

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Радиофизический факультет
Кафедра общей физики

Отчет по лабораторной работе:

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

Выполнили: студенты 430 группы
Воробьёв Артём
Зайцев Юрий

Проверил: **Лонин Александр Леонидович**

Нижний Новгород
2006 год

1 Теоретическая часть

1.1 Классическая модель эффекта Зеемана

Некоторые закономерности эффекта Зеемана могут быть проиллюстрированы на классической модели, которая основывается на том, что движущийся вокруг ядра атома электрон обладает механическим и магнитным моментами, связанными соотношением $\vec{\mu}_{li} = -\gamma\vec{P}_{li}$. Таким образом, классическая модель, в отличие от квантовой, не учитывает собственный механический момент (спин) и магнитный момент электрона и, следовательно, может дать верные результаты лишь в частном случае, когда спины электронов в атоме скомпенсированы ($s = 0$). По чисто историческим причинам этот случай получил название **нормального** (простого) эффекта Зеемана, тогда как при $s \neq 0$ эффект Зеемана называют **аномальным** (сложным).

Как легко показать из законов классической физики, орбитальный электронный ток (т.е. магнитный волчок) во внешнем магнитном поле прецессирует вокруг направления \vec{H} с ларморовской частотой: $\Omega = \gamma H = \frac{eH}{2mc}$. Чтобы объяснить спектральный состав, а также поляризацию нормальных зеемановских компонент, надо разложить сложное движение электрона на более простые составляющие.

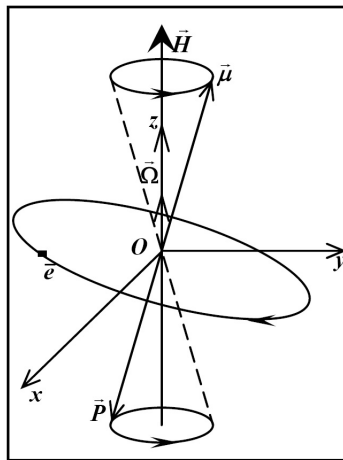


Рис. 1: К классической модели эффекта Зеемана

Введём лабораторную систему отсчета (x, y, z) как показано на Рис. 1 – магнитное поле \vec{H} направлено по оси z , а плоскость (x, y) перпендикулярна ему.

Пусть сначала магнитное поле отсутствует, то есть $\Omega = 0$ – прецессионного движения нет. Орбитальное движение разложим на движение в плоскости (x, y) и вдоль оси z . Проекция кругового орбитального движения на плоскость (x, y) является движением по эллипсу, которое, в свою очередь, можно представить в виде суммы двух круговых вращений, как это показано на Рис. 2.

Здесь вектора \vec{R}_1 и \vec{R}_2 вращаются в противоположных направлениях с угловой

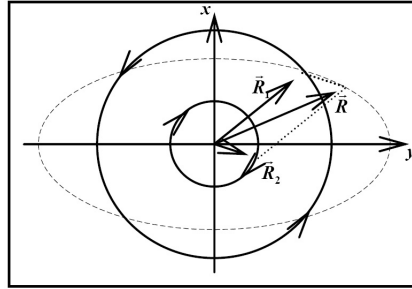


Рис. 2: Представление проекции кругового орбитального движения в виде суммы круговых вращений

скоростью орбитального движения ω_0 симметрично относительно большой оси эллипса, при этом конец вектора \vec{R} движется по эллипсу, большая полуось которого равна $|\vec{R}_1 + \vec{R}_2|$, а малая $|\vec{R}_1 - \vec{R}_2|$ (уравнение эллипса легко получить в параметрической форме).

В свою очередь, разложив круговое орбитальное движение электрона на сумму двух линейных ортогональных гармонических колебаний, легко увидеть, что проекция этого движения на ось z есть гармоническое колебание с частотой ω_0 .

При включении магнитного поля, как уже отмечалось выше, результирующее движение электрона будет суммой быстрого орбитального вращения и прецессии орбиты, то есть на орбитальное движение наложится вращение с угловой скоростью Ω вокруг оси z . Колебания вдоль оси z при этом не изменятся, скорость вращения вектора \vec{R}_1 уменьшится, а вектора \vec{R}_2 – увеличится на величину Ω .

Используя элементарную дипольную модель излучающего атома, легко увидеть, что в спектре излучения вдоль направления внешнего магнитного поля будут присутствовать лишь две циркулярно поляризованные волны с частотами $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \Omega$ (*нормальный зеемановский дублет*), тогда как в перпендикулярном направлении будут наблюдаться три линейно поляризованные компоненты на частотах $\omega_1, \omega_0, \omega_2$ (*нормальный зеемановский триплет*).

Поскольку расщепление линии обычно весьма мало, т.е. $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_0$, из статистических соображений следует, что средняя кинетическая энергия каждой из трёх составляющих движения (степеней свободы) электрона примерно одинакова. Это означает, что, если в отсутствие магнитного поля интенсивность линии излучения обозначить I_0 , то интенсивности зеемановских компонент составят $I_0/2$ и $I_0/2$ в дублете и $I_0/4, I_0/2, I_0/4$ в триплете.

Таким образом, классическая теория предсказывает сам факт расщепления спектральных линий в магнитном поле, хорошо объясняет поляризацию излучения и качественно указывает на различную относительную интенсивность зеемановских компонент.

1.2 Экспериментальная установка

Целью данной работы является изучение эффекта Зеемана на примере спектра излучения Ne с помощью интерферометра Фабри-Перо (ИФП).

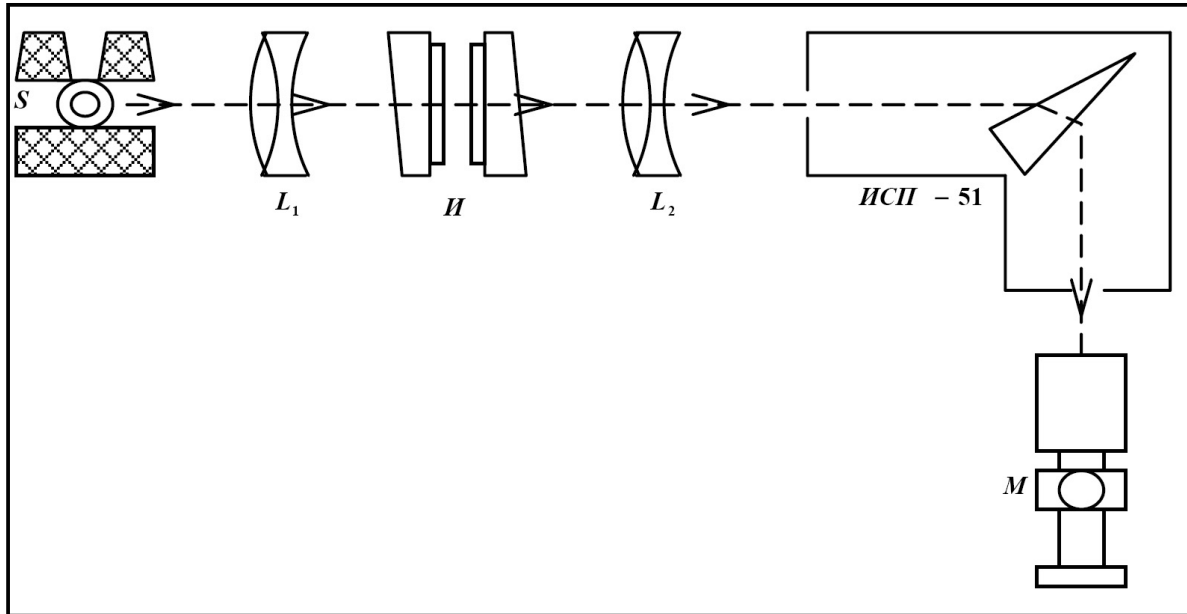


Рис. 3: Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 3. Здесь S – газосветная трубка, помещенная между полюсами поворачивающегося электромагнита, $И$ – ИФП, L_1 и L_1 – ахроматические линзы, $ИСП - 51$ – призменный спектрограф, $Т$ – короткофокусная зрительная трубка, $М$ – окулярный микрометр.

ИФП является многолучевым интерферометром высокой разрешающей способности. Он состоит из двух прозрачных клиновидных пластин, внутренние поверхности которых ограничивают плоскопараллельный слой воздуха. На эти поверхности нанесено диэлектрическое покрытие, обеспечивающие энергетический коэффициент отражения ρ , близкий к единице.

Луч OO_1 , вошедший в интерферометр и многократно отразившийся от зеркальных поверхностей 1 и 2, образует ряд проходящих параллельно лучей с постоянной разностью хода $\Delta = 2h \cos \psi$, где h – толщина воздушного слоя, $\psi \ll 1$ – угол падения света в зазоре.

Объектив, установленный за ИФП, формирует линии равного наклона, представляющие собой систему концентрических колец. Угловые радиусы ψ_i колец Фабри-Перо для длины волны λ удовлетворяют условию интерференционных максимумов

$$2h \cos \psi_i = m_i \lambda = m_0 \lambda \cos \psi_i,$$

где m_i – порядок интерференции (большое целое число, так как $h \gg \lambda$); $m_0 = \frac{2h}{\lambda}$ – максимальный порядок интерференции, получающийся при $\psi = 0$, то есть в центре картины; $i = 1, 2, 3, \dots$ – номер кольца по порядку от центра картины.

Легко показать, что диаметры колец Фабри-Перо описываются формулой:

$$d_i^2 = \frac{4f^2\lambda(i-1+\varepsilon_\lambda)}{h},$$

где f – фокусное расстояние объектива, $\varepsilon_\lambda \in [0; 1]$ – так называемая дробная доля порядка интерференции в центре колец, определяемая равенством $m_0 - m_i = i - 1 + \varepsilon_\lambda$. Характерными особенностями ИФП как спектрального прибора являются высокая разрешающая способность

$$R = \frac{m_i \pi \sqrt{\rho}}{1 - \rho}$$

и малая дисперсионная область

$$\Delta\lambda_{\text{своб}} = \frac{\lambda^2}{2h \cos \psi}.$$

Как правило, это делает необходимым использование дополнительного монохроматора. В нашем случае им служит призменный спектрограф ИСП – 51.

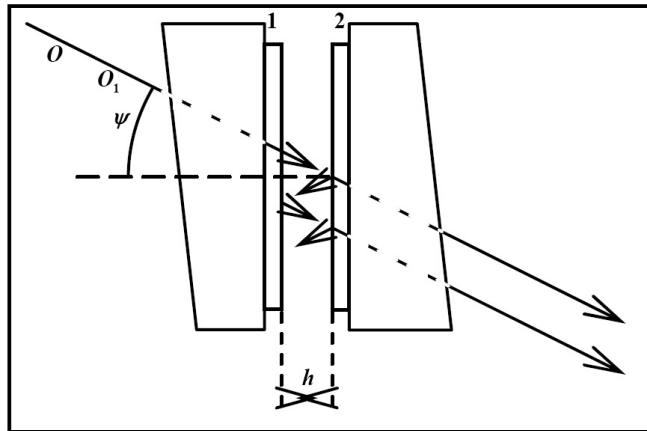


Рис. 4: Интерферометр Фабри-Перо

ИФП устанавливается таким образом, чтобы плоскость локализации колец Фабри-Перо совместилась с плоскостью входной щели спектрографа. Щель вырезает из колец узкую вертикальную полосу. Таким образом, спектрограф разлагает свет в горизонтальной плоскости, а ИФП – вдоль вертикальной входной щели спектрографа. В результате наблюдения картина, состоящая из ряда светлых вертикальных полосок, прорезанных яркими дугами колец Фабри-Перо. Положение колец определяет тонкую структуру соответствующей спектральной линии.

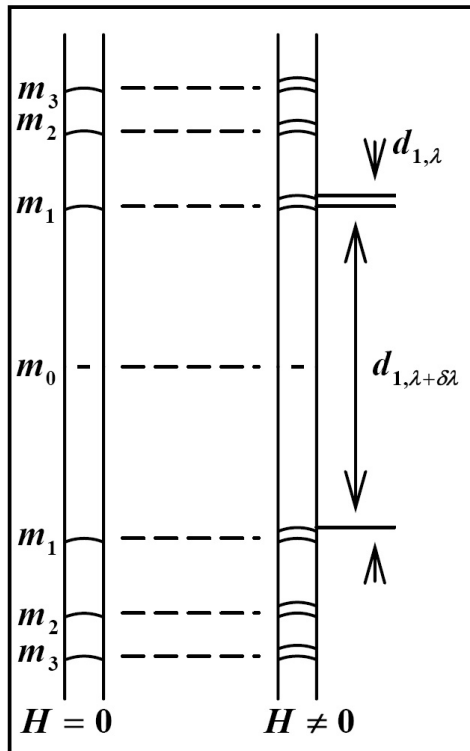


Рис. 5: Картина спектральных линий в окуляре

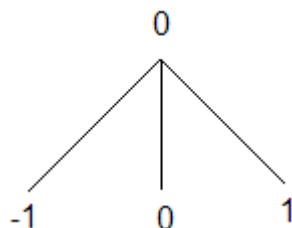
2 Практическая часть

Данные интерферометра: $h = 4$ мм, $\rho = 89$ %.

2.1 Наблюдение нормального эффекта Зеемана на примере линии 585.25 нм (1)

Расчет расщепления линий ($I \rightarrow I + 1$):

$I_1 = 0$	$L_1 = 0$	$S_1 = 0$	$g_1 = 3/2$
$I_2 = 1$	$L_2 = 1$	$S_2 = 0$	$g_2 = 1$



Экспериментальные данные:

ΔR_{m1}	ΔR_{m2}	ΔR_{m3}	ΔR_{m4}	$\langle \Delta R_m \rangle$	$\Delta R_{\lambda 1}$	$\Delta R_{\lambda 2}$	$\Delta R_{\lambda 3}$	$\langle \Delta R_\lambda \rangle$	I, A	$H, \text{Э}$
8	9	9.5	9.5	9	30	27	30	29	2	6400

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2 \langle \Delta R_m \rangle}{2h \langle \Delta R_\lambda \rangle} = 0.134 \text{ \AA}$$

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c \delta\lambda}{\lambda(\lambda + \delta\lambda)} = 0.73 \times 10^{11} \text{ Гц}$$

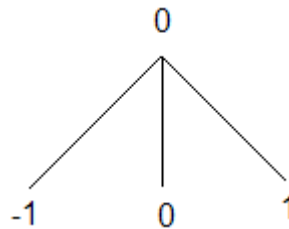
Характер поляризации компонент:

	Т	ПР	Т	ПР
Поляризация	π	π	σ	σ
Интенсивность	1	≈ 1	0.5	≈ 0.5

2.2 Наблюдение аномального эффекта Зеемана в “квазинормальном” случае на примере линии 607.4 нм (6)

Расчет расщепления линий ($I \rightarrow I + 1$):

$I_1 = 0$	$L_1 = 1$	$S_1 = 1$	$g_1 = 3/2$
$I_2 = 1$	$L_2 = 1$	$S_2 = 1$	$g_2 = 3/2$



Экспериментальные данные:

ΔR_{m1}	ΔR_{m2}	ΔR_{m3}	ΔR_{m4}	$\langle \Delta R_m \rangle$	$\Delta R_{\lambda 1}$	$\Delta R_{\lambda 2}$	$\Delta R_{\lambda 3}$	$\langle \Delta R_\lambda \rangle$	I, A	$H, \text{Э}$
13.5	11.5	10	10.5	11.4	35.5	32	31	32.8	1.5	5600

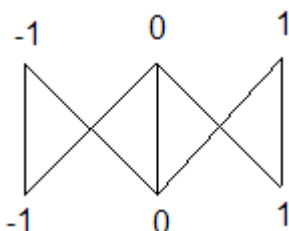
$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2 \langle \Delta R_m \rangle}{2h \langle \Delta R_\lambda \rangle} = 0.160 \text{ \AA}$$

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c \delta\lambda}{\lambda(\lambda + \delta\lambda)} = 0.82 \times 10^{11} \text{ Гц}$$

2.3 Наблюдение аномального эффекта Зеемана при наличии более, чем 3-х разрешаемых прибором компонент на примере линии 638.3 нм (14)

Расчет расщепления линий ($I \rightarrow I$):

$I_1 = 1$	$L_1 = 2$	$S_1 = 1$	$g_1 = 1/2$
$I_2 = 1$	$L_2 = 1$	$S_2 = 1$	$g_2 = 3/2$



Экспериментальные данные:

ΔR_{m1}	ΔR_{m2}	ΔR_{m3}	ΔR_{m4}	$\langle \Delta R_m \rangle$	$\Delta R_{\lambda 1}$	$\Delta R_{\lambda 2}$	$\Delta R_{\lambda 3}$	$\langle \Delta R_\lambda \rangle$	I, A	$H, \text{Э}$
7.25	7.25	6.25	6.25	6.75	32.5	31.5	30.5	31.5	2	6400

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2 \langle \Delta R_m \rangle}{2h \langle \Delta R_\lambda \rangle} = 0.098 \text{ \AA}$$

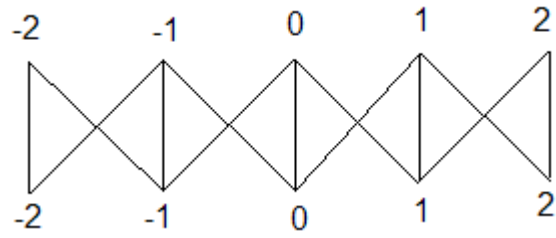
$$\Delta\omega = \frac{2\pi c \delta\lambda}{\lambda(\lambda + \delta\lambda)} = 0.50 \times 10^{11} \text{ Гц}$$

	Т	ПР	Т	ПР	Т	ПР	Т	ПР
Поляризация	π	π	σ	σ	π	π	σ	не обн.
Интенсивность	0	0	0.5	≈ 0.5	1	≈ 1	0.5	

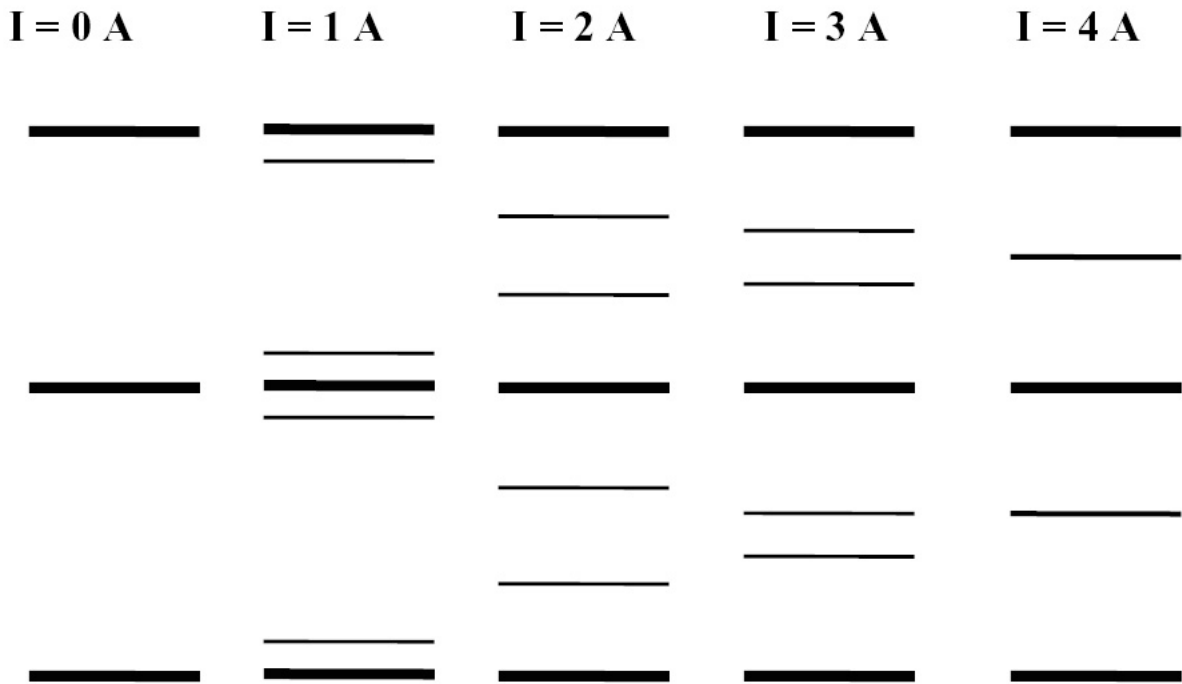
2.4 Наблюдение аномального эффекта Зеемана в условиях частичного разрешаемых прибором компонент на примере линии 594.48 нм (3)

Расчет расщепления линий ($I \rightarrow I$):

$I_1 = 2$	$L_1 = 1$	$S_1 = 1$	$g_1 = 3/2$
$I_2 = 2$	$L_2 = 1$	$S_2 = 1$	$g_2 = 3/2$



Экспериментальные данные (изменения картины расщепления во всем диапазоне изменения \vec{H}):



Характер поляризации компонент в поперечном спектре и сравнение наблюдаемой картины расщепления с предсказаниями теории в $[L - S]$ -приближении:

	Т	Т	Т	ПР	Т	Т	ПР
Поляризация	π	π	π	π	σ	σ	σ
Интенсивность	0	1	4	≈ 1	1	1.5	≈ 1.5

3 Список литературы

- [1] Эффект Зеемана: Описание к лабораторной работе / Сост. Вдовин В.А. – Нижний Новгород: ННГУ, 1994. 26с.
- [2] Матвеев А.Н. Атомная физика: Учебное пособие для студентов вузов. – М.: Высш. шк., 1989. - 439 с.: ил.
- [3] Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч.1. Атомная физика. – М.: Наука, 1986.