



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НИИЯФ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦИНА

Атом в магнитном поле

Эффект Зеемана

Лабораторная работа № 15

под. ред. Д.В. Пополитовой

Москва
2023

УДК 539.18(076.5)
ББК 22.344.9
П58

**Белавин В.А, Красильников С.С., Савченко И.А.,
Смирнов А.В., Пополитова Д.В.**

**Атом в магнитном поле. Эффект Зеемана.
Лабораторная работа № 15.** / под ред. Пополитовой Д.В. —
Изд. 2-е, испр. и доп. — М.:Физический факультет МГУ,
2023 — 36 с.:ил.

В учебном пособии рассматривается задача атомного практикума физического факультета, посвященная эффекту Зеемана. При выполнении данной задачи студенты смогут понять процессы, происходящие при помещении атома в магнитное поле, в том числе с точки зрения их квантовомеханического описания.

Учебное пособие предназначено для студентов естественнонаучных специальностей высших учебных заведений, обучающихся по программам подготовки бакалавров, магистров и специалистов.

УДК 539.18(076.5)

ББК 22.344.9

© Коллектив авторов, 2005–2023

Оглавление

1	Введение	4
2	Общая теория. Атом в слабом магнитном поле.	5
3	Эффект Зеемана для атома цинка	10
4	Описание экспериментальной установки	14
5	Задание для предварительной подготовки (допуск)	17
6	Порядок подготовки к выполнению работы	19
7	Руководство по работе с ПЗС-линейкой	19
8	Инструкция по обработке в программе Origin	23
9	Задание к сдаче	27
	Список литературы	29
	Приложение А. Немного о теории возмущений и иерархии взаимодействий в атоме цинка.	29
	Приложение Б. Интерферометр Фабри-Перо.	33

1 Введение

Если источник излучения поместить в магнитное поле, то уровни энергии атомов расщепляются на ряд подуровней. Как следствие, спектр излучения, испускаемого этими атомами, также изменяется: *каждая линия в оптической части спектра расщепляется на несколько компонент*. Это явление называется **эффектом Зеемана**, в честь физика, открывшего его в 1896 году [1].

В зависимости от напряженности магнитного поля можно наблюдать разные виды расщепления, есть разделение на случаи слабого и сильного поля. **Слабым** называется магнитное поле, в котором зеемановское расщепление (уровней или линий) значительно меньше их естественного расщепления, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием: $\Delta E_{\text{магн}} \ll \Delta E_{LS}$. В слабом магнитном поле различают *простой* и *сложный* эффекты Зеемана.

В **простом (нормальном)** эффекте Зеемана спектральная линия расщепляется в магнитном поле напряженности \mathcal{H} на две компоненты, если наблюдение ведется вдоль силовых линий магнитного поля, или на три компоненты, если наблюдение ведется под прямым углом к направлению силовых линий. При этом интервал между зеемановскими компонентами составляет в первом случае $2\Delta k_0$ (2 компоненты со смещением $\pm\Delta k_0$ относительно линии, наблюдаемой без магнитного поля), во втором – Δk_0 (3 компоненты со смещением 0 и $\pm\Delta k_0$), где Δk_0 – нормальное лоренцевское расщепление в волновых числах. Простой эффект Зеемана наблюдается на синглетных линиях (мультиплетность $2S + 1$ равна единице).

В остальных случаях имеет место **сложный (аномальный)** эффект Зеемана. Интервалы между компонентами выражаются рациональными дробями от нормального расщепления Δk_0 [2–4], а также чис-

ло компонент, в общем случае, отличается от наблюдаемого в простом эффекте Зеемана.

В **сильном** магнитном поле происходит разрыв LS связи, каждый из векторов орбитального \vec{L} и спинового момента \vec{S} независимо взаимодействует с магнитным полем, а также $\Delta E_{LH}, \Delta E_{SH} \gg \Delta E_{LS}$. Это называется эффектом Пашена-Бака. Расщепление спектральной линии при этом соответствует простому эффекту Зеемана. Можно сказать, что с увеличением напряженности магнитного поля сложный эффект Зеемана переходит в простой. Остаточная LS -связь проявляется в виде тонкой структуры зеемановских компонент, не зависящей от напряженности магнитного поля. Подробнее об этом, см. [2–4].

2 Общая теория. Атом в слабом магнитном поле.

Физической причиной появления эффекта Зеемана является расщепление уровней энергии атома в постоянном магнитном поле. Рассмотрим более подробно.

Для рассмотрения переходов между уровнями необходимо решить стационарное уравнение Шредингера, поскольку его решение в общем виде представляет собой волновые функции стационарных состояний, а также энергии этих состояний. Получение аналитического решения для рассматриваемой системы «атом цинка во внешнем магнитном поле» является сложной задачей уже на этапе учета электрон-электронного взаимодействия, поэтому используется теория возмущений, дающая приближенный результат.

Атом представляет собой магнитный диполь с магнитным моментом $\vec{\mu}$. При помещении атома во внешнее магнитное поле с напряженностью \vec{H} в гамильтониане $\hat{H}_{\text{атом}}$, описывающем атомную

систему, будет учтено следующим образом:

$$\hat{H}_{\text{атом}} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{магн}} = \hat{H}_0 - (\vec{\mu} \vec{\mathcal{H}}) \quad (1)$$

О том, что может включать в себя гамильтониан атома без учета взаимодействия с магнитным полем \hat{H}_0 , можно прочитать в [2], а также в Приложении А.

Когда LS -связь не разорвана (слабое магнитное поле), магнитный момент $\vec{\mu}$ представляется как полный магнитный момент:

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S = (-\mu_B \vec{L}) + (-2\mu_B \vec{S}). \quad (2)$$

Здесь \vec{L} и $\vec{\mu}_L$ – механический и соответствующий ему магнитный орбитальные моменты импульса, $\vec{\mu}_S$ – аналогично для спиновых моментов, $\mu_B = e\hbar/2mc = 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Эрстед – магнетон Бора.

Из-за разных гиромагнитных соотношений для орбитального и спинового моментов вектор полного магнитного момента $\vec{\mu}_J$ будет не коллинеарен вектору полного механического момента \vec{J} . Поэтому имеет смысл рассматривать проекцию $\vec{\mu}_{eff}$ полного магнитного момента на ось полного механического момента. И для нее возможно записать гиромагнитное соотношение:

$$\vec{\mu}_{eff} = -g\mu_B \vec{J}. \quad (3)$$

Здесь вводится фактор Ланде g :

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (4)$$

Тогда энергия взаимодействия магнитного момента атома с магнитным полем есть

$$\Delta E_{\text{магн}} = \mu_B \mathcal{H} g m_J, \quad (5)$$

а полная энергия атома, помещенного в магнитное поле напряженности, равна

$$E = E_0 + \Delta E_{\text{магн}}, \quad (6)$$

E_0 – энергия атома без учета взаимодействия с магнитным полем ($\mathcal{H} = 0$).

В (4)-(5) S – квантовое число полного спинового момента, L – квантовое число полного орбитального момента, J – квантовое число полного момента количества движения, m_J – магнитное квантовое число (оно связано с проекцией полного момента количества).

Магнитное квантовое число m_J может принимать значения от $-J$ до J с единичным шагом (всего $2J + 1$ значений):

$$m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J.$$

Следовательно, каждый уровень энергии атома при ненулевом магнитном поле ($\mathcal{H} \neq 0$) расщепляется на $2J+1$ подуровней. Эти уровни будут иметь разные энергии, если фактор Ланде не равен нулю. Состояний с $g = 0$ не так много, но они существуют.

Энергия спектральной линии определяется из разности энергий уровней, между которыми происходит переход:

$$\begin{aligned} E_{21} = E_2 - E_1 &= E_{02} - E_{01} + (\Delta E_2 - \Delta E_1) = \\ &= \Delta E_0 + (\Delta E_2 - \Delta E_1) = \Delta E_0 + \mu_B \mathcal{H} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) = \\ &= \hbar \omega_0 + \hbar \Delta \omega, \quad (7) \end{aligned}$$

где ω_0 – частота несмещенной компоненты (при отсутствии магнитного поля), $g_2, g_1, m_{J_2}, m_{J_1}$ – факторы Ланде и магнитные квантовые числа верхнего и нижнего уровней, соответственно.

Отсюда можно ввести смещение по частоте перехода:

$$\Delta\omega = \frac{\mu_B \mathcal{H}}{\hbar} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) = \Delta\omega (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}). \quad (8)$$

Кроме частоты и длины волны, в спектроскопии часто рассматривается волновое число $k = 1/\lambda$ (без множителя 2π). Введем смещение по волновому числу ($\Delta k = \Delta\omega/c$):

$$\Delta k = \frac{\mu_B \mathcal{H}}{hc} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) = \Delta k_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}). \quad (9)$$

С учетом значения магнетона Бора $\Delta k_0 = e\mathcal{H}/4\pi mc^2$.

Введенные обозначения $\Delta\omega_0$ и Δk_0 называются **нормальным лоренцевским расщеплением**. Оно пропорционально напряженности магнитного поля и выражается в с^{-1} или см^{-1} :

$$\Delta\omega_0 = \frac{\mu_B \mathcal{H}}{\hbar} = 8,7897 \cdot 10^6 \cdot \mathcal{H} \quad \text{с}^{-1} \quad (10)$$

$$\Delta k_0 = \frac{\mu_B \mathcal{H}}{hc} = 4,67 \cdot 10^{-5} \cdot \mathcal{H} \quad \text{см}^{-1} \quad (11)$$

Полученный результат (9) можно представить в другом виде:

$$\frac{\Delta k}{\Delta k_0} = g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1} = g_2 m_{J_2} - g_1 (m_{J_2} - \Delta m_j). \quad (12)$$

Стоит учитывать, что переходы между зеемановскими подуровнями разных состояний должны удовлетворять правилам отбора

$$\begin{aligned} \Delta m_J = m_{J_2} - m_{J_1} = \pm 1 & \quad - \sigma\text{-компоненты} \\ \Delta m_J = 0 & \quad - \pi\text{-компоненты} \end{aligned} \quad (13)$$

Введение таких обозначений связано с тем, что π -компоненты поляризованы линейно вдоль поля, σ -компоненты в продольном поле поляризованы по кругу. Кроме того, в случае перехода между уровнями состояний с одинаковыми J будет запрещен центральный переход с уровня $m_{J_2} = 0$ на уровень $m_{J_1} = 0$ (если $\Delta J = 0$, то $m_{J_2} = 0 \nrightarrow m_{J_1} = 0$).

Согласно (13) для π -компонент:

$$\frac{\Delta k_\pi}{\Delta k_0} = m_{J_2} (g_2 - g_1); \quad (14)$$

для σ -компонент:

$$\frac{\Delta k_\sigma}{\Delta k_0} = m_{J_2} (g_2 - g_1) + \Delta m_J g_1. \quad (15)$$

Отсюда, используя экспериментальные данные, можно определить $g_{2_{\text{эксп}}}$ и $g_{1_{\text{эксп}}}$ для верхнего и нижнего уровней каждой линии и сравнить с их теоретическими значениями (4).

Все приведенные соотношения действительны для **слабого** магнитного поля.

Также существует понятие **критического** поля, при котором энергия взаимодействия атома с магнитным полем сравнима с величиной спин-орбитального расщепления:

$$\mu_B \mathcal{H} \sim \Delta E_{LS}. \quad (16)$$

Для оценки ΔE_{LS} у водородоподобных атомов существует формула Дирака, и она не годится для атома цинка, рассматриваемого в данной задаче. Кроме того, полезно будет напомнить, что энергия спин-орбитального расщепления – это разность энергий *разных состояний в одном терме (одной электронной конфигурации)*.

3 Эффект Зеемана для атома цинка

В настоящей работе изучается зеемановское расщепление линий атомов, имеющих два валентных электрона (цинк, кадмий, ртуть). В двухэлектронных атомах существуют уровни двух мультиплетностей – синглетные и триплетные. Поэтому одни линии дают простое зеемановское расщепление, другие – сложное. В дальнейшем мы будем рассматривать расщепление линий цинка, помещенного в магнитное поле.

Электронная конфигурация невозбужденного атома цинка – $3d^{10}4s^2$. Такая конфигурация имеет только синглетные уровни. В задаче рассматриваются переходы на уровни первой возбужденной конфигурации $4s4p$, которая имеет синглетный терм 1P и триплетный 3P , из еще более возбужденных конфигураций $4s5s$ и $4s4d$. Эти линии наиболее яркие в видимом диапазоне спектра цинка.

Всего в задаче рассматриваются 4 перехода, приведенные в таблице 1.

В качестве примера рассмотрим расщепление в слабом магнитном поле одной из линий голубого триплета цинка, изучаемого в данной работе. Эта линия соответствует переходу $^3S_1 \rightarrow ^3P_1$.

Электронные конфигурации	Термы	Состояния	Длины волн
$3d^{10}4s4d \rightarrow 3d^{10}4s4p$	$^1D \rightarrow ^1P$	$^1D_2 \rightarrow ^1P_1$	6362,3458 Å
$3d^{10}4s5s \rightarrow 3d^{10}4s4p$	$^3S \rightarrow ^3P$	$^3S_1 \rightarrow ^3P_0$	4680,1359 Å
		$^3S_1 \rightarrow ^3P_1$	4722,1569 Å
		$^3S_1 \rightarrow ^3P_2$	4810,5321 Å

Таблица 1: Рассматриваемые переходы между электронными конфигурациями и соответствующими им состояниями. Длины волн приведены согласно [5]

Используя общее обозначение состояний $^{2S+1}L_J$, определим квантовые числа и рассчитаем фактор Ланде по формуле (4):

Состояние 3S_1 : $L_2 = 0, S_2 = 1, J_2 = 1 \Rightarrow g_2 = 2$
 $m_{J_2} = 0, \pm 1;$

Состояние 3P_1 : $L_1 = 1, S_1 = 1, J_1 = 1 \Rightarrow g_1 = 3/2$
 $m_{J_1} = 0, \pm 1.$

Квантовое число полного момента у обоих состояний J равно 1 (и факторы Ланде не равны нулю!), значит, оба рассматриваемых состояния цинка расщепятся на $2J + 1 = 3$ уровня (см. рис. 1). Энергия каждого уровня определяется формулой $E_i + gm_{J}\mu_B\mathcal{H}$ в соответствии с (5)-(6).

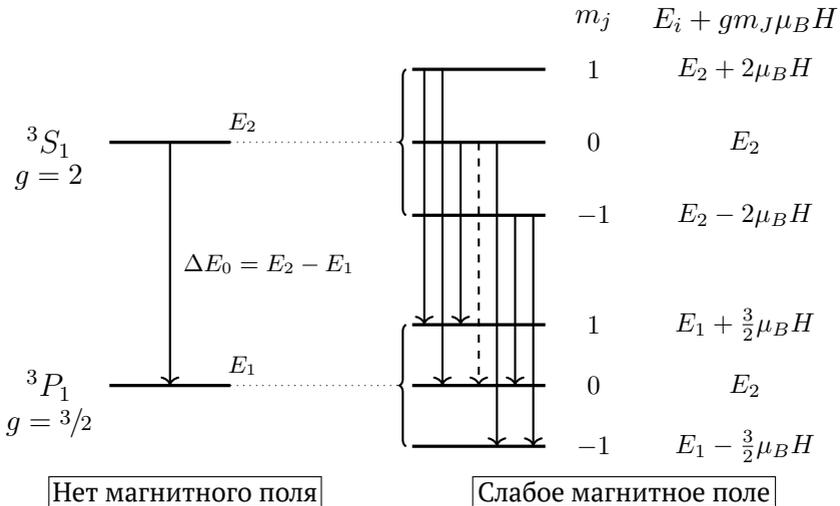


Рис. 1. Расщепление состояний 3S_1 и 3P_1 в магнитном поле и, как следствие, линии голубого триплета $4722,16 \text{ \AA}$ на шесть компонент (седьмая компонента, выделенная пунктиром, не существует из-за правил отбора).

$m_{J_2} \rightarrow m_{J_1}$	Тип	$E_2 - E_1$ по ф-ле (7)
$1 \rightarrow 1$	π	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (1/2)$
$1 \rightarrow 0$	σ	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (2)$
$0 \rightarrow 1$	σ	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (-3/2)$
$0 \rightarrow 0$	—	Этот переход запрещен правилами отбора, потому что $J_2 = J_1$
$0 \rightarrow -1$	σ	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (3/2)$
$-1 \rightarrow 0$	σ	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (-2)$
$-1 \rightarrow -1$	π	$\Delta E_0 + \mu_B H \cdot (-1/2)$

Таблица 2: Энергии переходов для линии голубого триплета 3S_1 и 3P_1 .

На рис. 1 представлено расщепление одной линии перехода между состояниями (в отсутствие магнитного поля) на шесть линий из-за расщепления уровней в слабом магнитном поле. Длина стрелок соответствует энергиям переходов. Поскольку $E \sim \omega \sim k$, то переходы с большей энергией будут располагаться на соответствующих спектрах правее, а с меньшей – левее. Для длин волн будет обратная зависимость ($E \sim 1/\lambda$).

В таблице 2 определены типы компонент в соответствии с (13), а также рассчитаны энергии переходов.

Поскольку все энергии получились разными, то вырождения нет, и в итоговом спектре будут наблюдаться шесть линий, следовательно, это сложный эффект Зеемана, как и ожидалось от триплетного перехода.

Для быстрого определения расщепления иногда удобно использовать схему, приведенную на рис. 2. Но она требует аккуратности, поскольку легко не заметить, что у каких-то переходов может оказаться одинаковая энергия (например, в случае кратных или одина-

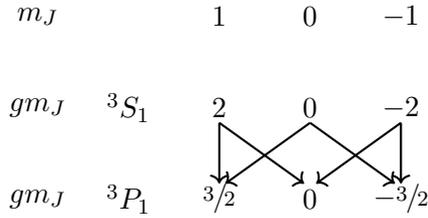


Рис. 2. Схема для определения расщепления состояний 3S_1 и 3P_1 в магнитном поле.

ковых факторов Ланде), поэтому линий в спектре будет видно меньше, чем стрелок на схеме.

В согласии с (8), (10) и правилами отбора линия ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$ расщепится в магнитном поле на следующие шесть компонент:

$$\Delta k = \frac{\mu_B \mathcal{H} (g_2 m_{j_2} - g_1 m_{j_1})}{\hbar c} = \Delta k_0 \left(-2, -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 2 \right)$$

или в другой записи

$$\Delta k = \Delta k_0 \left(\frac{\begin{matrix} (1) & 3 & 4 \end{matrix}}{2} \right)$$

где над чертой выписаны значения числителей отдельных компонент, под чертой – значение их общего знаменателя, причем значения, относящиеся к π -компонентам, поставлены в скобки. Дробь в больших скобках называется дробями Рунге. Коэффициент перед большими скобками Δk_0 – нормальное лоренцевское расщепление в см^{-1} . Поскольку члены в скобках порядка единицы, зеемановское расщепление в полях $\sim 10^4$ Эрстед оказывается порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$.

Подчеркнем, что написанные выше формулы дают значения расщеплений, отсчитываемые от несмещенной линии.

4 Описание экспериментальной установки

Общий вид установки показан на рис. 3а и 3б, а принципиальная схема установки – на рис. 3в. Свет от источника (1), расположенного между полюсами электромагнита (2), попадает на щель (3) спектрографа ИСП-51. Источниками света могут служить цинковая, кадмиевая или ртутная лампы. Ниже речь идет о цинковой спектральной лампе ДЦНС-20.

Наиболее яркими линиями цинка в видимой области спектра являются: красная линия $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ и линии голубого триплета, обусловленные переходами с уровня 3S_1 на уровни $^3P_2, ^3P_1, ^3P_0$. Для грубой монохроматизации излучения источника света служит спектрограф ИСП-51. Поскольку, как отмечалось выше, зеемановское расщепление очень невелико ($\Delta k \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$), для его наблюдения служит прибор высокой разрешающей силы – интерферометр Фабри-Перо (5), принцип действия которого описан в Приложении Б.

Интерферометр установлен между объективом коллиматора и призмами (6) спектрографа. Дисперсии спектрографа и интерферометра скрещены – спектрограф обладает горизонтальной дисперсией, а интерферометр – вертикальной.

Наблюдаемая картина

Каждая спектральная линия (монохроматическая) в фокальной плоскости объектива даёт следующую картину.

1. Если интерферометр Фабри-Перо **отсутствует** – видно вертикальное изображение **входной** щели спектрографа в соответствующем цвете.
2. Если отсутствует входная щель – видна система интерференционных колец Фабри-Перо.

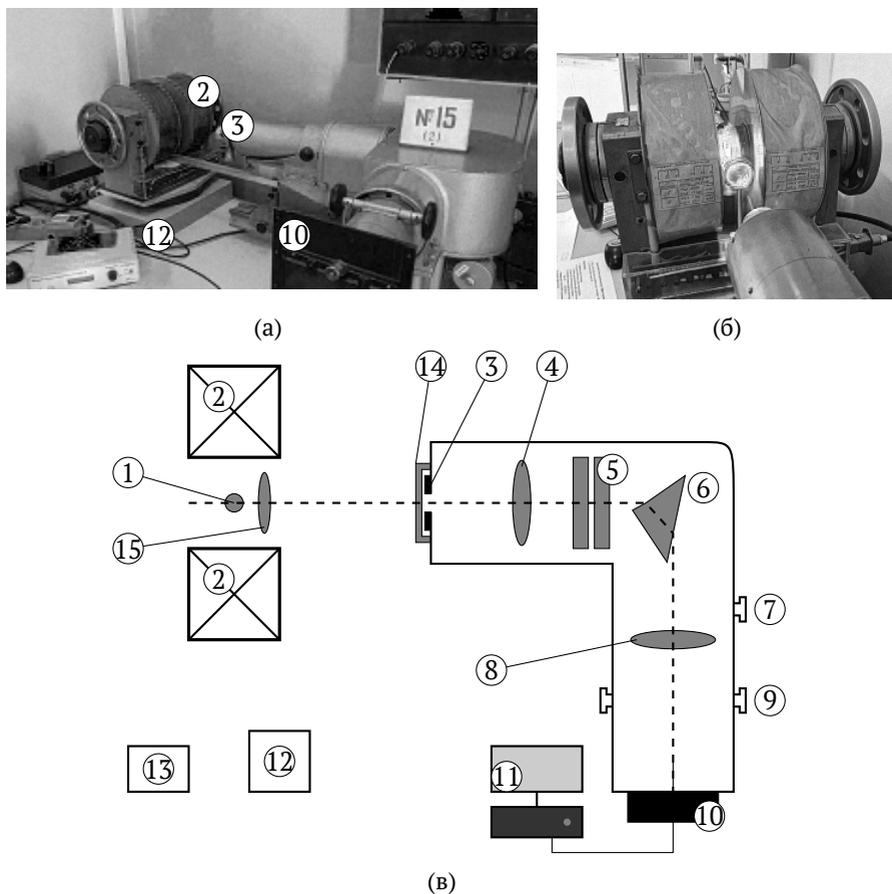


Рис. 3. (а) общий вид экспериментальной установки, (б) электромагнит и спектральная лампа, (в) принципиальная схема установки.

1 – спектральная лампа, 2 – электромагнит, 3 – входная щель, 4 – объектив коллиматора, 5 – эталон Фабри-Перо, 6 – призма спектрографа, 7 – барабан поворота призм, 8 – объектив, 9 – ручка фокусировки, 10 – линейка ПЗС, 11 – компьютер, 12 – блок питания магнита, 13 – блок питания лампы, 14 – поляризатор, 15 – конденсор.

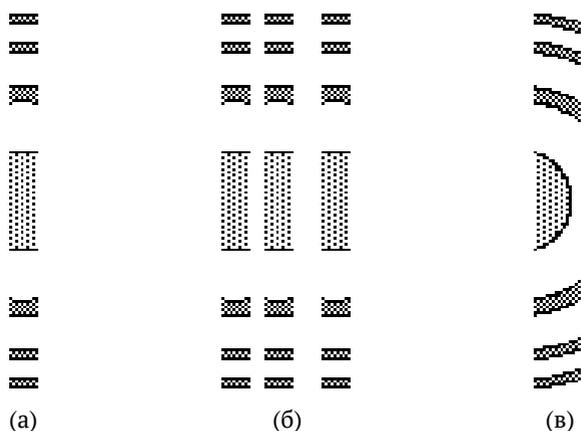


Рис. 4. Вид спектра цинка в отсутствие магнитного поля: (а) – красная линия, (б) – синий триплет, (в) – спектрограф и интерферометр не соосны.

3. Если входная щель и интерферометр Фабри-Перо установлены:

- (а) Интерферометр Фабри-Перо и спектрограф **соосны** – изображение щели расположено на **диаметре интерференционных колец** (см рис. 4а, 4б); отрезки колец «перпендикулярны» изображению щели.
- (б) Интерферометр Фабри-Перо и спектрограф **не соосны** – изображение щели расположено на хорде **интерференционной картины** (см рис. 4в); отрезки колец «наклонны» к изображению щели. В этом случае обработка интерференционной картины стандартными средствами **даст неправильный результат**.

В фокальной плоскости спектрографа видны четыре спектральных линии: красная (синглет) и синий триплет. При включении магнитного поля каждый из отрезков колец разделяется на компоненты в соответствии с законом зеемановского расщепления данной спектральной линии

Приемником излучения служит ПЗС-линейка (10), установленная на выходной прорези кассетной части спектрографа, сигнал с нее подается на компьютер (11). Настройка изображения интерференционной картины на плоскость линейки проводится с помощью ручек (7) (поворот призмы) и (9) (фокусировка). Подробно порядок работы с ПЗС-линейкой описан в разделе 7.

Для питания электромагнита служат источник постоянного тока Б600-05 (12), а для питания ламп – блок (13).

Перед входной щелью спектрографа устанавливается поляриоид. Поворот поляриоида позволяет изменять относительные интенсивности π - и σ -компонент.

5 Задание для предварительной подготовки (допуск)

1. Что такое терм? Что такое состояние? Как выглядят общие формулы записи терма и состояния через квантовые числа? Как называются эти квантовые числа? Как определить состояния в терме?
2. Что такое фактор Ланде? Как его посчитать?
3. В задаче рассматриваются четыре перехода (см. табл. 1) между шестью состояниями. Рассчитайте для этих состояний фактор Ланде.
4. Как выглядят правила отбора для всех квантовых чисел, упоминаемых в этой задаче (L, S, J, m_J)?
5. Что такое эффект Зеемана? В каком случае он будет простым (нормальным), в каком – сложным (аномальным)? Что такое эффект Пашена-Бака?
6. ! По аналогии с рассмотренным в пособии переходом для остальных трех переходов:

- (а) нарисовать картину расщепления уровней, между которыми идет переход, в слабом магнитном поле (см. рис. 1);
- (б) рассчитать число компонент в спектре, их энергии и величины расщепления Δk (см. табл. 2);
- (в) определить состояние поляризации каждой из зеемановских компонент (указать π - и σ -компоненты);
- (г) указать тип эффекта Зеемана (простой или сложный).

Дополнительные теоретические вопросы:

7. Каков физический смысл фактора Ланде? Какие значения может принимать фактор Ланде? Может ли он быть равен нулю? Меньше нуля?
8. Как выводится формула для определения фактора Ланде?
9. Опишите иерархию взаимодействий для данной задачи. Как выглядит гамильтониан многоэлектронного атома в случае слабого магнитного поля? В случае сильного магнитного поля?
10. Как выглядит набор квантовых чисел в случае слабого поля? В случае сильного поля?
11. На сколько компонент расщепляется уровень в случае слабого поля? В случае сильного поля?
12. Что такое критическое магнитное поле и как его определить? Почему для атома цинка не подходит формула Дирака? Как возможно оценить критическое поле для красной синглетной линии?
13. Выполняется ли правило интервалов Ланде для рассматриваемого терма 3P ?

6 Порядок подготовки к выполнению работы

Во время подготовки к выполнению работы (до начала работы в практикуме) следует сделать задания допуска. Следует также нарисовать и объяснить вид спектра цинка в фокальной плоскости спектрографа при \mathcal{H}_{\parallel} и \mathcal{H}_{\perp} . Эти данные должны быть внесены в тетрадь.

Можно воспользоваться для справок книгой С.Э. Фриша [6], где на стр. 345 приведена сводная таблица различных случаев зеемановского расщепления.

Для общей подготовки по теории можно воспользоваться источником [2], обратите внимание на главы «Многочастицичный атом» и «Атом в магнитном поле».

Получив разрешение преподавателя начать работу, необходимо проделать следующие действия.

Включить цинковую лампу, дать ей разогреться в течение 5-10 минут. С помощью конденсора сфокусировать изображение источника на входную щель спектрографа. Рассмотреть в лупу красную линию и линии голубого триплета. Закрепить ПЗС-линейку на спектрографе. Включить компьютер и монитор (имя пользователя ATPS, пароль вводит инженер или преподаватель). Далее работа проводится с помощью ПЗС-линейки.

7 Руководство по работе с ПЗС-линейкой

1. Зайти в папку «Практикум» на рабочем столе → Mors-Spda → SPDA0106.

2. Система регистрации: нажать ОК.

В задаче следует получить на экране компьютера расщепление в магнитном поле трех линий цинка: двух линий синего триплета ($^3S_1 \rightarrow ^3P_1$, $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$) и красной линии (синглет $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$). В начале

работы следует в отсутствие магнитного поля вывести в поле зрения линейки поочередно все три линии спектра цинка.

Поиск спектра (в отсутствие магнитного поля):

3. Закрывать шторку на установке.

4. На горизонтальной панели вверху окна программы:

(а) кнопка «циклический запуск»  должна быть в ненажатом состоянии;

(б) нажать  – вычитание фона при измерении;

(в) кнопкой  установить параметры запуска для **поиска** спектра: Кадр 200, Экспозиция 2, Отжиг 0;

(г) дважды нажать кнопку «ФОН»  **ФОН** для измерения фона.

5. На установке **открыть** шторку и на горизонтальной панели в программе:

(а) нажать кнопку «циклический запуск» ;

(б) нажать кнопку «СТАРТ»  **СТАРТ**.

6. Найти спектры длин волн $4680,14 \text{ \AA}$, $4722,16 \text{ \AA}$, $4810,53 \text{ \AA}$ (не записывается), $6362,35 \text{ \AA}$.

Пример линии приведен на рис. 5. В процессе поиска могут обнаруживаться «блики», но они значительно отличаются по амплитуде от линий. Увеличение длины волны соответствует повороту барабана призмы против часовой стрелки.

7. После нахождения спектра включить источник питания обмоток магнита. Установить ток обмоток магнита не более 420 мА. В зависимости от установки может отсутствовать ограничитель, поэтому ручку нужно поворачивать очень медленно и аккуратно!

8. Отладить спектр при помощи чередования поворота ручки фокусировки и вращения барабана призмы. Примеры отлаженных спектров приведены на рис. 6. После отладки можно приступить к сохранению интерферограммы для последующей обработки.

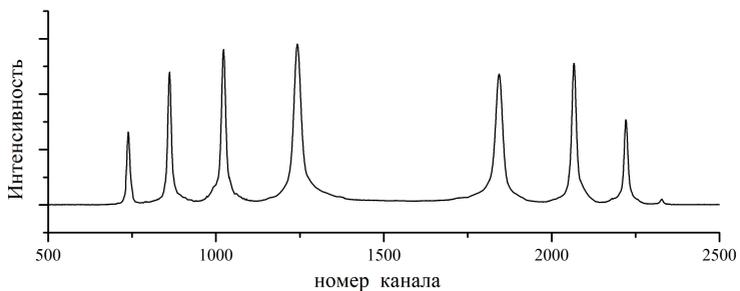
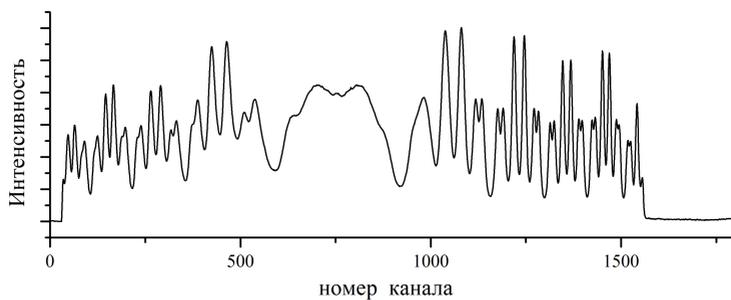
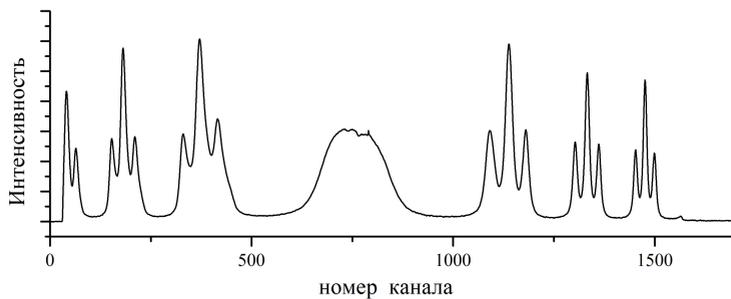


Рис. 5. Типичная интерферограмма любой одиночной линии.



(а)



(б)

Рис. 6. Интерферограммы спектральных линий $\lambda = 4722 \text{ \AA}$ (а) и $\lambda = 6362 \text{ \AA}$ (б) в присутствии магнитного поля.

Количество сохраненных интерферограмм определяется преподавателем. Для обработки необходимо минимум пять штук: красная линия и две линии голубого триплета (3 и 6 компонент) при максимальном токе обмоток магнита (410...420 мА), а также красная линия при двух токах меньше максимального с шагом в 20...30 мА.

Запись интерферограммы

1. Остановить спектр кнопкой «СТОП» на верхней панели окна программы.
2. **Закреть** шторку.
3. Кнопка «циклический запуск»  должна быть в ненажатом состоянии.
4. Нажать  – вычитание фона при измерении.
5. Кнопкой  установить параметры запуска для **записи** спектра: Кадр 200, Экспозиция 100, Отжиг 0.
6. **Дважды** нажать кнопку «ФОН»  для измерения фона.
7. **Открыть** шторку.
8. Нажать кнопку «СТАРТ» .
9. После появления спектра на экране нажать «Файл» → «Сохранить как».
10. В папке «Мои документы» → «Pract» → «Ex15_Zeeman» создать папку с названием из своей фамилии и номера группы.
11. Сохранить туда свой файл с названием вида «Длина волны_ток в мА», выбрав формат «.dat» (Например «6362_395.dat»). *При сохранении в другом формате дальнейшая обработка будет невозможна!*
12. После записи каждого файла снять высокое напряжение, не выключая питания выпрямителя, и настроить прибор на следующую

щую линию. Только после этого включать высокое напряжение.
СЛЕДИТЕ ЗА ПОСТОЯНСТВОМ ТОКА МАГНИТА!

После сохранения всех интерферограмм снять напряжение и выйти из программы.

8 Инструкция по обработке в программе Origin

Данная инструкция предназначена для преобразования полученных интерферограмм в спектры в программе Origin. Необходимые формулы представлены в Приложении Б.

1. Сначала вычислите фокусное расстояние (F) для всех трех длин волн, поскольку прибор обладает хроматической абберацией. Это значение будет использоваться в формулах пунктов 5 и 6 далее.

Фокусное расстояние для 5000 ангстрем: $F_{5000 \text{ \AA}} = 272 \text{ мм}$

Расчет фокусного расстояния для других длин волн:

$$F_{5000 \text{ \AA}} + \frac{dF}{d\lambda} (\lambda(\text{\AA}) - 5000 \text{ \AA}); \frac{dF}{d\lambda} = 2,15 \cdot 10^{-3} \text{ мм/\AA}$$

2. Откройте программу Origin (Рабочий стол → папка «Обработка» → ярлык «Origin 6»)

В программе Origin выберите в меню пункт «File» → «Import» → «Single ASCII...» (горячая клавиша Ctrl+K) и откройте файл, сохраненный в формате .dat.

Файлы обычно сохраняются в своей папке по адресу «Мои документы» → «Pract» → «Ex15_Zeeman» → «Номер группы, Фамилия студента».

*Все дальнейшие формулы в этой главе соответствуют тому виду, который требуется в Origin. В ячейку вбивается всё, что стоит после знака равенства. Вместо **F**, **Rcenter**, **k0** и **R0** должны быть числа.*

3. В открывшейся таблице колонка А содержит номера каналов, колонка С – интенсивность сигнала в данном канале, данные в колонке В не несут полезной информации.

- Задайте колонке В формулу (для этого надо кликнуть правой кнопкой мыши по колонке В, выбрать «Set Column Values»):

$$\text{Col}(B)=\text{Col}(A)*0.008$$

Теперь в этой колонке будут координаты точек, выраженные в миллиметрах (период ПЗС-линейки 8 микрон/канал).

- Щелкните правой кнопкой по колонке В, выберите «Set as» → «X».

4. Постройте график по данным колонок В и С: установить С как Y, выделить колонки В и С, нажать кнопку «Line» на панели быстрого доступа (или кликнуть правой кнопкой по названию колонки, выбрать в открывшемся меню «Plot» → «Line»).

У построенной интерферограммы нужно найти центр (см. рис. 7). Найдите 2 группы пиков, соответствующие одному интерференционному кольцу (они симметричны, например, это первый и минус первый порядок на интерферограмме):

- Посчитайте **Rcenter** как полусумму координат соответствующих симметричных пиков. Для более точного расчета можно посчитать **Rcenter** для нескольких интерференционных колец (второй и минус второй порядки, третий и минус третий, ...), а потом усреднить результат.
- Теперь нужно вычесть из всех координат **Rcenter**. Для этого измените формулу в колонке В:

$$\text{Col}(B)=\text{Col}(A)*0.008 - \text{Rcenter}$$

Сейчас в этой колонке будут координаты каналов в миллиметрах относительно центра картины.

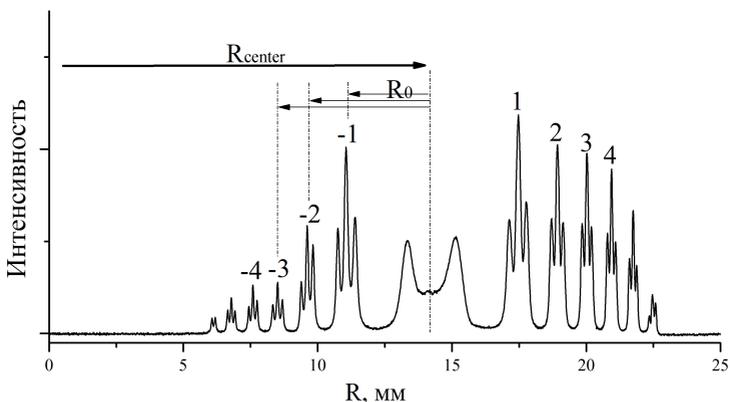


Рис. 7. Промежуточный этап преобразования интерферограммы в спектр (пункт 4).

5. Добавьте к рабочему листу новую колонку D – это будет столбец, содержащий константу для промежуточных расчетов (часть формулы (Б.5)).

$$\text{Col}(D) = k\theta / (1 + R\theta^2 / F^2)^{0.5}$$

$R\theta$ – радиус центра группы пиков (радиус кольца). Он определяется как координата центрального пика (в случае трех компонент) или центрального провала (6 компонент);

$k\theta = 1/\lambda_0$ – волновое число исходной нерасщепленной линии излучения в обратных сантиметрах. Разумно не считать самому это значение, а вставить сразу в формулу для D, но не забудьте, что длина волны в табл. 1 дана в ангстремах, а не сантиметрах.

6. Добавьте к рабочему листу новую колонку E – это будет итоговый X в спектре в соответствии с выражением (Б.5):

$$\text{Col}(E) = \text{Col}(D) * (1 + \text{Col}(B)^2 / F^2)^{0.5} - k\theta$$

- Кликните правой кнопкой мыши по колонке E, выберите «Set as» → X.

7. Добавьте к рабочему листу новую колонку F, скопируйте туда данные колонки C.

- Постройте график по данным колонок F и E.

Если всё сделано правильно на предыдущих этапах, то на экране будет зависимость, которая визуально похожа на правую половину начального графика, но проведенную двойной линией (потому что отрицательные порядки интерферограммы наложились на парные положительные). При этом ноль на оси X должен располагаться в центре порядка, выбранного в пятом пункте. Если всё это выполнено, то **сохраните файл!**

8. Далее нужно в таблице данных удалить те строчки, которые не соответствуют обрабатываемой группе из 3 или 6 пиков (в том числе остальные интерференционные кольца и дублирующую линию обрабатываемого кольца). Наиболее просто это можно сделать следующим образом:

- Постройте график по колонкам A и C (зажать `Ctrl`, чтобы выделить два столбца).
- Запишите координаты X1 и X2 – диапазон, в котором расположена обрабатываемая группа пиков. Данные таблицы устроены так, что X (номер канала) совпадает с номером строки в рабочей таблице.
- В колонке F сотрите данные с первой строки до X1 и с X2 до конца (останутся только строки, соответствующие обрабатываемой группе пиков). Для быстрого выделения можно использовать клавишу `Shift` (кликнуть по первой ячейке, домотать до нужной, зажать `Shift`, кликнуть по ней).
- Постройте график по данным колонок F и E. Обязательно переименуйте оси! В Origin можно использовать шрифт ArialCYR для отображения кириллицы.

9. Найдите на графике точные координаты максимумов исследуемых пиков (в волновых числах Δk) по следующему алгоритму:

- Выберите в меню «Analysis» → «Fit Multi-peaks» → «Gaussian».
- Укажите число пиков.
- Укажите начальную ширину пиков для аппроксимации (число появится автоматически, нажать Enter или Ok).
- Укажите мышкой примерное положение первого пика. Поменять положение можно стрелками на клавиатуре. Для подтверждения выбора нажмите Enter.
- Повторите предыдущий пункт для всех пиков.
- На графике появится аппроксимация данных и таблица с параметрами аппроксимирующих гауссов (координата центра и ширины).
- Убедитесь, что центр построенного вами спектра соответствует координате $\Delta k = 0$ с погрешностью **не более 0,01 1/см**.
- Отправьте график на печать.

9 Задание к сдаче

Инструкцию, приведенную в прошлой главе, нужно выполнить для всех снятых спектров (три спектра для красной линии при разных токах на катушке и все спектры для голубого триплета).

1. **Красная линия.** После обработки для каждого спектра выписать полученную величину нормального лоренцевского расщепления Δk_{0i} . С помощью формулы (11) можно определить соответствующую величину магнитного поля \mathcal{H}_i .

Теперь нужно построить график зависимости напряженности магнитного поля от величины тока на катушке $\mathcal{H}(I)$. Поскольку было снято три спектра, то на этом графике будет всего три точки. Далее следует аппроксимировать прямой $\mathcal{H} = AI + B$ и найти коэффици-

енты A и B . Сделайте это любым удобным способом (в программах Excel, Origin, посчитайте МНК вручную или в онлайн-калькуляторах). Данный график является калибровочным для конкретной установки в конкретный день. График $\Delta k_0(I)$ также можно построить для удобства дальнейших расчетов.

2. Синий триплет. По построенному в предыдущем пункте калибровочному графику определить соответствующее току магнитное поле, а по нему – величину лоренцевского расщепления Δk_0 для каждого спектра.

Для каждого спектра определить, какому пику какой переход соответствует, для этого можно воспользоваться таблицей 2, а также своими расчетами по вопросу № 6 при подготовке к допуску. Для каждого перехода определить величину расщепления Δk .

С помощью формул (13)-(15) определить экспериментальные значения g_1 и g_2 . Сравнить их с теоретическими значениями, рассчитанными по формуле (4).

Для линии ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_0$ записывается одно уравнение по формулам (13)-(15), для ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$ и ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$ нужно записать систему из двух уравнений. Для этого используйте пики, которые не симметричны друг другу!

3. Оцените величину критического поля для исследуемого в работе голубого триплета. Сравните с полями, которые использовались в работе ([7, гл. 18]).

К сдаче должны быть готовы:

- обработанные спектры для красной линии при разных токах;
- построенный по ним калибровочный график $\mathcal{H}(I)$ для установки, по желанию график $\Delta k_0(I)$;
- обработанные спектры для голубого триплета;

- рассчитанные по ним экспериментальные значения факторов Ланде $g_{1_{\text{эксп}}}$ и $g_{2_{\text{эксп}}}$, сравнение с теоретическими значениями;
- оценка критического магнитного поля (в Эрстедах) для голубого триплета.

Список литературы

1. *Zeeman P.* The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance // *Nature*. — 1897. — Vol. 55, no. 1424. — P. 347–347. — DOI: 10.1038/055347a0.
2. *Попов А., Тихонова О.* Атомная физика. — 3-е изд. — М. : Нобель Пресс, 2019. — 362 с. — ISBN 978-5-518-40180-8.
3. *Шпольский Э.* Атомная физика. Т. 1. — М. : Наука, 1974. — С. 308–313.
4. *Гольдин Л., Новикова Г.* Введение в квантовую физику. — М., 1988. — гл. VII, гл. VI, пп. 30, 33.
5. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10) / A. Kramida [et al.]. — 2022. — URL: <https://physics.nist.gov/asd>.
6. *Фриш С.* Оптические спектры атомов. — М. : Физматгиз, 1963. — С. 334–346.
7. Сборник задач по атомной физике / Н. Кленов [и др.]. — 2-е изд. — М., 2014. — 224 с.

Приложение А. Немного о теории возмущений и иерархии взаимодействий в атоме цинка.

Пусть для некоторой квантовой системы, описываемой гамильтонианом \hat{H}_0 , известно решение задачи на собственные значения и собственные функции $\hat{H}_0 \Psi_n = E_n \Psi_n$. Тогда для системы, гамильтониан которой представлен в виде $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где \hat{V} – оператор малого возмущения, можно ожидать, что решение аналогичной задачи

будет близко к уже известному: $\tilde{E}_n = E_n + \Delta E_n$, $\tilde{\Psi}_n = \Psi_n + \Delta\Psi_n$. Поправки ΔE_n и $\Delta\Psi_n$ к уровням энергии и волновым функциям стационарных состояний полагаются малыми и находятся по известным формулам из теории возмущений (см. [2]¹).

Гамильтониан атома цинка, рассматриваемого в данной работе, содержит четыре принципиальных слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3; \quad (\text{A.1})$$

\hat{H}_0 включает в себя кинетическую энергию всех частиц (ядро и 30 электронов), а также кулоновское взаимодействие каждого электрона с ядром; \hat{H}_1 – кулоновское электрон-электронное взаимодействие; \hat{H}_2 содержит спин-орбитальное взаимодействие; \hat{H}_3 соответствует взаимодействию с внешним магнитным полем.

Решение задачи для гамильтониана \hat{H}_0 известно и представляет собой произведение волновых функций электронов в водородоподобном ионе ($Z = 30$) и сумму соответствующих энергий. Электроны на этом этапе рассмотрения не взаимодействуют между собой, что позволяет разделить переменные при решении. Волновая функция такой системы определяется квантовыми числами n_i, l_i, m_i каждого электрона, и для ее обозначения используют электронную конфигурацию ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 \dots$).

Для гамильтониана (A.1) три остальных слагаемых указывают порядок трехкратного применения теории возмущений. Как следствие, $E = E^{(0)} + \Delta E^{(1)} + \Delta E^{(2)} + \Delta E^{(3)}$, причем, согласно условиям применения теории возмущений, $E^{(0)} \gg \Delta E^{(1)} \gg \Delta E^{(2)} \gg \Delta E^{(3)}$. С этим также связано понятие иерархии взаимодействий.

¹В данном приложении приводятся ссылки на литературу из списка, размещенного на стр. 29.

При первом применении теории возмущений волновая функция системы определяется квантовыми числами L и S , стационарное состояние задается с помощью термина ^{2S+1}L в электронной конфигурации.

При втором применении возникает квантовое число J , для обозначения стационарных состояний используются состояния $^{2S+1}L_J$, их называют тонкой структурой термина. Добавка по энергии для каждого состояния определяется формулой (см. [2–4], [7, гл. 14]):

$$\Delta E^{(2)} = \frac{A}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1))$$

При третьем применении, которое и рассматривалось ранее в данном пособии, возникает квантовое число m_J , а добавка по энергии $\Delta E^{(3)}$ определяется формулой (5).

На схеме (см. рис. А.1) представлено, как последовательно меняется структура уровней на примере электронной конфигурации цинка $3d^{10}4s4p$.

На рисунке А.2 приведена диаграмма Гроттриана для цинка.

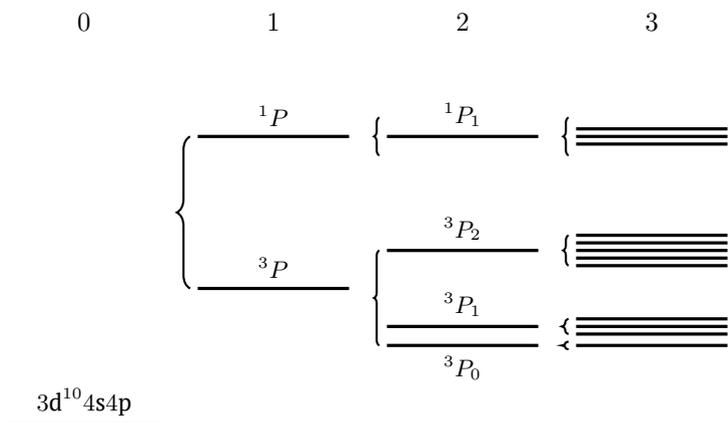


Рис. А.1. Изменение структуры уровней на примере электронной конфигурации цинка $3d^{10}4s4p$.

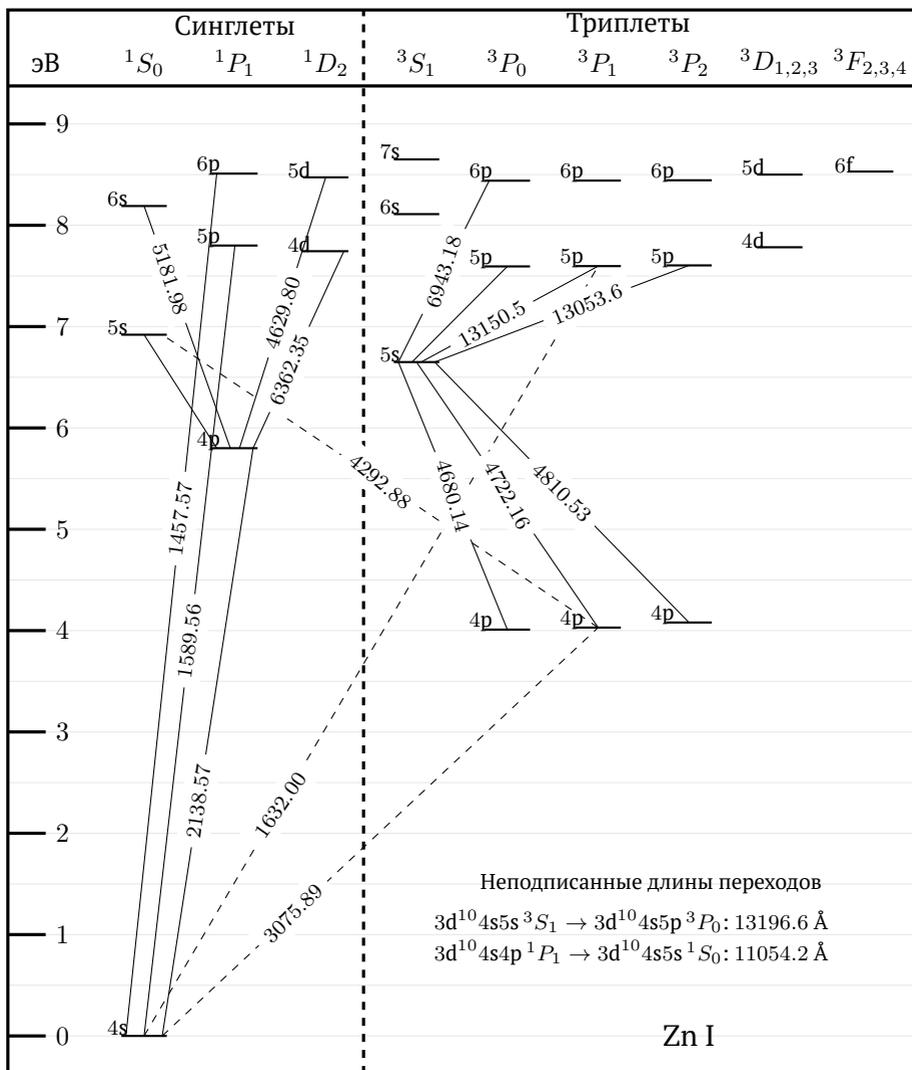
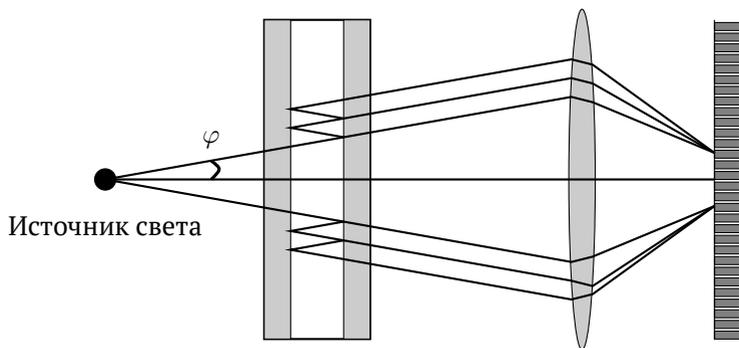


Рис. А.2. Диаграмма Гротриана для цинка Zn. Показаны энергетические уровни с энергией возбуждения меньше 8,647 эВ (конфигурация $3d^{10}4s7s$). Длина волны перехода указана в ангстремах, приведена часть переходов. Пунктиром обозначены запрещенные переходы (интеркомбинационный запрет).

Данные приведены по [5].

Приложение Б. Интерферометр Фабри-Перо.

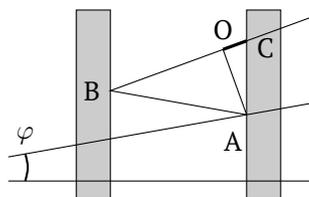
Интерферометр Фабри-Перо – спектральный прибор высокой разрешающей силы для измерения малых отличий длин волн ($R \sim \lambda/\Delta\lambda \gg \dots > 1$) в спектрах оптического диапазона. Оптическая схема использования интерферометра изображена на рисунке Б.1.



Интерферометр Фабри-Перо Объектив ПЗС-линейка

Рис. Б.1. Оптическая схема использования интерферометра Фабри-Перо.

В фокальной плоскости объектива образуются яркие интерференционные максимумы плотности излучения в том случае, если разность хода интерферирующих лучей равна целому числу длин волн, а разность фаз равна $2\pi m$ (m – целое число, соответствующее порядку интерференции). Разность хода в интерферометре Фабри-Перо показана на рисунке Б.2.



Разность хода:
 $\Delta = AB + BC - OC$

Рис. Б.2. Разность хода в интерферометре Фабри-Перо.

В интерференционном максимуме порядок интерференции (см. рис. Б.2 оказывается равным

$$2hk \cdot \cos \varphi = m; \quad m - \text{целое}; \quad \cos \varphi = \frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{r}{f}. \quad (\text{Б.1})$$

Здесь $k = 1/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, r – радиус интерференционного кольца Фабри-Перо, f – фокусное расстояние объектива.

Радиусы наблюдаемых колец ограничены апертурой спектрографа и обычно малы по сравнению с фокусным расстоянием объектива $r/f \ll 1$, поэтому с высокой точностью можно считать

$$2hk \left(1 - \frac{r^2}{2f^2} \right) \cong m \quad (\text{Б.2})$$

Отметим, что порядок интерференции и, следовательно, разрешающая сила уменьшаются с ростом радиуса кольца. Соотношение Б.2 определяет радиусы колец для излучения с заданной величиной волнового числа, соседние кольца отличаются по порядку интерференции на единицу.

При достаточно широком спектре излучения различные кольца могут перекрываться; в частности соседние ($\Delta m = 1$) кольца совпадут, если они отличаются по волновому числу на величину Δk , определяемую условиями:

$$2hk \left(1 - \frac{r^2}{2f^2} \right) = m - 1; \quad 2h(k + \Delta k) \left(1 - \frac{r^2}{2f^2} \right) = m \quad (\text{Б.3})$$

Эти условия определяют **спектральную ширину** интерферометра Фабри-Перо:

$$\Delta k = \frac{1}{2h \left(1 - \frac{r^2}{2f^2} \right)} \cong \frac{1}{2h} \quad (\text{Б.4})$$

Спектральные линии, отличающиеся по волновому числу не более, чем на Δk , образуют выраженные неперекрывающиеся кольца, **в каждом кольце – один и тот же порядок интерференции m для всех компонентов наблюдаемого мультиплета.**

Отметим, что в пределах кольца $\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{1}{m} \ll 1$.

Интерферометр Фабри-Перо, как и всякий интерферометр, измеряет разности (или отношения) волновых чисел (длин волн, частот), но не само по себе волновое число, **поэтому один из компонентов мультиплета должен быть известен.**

В пределах одного кольца ($m = \text{const}$) для компонента с волновым числом $k = k_0 + dk$ из пары соотношений (Б.1) имеем:

$$k = k_0 \sqrt{\frac{1 + \frac{r^2}{f^2}}{1 + \frac{r_0^2}{f^2}}}, \quad \text{или} \quad dk = k_0 \left(\sqrt{\frac{1 + \frac{r^2}{f^2}}{1 + \frac{r_0^2}{f^2}}} - 1 \right) \quad (\text{Б.5})$$

Индекс «ноль» отмечает волновое число k_0 и радиус r_0 кольца **известного** компонента мультиплета; r – радиус кольца **неизвестного** компонента мультиплета, r и r_0 – измеряемые по интерферограмме величины.

Формулы (Б.5) решают поставленную задачу – нахождение спектра мультиплета.

Отметим:

1. если на интерферограмме имеется выраженный центр, то для нахождения спектра достаточно измерения **радиусов** в одном (любом) кольце;
2. если выраженный центр отсутствует (односторонние кольца), то для нахождения положения центра необходимы не менее трех колец;

3. фокусное расстояние объектива должно учитывать его хроматическую аберрацию.

В пределах одного кольца можно сопоставить каждому значению радиуса определенное волновое число, тогда формулы (Б.5) дают возможность преобразования одного (любого) кольца интерферограммы Фабри-Перо (распределения интенсивности излучения по радиусу) в «спектр» – распределение интенсивности по волновому числу (длине волны). Из (Б.5) находим:

$$r(dk) = f \sqrt{\left(1 + \frac{r_0^2}{f^2}\right) \left(1 + \frac{dk}{k_0}\right)^2 - 1} \quad (\text{Б.6})$$

после чего распределение интенсивности излучения по радиусу преобразуется в спектр: $I(r) \rightarrow I(r(dk))$.

Условия, позволяющие результат преобразования считать **спектром** (аппаратная функция), в настоящем приложении не обсуждаются.

Список литературы к приложению

1. *Зайдель А., Островская Ю.* Техника и практика спектроскопии. — М. : Наука, ГИФМЛ, 1972.

Учебное издание

Белавин Владимир Анатольевич
Красильников Сергей Сергеевич
Савченко Инна Александровна
Смирнов Андрей Владимирович
Пополитова Дарья Владленовна

АТОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА.
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15.

Оригинал-макет подготовлен авторами
Редактор серии и иллюстрации: *Н.В. Колотинский*
Подписано в печать 14.09.2023. Формат 60x84/16.
Усл. печ. лист. 2.09. Тираж 30 экз.