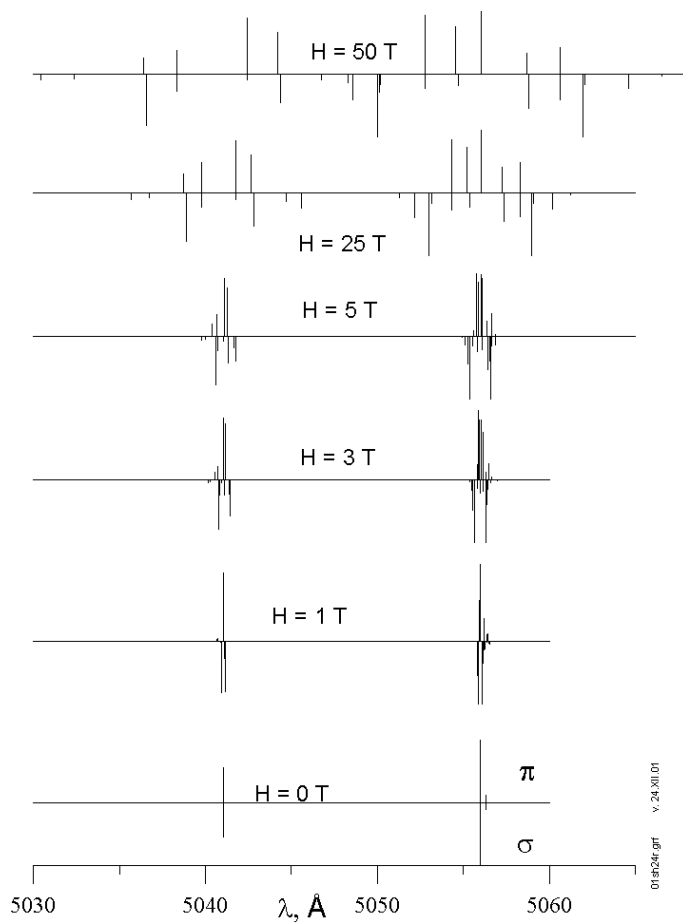


Рис. 6. Расщепление и сдвиг линий Si II 4d-4p в магнитном поле.



Рис. 7. Зеемановское расщепление σ -компонент триплета ${}^2D - {}^2P$ Si II – снизу расчет, верхняя кривая – экспериментальные данные.

Другим важнейшим примером является линия H_{α} , самой яркой компонентой которой является переход $3d {}^2D - 2p {}^2P$. Из-за очень малой величины тонкой структуры даже в малых полях H_{α} расщепляется по полному эффекту Пашена-Бака. На рис.8 представлены компоненты расщепления, экспериментальные данные и расчетный профиль для 4,5 Тл.

6. Случай слабого поля для jl -связи

Связь типа jl реализуется, как правило, в тех случаях, когда оптический электрон находится в среднем на большом расстоянии от электронов атомного остатка. Именно при этом электростатическое взаимодействие оптического электрона с электронами атомного остатка может оказаться малым по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием электронов атомного остатка. Как раз такая ситуация встречается у инертных газов (например неона Ne).

Атомный остаток характеризуется S_I и L_I , которые формируют полный момент атомного остатка $\mathbf{j} = \mathbf{S}_I + \mathbf{L}_I$. Электростатическое взаимодействие атомного остатка с возбужденным электроном (с орбитальным моментом l и спином s) $L_I S_I j l$ дает ряд уровней, каждый из которых характеризуется квантовым числом $\mathbf{K} = \mathbf{j} + l$. Наконец спин-орбитальное взаимодействие возбужденного электрона приводит к расщеплению каждого уровня $L_I S_I j l K$ на ряд J -компонент. J – полный момент атома, причем $J = K \pm 1/2$.

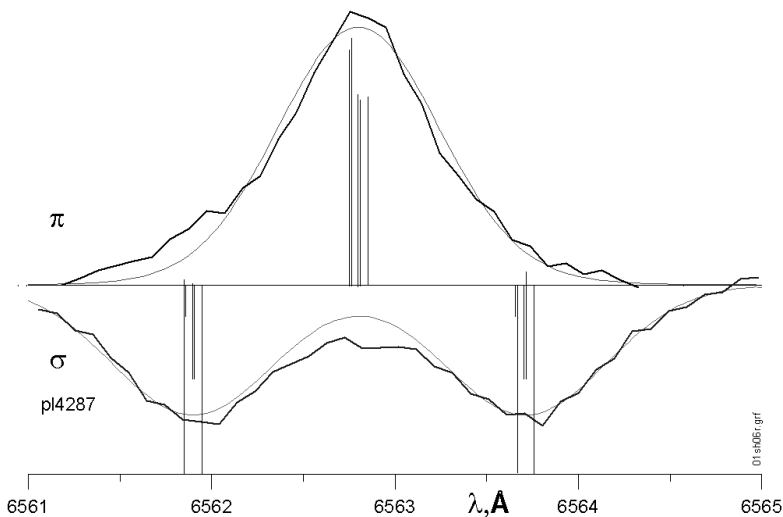


Рис. 8. Расщепление H_α в магнитном поле 4.5 Тл. Столбики – компоненты расщепления, плавные линии – расчет профиля, кривые – экспериментальный профиль линии.

При классификации по этой схеме уровень характеризуется набором квантовых чисел $L_1 S_1 j l K J$. Обычно используют следующее обозначение $^{2S_1+1}L_{1j} nl[K]_J$.

В случае jl -связи для вычисления расщепления в слабом поле g -фактор для уровня $L_1 S_1 j l K J$ можно выразить через g -факторы приближения LS -связи:

$$g(L_1 S_1 j l K J) = \sum_{SL} |(SLJ | L_1 S_1 j l K J)|^2 g(SL) \quad ((28.12) \text{ в [8]}).$$

Суммирование по SL означает суммирование по всем термам данной конфигурации для которых $L + S \geq J \geq |L - S|$. Выражение в круглых скобках вычисляется следующим образом

$$(S_1 s [S] L_1 l [L] J | S_1 L_1 j l [K] S J) = (-1)^{S_1 + s + S + L_1 + l + L + 2K} \sqrt{(2j+1)(2L+1)(2S+1)(2K+1)} \begin{Bmatrix} s & L_1 & j \\ l & K & L \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S & L & J \\ K & S_1 & s \end{Bmatrix}$$

здесь $S = S_1 + s$, $L = L_1 + l$.

Для нас представляло интерес расщепление линий мультиплетов $3s - 3p$ NeI (вторичные стандарты длин волн). В частности, для линии 6402,246 А для верхнего уровня $g(^3P_{3/2} 3p[5/2]_3) = 3/2$, для нижнего $g(^3P_{3/2} 3s[3/2]_2) = 4/3$ (рис.9).

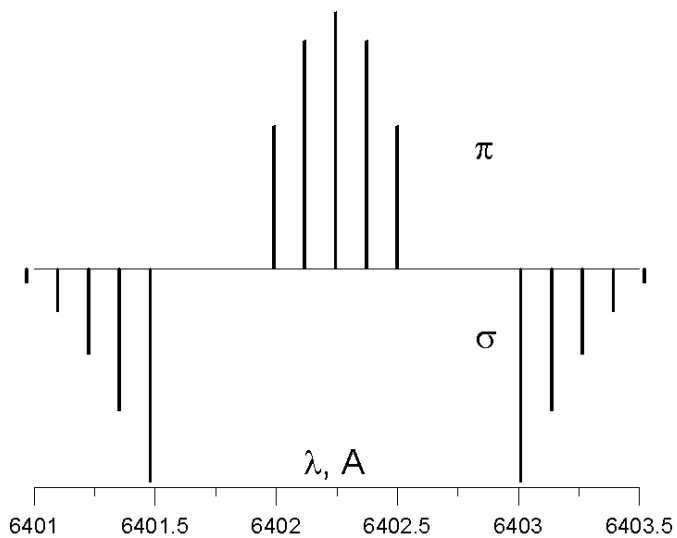


Рис. 9. Расщепление линии Ne I 6402Å перехода ${}^3P_{3/2} 3p[5/2]_3 \rightarrow {}^3P_{3/2} 3s[3/2]_2$ в магнитном поле 4 Тл по аномальному эффекту Зеемана.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ-00-02-17649.

Автор благодарит В.С. Койдана и А.В. Бурдакова за постановку задачи и полезные обсуждения, И.А. Иванова и С.В. Полосаткина за обсуждение работы и предоставленные экспериментальные профили спектральных линий, а также всю команду ГОЛ-3 за содействие в выполнении работы.

Литература

- [1] *R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov, M.V. Ivantsivsky, V.S. Koidan, V.V. Konyukhov, A.G. Makarov, K.I. Mekler, S.S. Perin, S.V. Polosatkin, V.V. Postupaev, A.F. Rovenskikh, S.L. Sinitsky, V.D. Stepanov, Yu.S. Sulyaev, A.A. Shoshin, Eh.R. Zubairov.* Multimirror Open Trap GOL-3: recent results // Joint International Plasma Symposium of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002&11th KAPRA, Meeting Abstracts, Jeju Island, Korea, 2002, p.76.
- [2] *V.T. Astrelin, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov, V.S. Koidan, K.I. Mekler, S.V. Polosatkin, V.V. Postupaev, A.F. Rovenskikh, S.L. Sinitsky, A.A. Shoshin.* Plasma Spectroscopy at the GOL-3 Facility // Joint International Plasma Symposium of 6th APCPST, 15th SPSM, OS2002&11th KAPRA, Meeting Abstracts, Jeju Island, Korea, 2002, p.45.
- [3] *Р.Ю. Акентьев, А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, А.В.Бурдаков, Э.Р.Зубаиров,В.Г.Иваненко, И.А. Иванов, М.В.Иванцовский, В.С. Койдан, В.В.Конюхов, А.Г.Макаров, К.И. Меклер, В.С.Николаев, В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, С.В. Полосаткин, С.Л.Синицкий, В.Д.Степанов, Ю.С.Суляев, А.А.Шошин.* Эксперименты по изучению плазмы в отдельных ячейках многопробочной ловушки ГОЛ-3, Препринт ИЯФ-2002-72.
- [4] *Г. Бете, Э. Солпитер.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М. Физматгиз, 1960. §45-47.
- [5] *С.А. Запьягаев.* Эффект Зеемана уровней тонкой структуры водородоподобного атома, // Оптика и спектроскопия, т. 47, вып.1, 1979, стр.18-26.
- [6] *С.А. Запьягаев, Н.Л. Манаков, В.Г. Пальчиков.* Теория многозарядных ионов с одним и двумя электронами, М., Энергоатомиздат, 1985, §4.5.
- [7] *McLean E.A., Stamper J.A., Manka C.K., Griem H.R., Droemer D.W., Ripin B.H.* Observation of magnetic fields in laser-produced plasma using the Zeeman effect, Phys. Fluids **27** (5), p.1327-1335, May 1984.
- [8] *И.И. Соболевман.* Введение в теорию атомных спектров, М., Наука, 1977.
- [9] *Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц.* Т.3, Квантовая механика, М. Наука, 1989. § 113.
- [10] *В.Б. Берестецкий, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский.* Т.4, Квантовая электродинамика, М. Наука, 1989. § 51.
- [11] *Э. В. Шпольский.* Атомная физика, Т.2, М., Наука, 1974. §77-79.

Приложение. Формулы для 3j и бj-символов.

3j-символы обладают следующими свойствами по перестановке

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j & j_1 \\ m_2 & m & m_1 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j & j_2 \\ m_1 & m & m_2 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ -m_1 & -m_2 & -m \end{pmatrix}.$$

Для частного случая $j = 1$: [8, стр. 69]

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{-j-m-1} \left[\frac{(j-m)(j-m+1)}{(2j+3)(2j+2)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m-1} \left[\frac{(j+m+1)(j-m+1)}{(2j+3)(j+1)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \left[\frac{(j-m)(j+m+1)}{(j+1)(2j+1)2j} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{m}{[(j+1)(2j+1)j]^{\frac{1}{2}}}$$

бj-символы остаются инвариантными при любой перестановке их столбцов, а также при перестановке нижних и верхних аргументов в каждом из любых двух столбцов. Некоторые полезные формулы ($s = a + b + c$) [8, стр. 74]:

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 0 & c & b \end{Bmatrix} = (-1)^s [(2b+1)(2c+1)]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b-1 \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{s(s+1)(s-2a+1)(s-2a)}{(2b-1)2b(2b+1)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{2(s+1)(s-2a)(s-2b)(s-2c+1)}{2b(2b+1)(2b+2)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

А.А. Шошин

**Расщепление спектральных линий в магнитном поле:
эффекты Зеемана и Пашена-Бака**

A.A. Shoshin

**Splitting of spectral line in magnetic field:
Zeeman and Paschen-Back effects**

ИЯФ 2002-71

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 29.12. 2002 г.

Сдано в набор 30.12.2002 г.
Подписано в печать 30.12.2002 г.
Формат 60x90 1/16 Объем 1.3 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.
Тираж 95 экз. Бесплатно. Заказ № 71

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск., 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11