

# Эффект Зеемана с электромагнитом



Физика

Современная физика

Квантовая физика



Уровень сложности

тяжелый



Кол-во учеников

2



Время подготовки

45+ Минут



Время выполнения

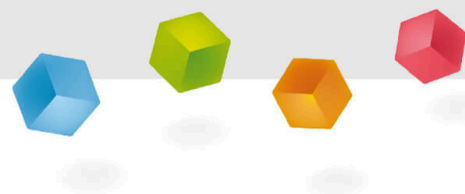
45+ Минут

This content can also be found online at:

<http://localhost:1337/c/5f718a5655a1b40003dc06ac>

PHYWE

## Общая информация



## Описание

PHYWE



Аппарат для магнито-резонансной томографии

Магнитно-резонансная томография (МРТ) - это метод медицинской визуализации, основанный на ядерном магнитном резонансе (ЯМР), который используется для исследования анатомии и физиологии тела. Данный метод использует сильные магнитные поля, градиенты магнитного поля и радиоволны для создания изображений органов.

При диагностической медицинской визуализации производят измерение электромагнитного отклика атомных ядер, чаще всего ядер атомов водорода, а именно, на их возбуждении определённым сочетанием электромагнитных волн в постоянном магнитном поле высокой напряжённости. Это дает информацию об исследуемых частях тела.

## Дополнительная информация (1/2)

PHYWE

### предварительные знания



### Научный принцип



Атом можно охарактеризовать уникальным набором дискретных энергетических состояний. Переход электрона с более высокого энергетического уровня на более низкий энергетический уровень приводит к испусканию фотона и формирует дискретный спектр. Однако, если атом находится во внешнем магнитном поле, уровни энергии атома расщепляются на несколько близко расположенных спектральных линий. При отсутствии магнитного поля энергия атома зависит только от главного квантового числа  $n$ , а излучение происходит на одной длине волны.

"Эффект Зеемана" - это расщепление спектральных линий атомов в магнитном поле. Самый простой случай - это разделение одной спектральной линии на три составляющие, называемое "нормальным эффектом Зеемана". Нормальный эффект Зеемана исследуется на кадмиевой спектральной лампе в качестве образца. На кадмиевую лампу воздействуют различной плотностью магнитного потока, а затем с помощью интерферометра Фабри-Перо исследуется расщепление красной линии кадмия (643,8 нм). Оценка результатов приводит к довольно точному значению магнетона Бора.

## Дополнительная информация (2/2)

PHYWE

### Цель обучения



### Задачи



Изучение нормального и аномального эффекта Зеемана с помощью интерферометра Фабри-Перо.

1. С помощью интерферометра Фабри-Перо, самодельного телескопа, ПЗС-камеры и программного обеспечения для измерения разделение центральной линии на две  $\sigma$  - линии измеряется в волновых числах в зависимости от плотности магнитного потока.
2. По результатам пункта 1 оценивается значение магнетона Бора.
3. Качественно исследуется свет, излучаемый в направлении магнитного поля.

## Инструкции по технике безопасности

PHYWE

Для этого эксперимента применяются общие инструкции по безопасному проведению экспериментов при преподавании естественных наук.

Будьте осторожны, чтобы не изменять напряжение на магните во время измерений, поскольку расстояние разделения линии зависит от магнитного поля.

Не включайте и не выключайте питание магнита до тех пор, пока его выходное напряжение не снизится до нуля. В противном случае большое напряжение, вызванное индуктивностью магнита при резком изменении тока, может вывести из строя источник питания.

## Теория (1/34)

PHYWE

Еще в 1862 году Фарадей исследовал, изменяется ли спектр цветного пламени под воздействием магнитного поля, но безуспешно. Лишь в 1885 г. бельгийский спектроскопист Фьеваз описал расширение и двойное обращение спектральных линий натрового пламени - под влиянием магнитного поля и смог продемонстрировать этот эффект, но он был забыт и вновь открыт только 11 лет спустя голландцем Зееманом, который изучал его вместе с Лоренцем.

В этом эксперименте эффект демонстрируется при изучении света кадмиевой лампы с помощью интерферометра Фабри-Перо для разрешения небольшой части спектра, предварительно выбранной цветным или интерференционным фильтром, так что наблюдается только свет одной линии перехода атома. Без поля магнитные подуровни имеют одинаковую энергию, а с полем вырождение уровней с разными  $m_J$  отменяется, и линия разделяется.

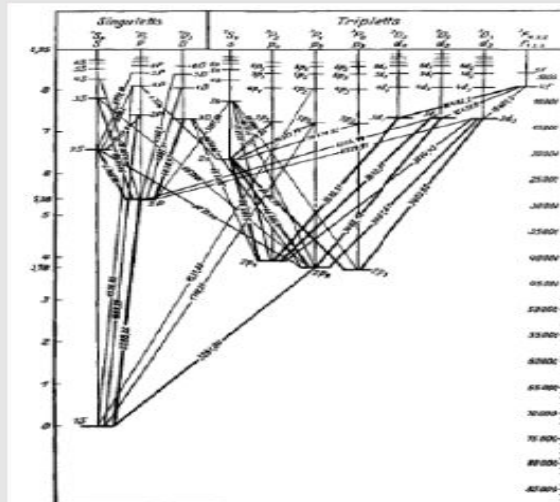
Кадмий имеет электронную структуру  $Kr\ 4d^{10}\ 5s^2$ , т.е. внешняя оболочка, участвующая в оптических переходах, состоит из двух электронов  $5s^2$ , которые представляют собой законченную электронную оболочку.  $Kr = 1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^2\ 4p^6$  Это похоже на внешнюю электронную структуру гелия, а также ртути.

## Теория (2/34)

PHYWE

В завершенной оболочке в ее основном состоянии спины электронов всегда компенсируют друг друга - они антипараллельны. Если полный спин электрона равен нулю, то и магнитный момент, связанный со спином электрона, также равен нулю. Атомные состояния системы из двух частиц, суммарный спин которых равен 0, называется синглетным состоянием. Таким образом, при переходах между различными синглетными состояниями магнитный момент спина не играет роли, как в случае с нормальным эффектом Зеемана.

Электрическое дипольное излучение, как и в обычных оптических переходах, не изменяет спина электрона, за исключением тяжелых атомов с  $jj$ -связью, поэтому переходы обычно происходят между различными состояниями в одной и той же системе. Но в кадмие есть  $jj$ -связь.



Состояние атома кадмия, длина волны  
в  $\lambda = 0,1 \text{ nm}$

## Теория (3/34)

PHYWE

Переход, используемый для демонстрации нормального эффекта Зеемана - это  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  с длиной волны 643,847 нм, а переход, используемый для демонстрации аномального эффекта Зеемана - это  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$  с длиной волны 508,588 нм.

В таком термине, как  $2^3S_{12}$  первая цифра "2" обозначает главное квантовое число излучающего электрона относительно основного состояния атома (которое считается "1", здесь это действительно 6-я  $s$ -оболочка, поскольку  $5s^2$  - это основное состояние. (Поэтому  $2P$ -состояния находятся ниже  $2S$ -состояния,  $2^3P_2$  обозначает 5-ю  $p$ -оболочку, поскольку у Криптона  $4p^6$ ).

Верхняя цифра "3" обозначает кратность, т.е.  $2s + 1$ , здесь  $s$  - квантовое число спина. Нижняя цифра "1" обозначает квантовое число  $j$  суммарного углового момента, т.е.  $j = +s, I + s - 1, \dots, I - s$ , где  $I$  - квантовое число углового момента орбиты. "S", "P", "D", "F" обозначают фактическое значение  $I$ , т.е. означает  $I = 1, \dots$  "S" означает  $I = 0$ , "P" означает  $I = 1, \dots$

## Теория (4/34)

PHYWE

$3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  - это переход внутри синглетной системы, так что спиновые магнитные моменты не оказывают никакого эффекта. Но в переходе  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$  участвуют триплетные состояния, и спиновый магнитный момент не обращается в нуль во всех подсостояниях.

Правило отбора для оптических переходов  $\Delta m_j = 0, \pm 1$  и излучение, принадлежащее переходам с  $\Delta m_j = 0$  называются  $\pi$ - линии, а линии с  $\Delta m_j = \pm 1$  называются  $\sigma$ - линии.

При включенном магнитном поле в отсутствие анализатора одновременно в нормальном эффекте Зеемана можно увидеть три линии при поперечном наблюдении. В случае аномального эффекта Зеемана появляются три группы по три линии.

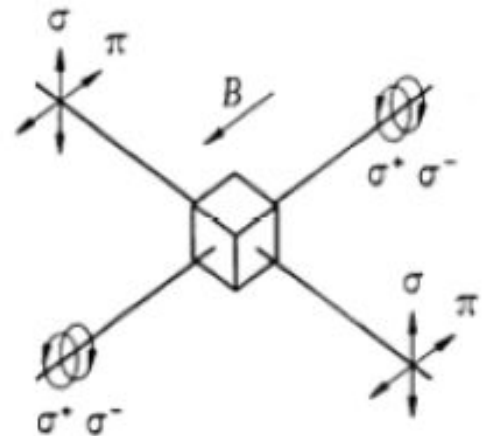
## Теория (5/34)

PHYWE

Вставив анализатор в нормальный эффект Зеемана, можно наблюдать две  $\sigma$ - линии, если анализатор находится в вертикальном положении, а если анализатор повернуть в горизонтальное положение появляется  $\pi$ - линия (поперечный эффект Зеемана).

В аномальном эффекте Зеемана при вертикальной поляризации можно наблюдать две группы по три - линии.

При повороте электромагнита на  $90^\circ$  свет, исходящий от спектральной лампы параллельно направлению поля (продольному), также можно исследовать через отверстия в полюсных наконечниках. Можно показать, что это свет с круговой поляризацией (продольный эффект Зеемана).



Продольный и поперечный эффект Зеемана

## Теория (6/34)

PHYWE

Четвертьволновая пластинка ( $\lambda/4$  - пластинка) обычно используется для преобразования линейно поляризованного света в эллиптический. В этом эксперименте четвертьволновая пластинка используется противоположным образом.

При установке  $\lambda/4$  - пластинки перед анализатором исследуется свет продольного эффекта Зеемана. Если оптическая ось  $\lambda/4$  - пластинки совпадает с вертикалью, то наблюдается, что некоторые кольца исчезают, если анализатор находится под углом  $+45^\circ$  к вертикали, тогда как другие кольца исчезают при положении  $-45^\circ$ .

Это означает, что свет продольного эффекта Зеемана поляризован по кругу (в противоположном направлении). и  $\pi$ - линии продольно не наблюдаются.

## Теория (7/34)

PHYWE

В нормальном эффекте Зеемана с переходом  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  с длиной волны 643,847 нм спины электронов компенсируют друг друга как в начальном, так и в конечном состоянии, а энергия состояния атома в магнитном поле зависит только от магнитных моментов электронной орбиты.

Магнитный момент орбитального углового момента равен

$$\vec{\mu}^1 = -\left(\frac{e}{2m_e}\right) \cdot \vec{l} = -g_l \mu_B \left(\frac{\vec{l}}{\hbar}\right)$$

где магнитон Бора равен

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Клм}^2$$

а гиромагнитный фактор орбитального углового момента  $g_l = 1$ .

## Теория (8/34)

PHYWE

В векторной модели атома можно вычислить энергетические сдвиги. Предполагается, что угловые и магнитные моменты можно рассматривать как векторы.

Угловой момент и связанный с ним магнитный момент антипараллельны из-за отрицательного заряда электрона.

Величина орбитального магнитного момента и орбитального углового момента с квантовым числом  $l$  связаны между собой как:

$$|\vec{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

$$\mu_l = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

## Теория (9/34)

PHYWE

В случае  $L - S$  связи (связь Рассела-Саундерса, спин-орбитальное взаимодействие) для многих электронных систем является суммарным угловым моментом:

$$|\vec{J}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

где  $\vec{S} = \sum \vec{s}_i$  - сумма спинов отдельных электронов и  $\vec{L} = \sum \vec{l}_i$  - сумма орбитального углового момента отдельных электронов.

Здесь  $\vec{S} = 0$ .

Таким образом,  $|\vec{J}| = |\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$



## Теория (10/34)

PHYWE

Величина составляющей соответствующего магнитного момента  $\vec{\mu}_J$  в направлении к  $\vec{J}$  равна:

$$|(\vec{\mu}_J)_J| = |\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$$

При  $g_J = 1$  наблюдается только проекция магнитного момента на  $\vec{J}$

$$(\vec{\mu}_J)_J = g_J \mu_J \left( \frac{\vec{J}}{\hbar} \right)$$

с его квантованием относительно оси z

$$\vec{\mu}_{J,z} = -m_J g_J \mu_B$$

## Теория (11/34)

PHYWE

с магнитным числом квантования с  $m_J = J, J-1, \dots, -J$  энергия взаимодействия с внешним магнитным полем  $B_0$  вдоль оси Z равна:

$$V_{m_J} = -m_J g_J \mu_B B_0.$$

Здесь используется переход для нормального эффекта Зеемана:  $3D_2 \rightarrow 2^1P_1$ .

Таким образом, в исходном состоянии  $L = 2, S = 0$  и  $J = 2$   $m_J$  может иметь значения  $m_J = -2, -1, 0, 1, 2$ . Если гиромагнитный фактор  $g_i = 1$ , то тогда разность энергий между двумя соседними подсостояниями начального состояния равна  $\Delta E = -1\mu_B B_0$ .

В конечном состоянии  $L = 1, S = 0$  и  $J = 1$ .  $m_J$  может иметь значения  $m_J = -1, 0, 1$ . Если гиромагнитный фактор  $g_f = 1$ , то тогда разность энергий между двумя соседними подсостояниями начального состояния также равна  $\Delta E = -1\mu_B B_0$ , т.е. для перехода с одинаковым  $\Delta m_J$  между начальным и конечным состояниями сдвиг энергии для начального и конечного состояний одинаков - так что они имеют в целом одинаковую частоту.

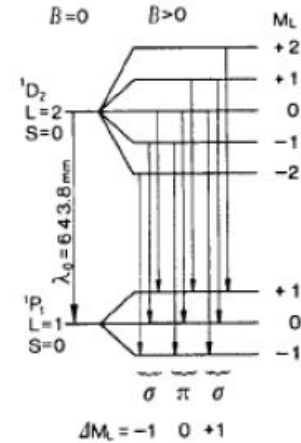
## Теория (12/34)

PHYWE

Для электрических дипольных переходов правило отбора утверждает, что  $m_J = -1, 0, 1$ . Тогда сдвиг энергии перехода между начальным состоянием с  $m_{Jf}$  и  $g_f$  равен

$$V_{m_{Ji}} - V_{m_{Jf}} = (m_{Jf}g_f - m_{Ji}g_i)\mu_B B_0$$

здесь значения  $(m_{Jf}g_f - m_{Ji}g_i)$  - просто равны  $\Delta m_J$ . Таким образом, в случае  $L - S$  связи в нормальном эффекте Зеемана в этом переходе ожидаются три эквидистантные линии с расстоянием по частоте или волновому числу, пропорциональному напряженности магнитного поля. Поляризация переходов для  $\Delta m_J = 0$  при поперечном наблюдении параллельна магнитному полю (здесь горизонтально), а для других переходов поляризация перпендикулярна ему.



Сдвиг энергетических уровней состояний атома

## Теория (13/34)

PHYWE

**Аномальный эффект Зеемана** - это более общий случай, когда спины электронов не компенсируют друг друга, а энергия атомного состояния в магнитном поле зависит как от магнитных моментов электронной орбиты, так и от спина электрона.

Магнитный момент орбитального углового момента  $\vec{l}$  такой же, как указано выше, а магнитный момент спина  $\vec{s}$  равен:

$$\vec{u}_s = -\left(\frac{e}{2m_e}\right) \cdot \vec{s} = -g_s \mu_B \left(\frac{\vec{s}}{h}\right)$$

с гиромагнитным фактором орбитального углового момента  $g_s = 2.0023$ .

## Теория (14/34)

PHYWE

Дополнительно к орбитальному магнитному моменту орбитального углового момента  $\vec{l}$  величина спинового магнитного момента спина  $\vec{s}$  с квантовым числом  $s$  таким, что:

$$|\vec{s}| = \hbar \sqrt{s(s+1)}$$

необходимо учитывать:

$$\mu_B = |-g_s \mu_B \sqrt{s(s+1)}|$$

В случае  $L - S$  связи (связь Рассела-Саундерса, спин-орбитальное взаимодействие) для многих электронных систем величина суммарного углового момента равна:

$$|\vec{J}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

## Теория (15/34)

PHYWE

где  $\vec{S} \rightarrow \sum \vec{s}_i \rightarrow$  сумма спинов отдельных электронов и  $\vec{L} \rightarrow \sum \vec{l}_i \rightarrow$  сумма орбитальных угловых моментов отдельных электронов.

В векторной модели предполагается, что угловые моменты, а также спиновый и орбитальный магнитные моменты могут обрабатываться как векторы. Таким образом, правило косинуса применяется для суммы двух векторов с углом между ними. Величина составляющей соответствующего магнитного момента  $\vec{u}_J$  в направлении к  $\vec{J} \rightarrow$  находится с приближением  $g_s \approx 2$ :

$$|(\vec{u}_J)_J| = |\vec{u}_L| \cos(\vec{L}, \vec{J}) + |\vec{u}_s| \cos(\vec{S}, \vec{J})$$

## Теория (16/34)

PHYWE

$$|(\vec{u}_J)_J| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \cos(\vec{L}, \vec{J}) + 2\sqrt{S(S+1)} \cos(\vec{L}, \vec{J})$$

$$|(\vec{u}_J)_J| = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$$

где

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

## Теория (17/34)

PHYWE

Наблюдается только проекция магнитного момента на  $\vec{J}$

$$(\vec{u}_J)_J = -g_J \mu_B \frac{\vec{J}}{\hbar}$$

с его квантованием относительно оси Z

$$(\vec{u}_J)_{J,z} = -m_J g_J \mu_B$$

с магнитным числом квантования  $m_J$ , где  $m_J = J, J-1, \dots, -J$

Тогда энергия взаимодействия с внешним магнитным полем  $B_0$  вдоль оси Z равна

$$V_{mJ} = -m_J g_J \mu_B B_0$$

## Теория (18/34)

PHYWE

Для аномального эффекта Зеемана используется переход от  $2^3S_1$  к  $2^3P_2$ .

Таким образом, в исходном состоянии  $L = 0, S = 1/2 + 1/2 = 1$  и  $J = 1 + 0 = 1$

$m_J$  могут иметь значения  $m_J = -1, 0, 1$ .

Гиромагнитный фактор равен

$$g_i = 1 + \frac{1(1+1) + (1+1) - 0(0+1)}{2 \cdot 1(1+1)} = 2,$$

а разность энергий между соседними подсостояниями начального состояния тогда равна:

$$\Delta E = -2\mu_B B_0$$

## Теория (19/34)

PHYWE

В конечном состоянии  $L = 1, S = 1$  и  $J = 2$ .  $m_J$  может иметь значения  $m_J = -2, -1, 0, 1, 2$ .

Гиромагнитный фактор

$$g_f = 1 + \frac{2(2+1) + (1+1) - 1(1+1)}{2 \cdot 2(2+1)} = 3/2,$$

а разность энергий между соседними подсостояниями конечного состояния составляет:

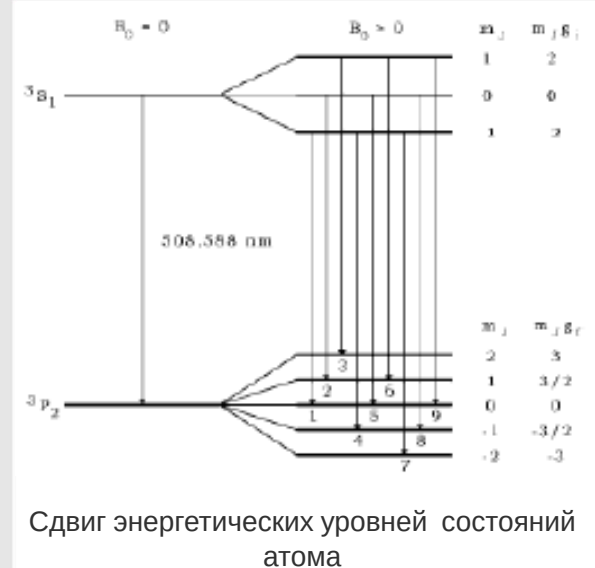
$$\Delta E = -\frac{3}{2}\mu_B B_0$$

## Теория (20/34)

PHYWE

Для электрических дипольных переходов правило отбора утверждает, что  $m_J = 1, 0, -1$ . Тогда сдвиг энергии перехода между начальным состоянием  $m_{ji}$  и  $g_{ji}$  и конечным состоянием  $m_{Jf}$  и  $g_f$  равен:

$$V_{m_{Ji}} - V_{m_{Jf}} = (m_{Jf}g_f - m_{Ji}g_i)\mu_B B_0$$



## Теория (21/34)

PHYWE

Таким образом, в случае  $LS$ -связи в аномальном эффекте Зеемана в этом переходе вместо трех линий без спинового магнетизма ожидаются девять равноудаленных линий. Поляризация переходов для  $\Delta m_J = 0$  в поперечном наблюдении параллельно магнитному полю (здесь горизонтально), а поляризация остальных переходов перпендикулярна магнитному полю.

При наблюдении за  $\sigma$ -линиями поперечного эффекта Зеемана легко заметить, что количество расщеплений увеличивается с увеличением напряженности магнитного поля.

Для количественного измерения этого расщепления по числу длин волн используется интерферометр Фабри-Перо, принцип действия которого требует объяснения. Эталон Фабри-Перо состоит из пластины кварцевого стекла толщиной 3 мм, покрытой с обеих сторон частично отражающим слоем (отражение 90%, пропускание 10%).

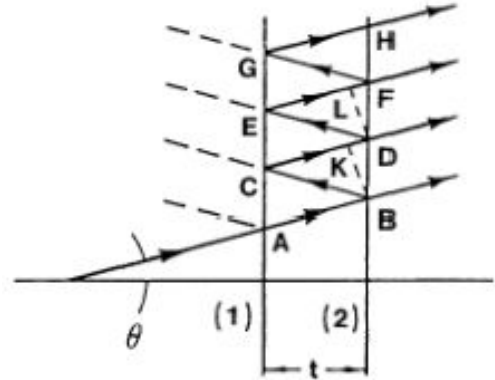
## Теория (22/34)

PHYWE

Рассмотрим две частично передающие поверхности (1) и (2), разделенные расстоянием  $t$ . Входящий луч, образующий угол с нормалью к пластине, будет разделен на лучи  $AB, CD, EF$  и т. д. Разность хода между волновыми фронтами двух соседних лучей (например,  $AB$  и  $CD$ ) равна:

$$\delta = \mu(BC + CK)$$

где  $BK$  определяется как нормаль к  $CD$  и  $\mu$  - показатель преломления кварца (при 509 нм  $\mu = 1.4519$ , а при 644 нм  $\mu = 1.4560$ ).



Отраженные и прошедшие лучи на параллельных поверхностях (1) и (2) эталона. Расстояние  $t = 3$  мм.

## Теория (23/34)

PHYWE

При  $CK = BC \cos 2\theta$  и  $BC \cos \theta = t$  получаем

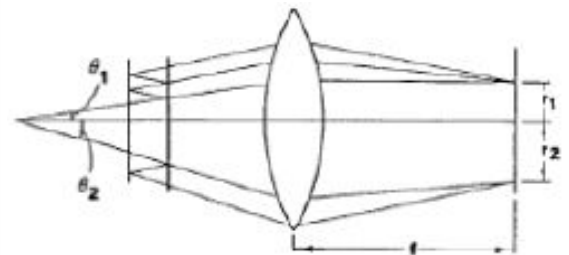
$$\delta = \mu BCK = \mu BC(1 + \cos 2\theta)$$

$$\delta = 2\mu BC \cos^2 \theta = 2\mu t \cos \theta$$

и для конструктивной интерференции:

$$n\lambda = 2\mu t \cos \theta \quad (1)$$

где  $n$  — целое число. Уравнение (1) является основным уравнением интерферометра. Пусть параллельные лучи  $B, D, F$  будут сфокусированы с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f$ , как показано на рисунке.



Фокусировка света, выходящего из эталона Фабри-Перо

## Теория (24/34)

PHYWE

При  $\theta$ , удовлетворяющем уравнению (1) в фокальной плоскости возникают яркие кольца с радиусом  $r$

$$r_n = f \tan \theta_n \approx f \theta_n \quad (2)$$

для малых значений  $\theta_n$ , например, лучи почти параллельны оптической оси. Поскольку

$$n = \frac{2\mu t}{\lambda} \cos \theta_n = n_0 \cos \theta_0 = n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2}\right)$$

$$n_0 = \frac{2\mu t}{\lambda}$$

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2}\right)$$

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (3)$$

## Теория (25/34)

PHYWE

Угол  $\theta_n$  соответствует яркой полосе, где  $n$  - это целое число. Тем не менее, при  $n_0$  условие интерференции для центра (при  $\theta = 0$ ) обычно не является целым числом.

При  $n_1$  - порядок первого интерференционного кольца, это  $n_1 < n_0$ , поскольку  $n_1 = n_0 \cos \theta_n$ . Тогда пусть

$$n_1 = n_0 - \epsilon; 0 < \epsilon < 1$$

где  $n_1$  ближайшее целое число к  $n_0$  (меньшее, чем  $n_0$ ). Как правило, для  $p$ - кольца интерференционной картины, измеряемого начиная от центра, справедливо следующее:

$$n_p = (n_0 - \epsilon) - (n_p - 1) \quad (4)$$



## Теория (26/34)

PHYWE

Комбинируя уравнение (4) с уравнениями (2) и (3), получаем для радиусов колец, ( подставив  $r_p$  вместо  $r_{n_p}$  ):

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \cdot \sqrt{(p-1) + \epsilon} \quad (5)$$

Заметим, что разница квадратов радиусов соседних колец постоянна:

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (6)$$

$\epsilon$  можно определить графически, построив график зависимости  $r_p^2$  от  $p$  и и экстраполировав  $r_p^2 = 0$ .

## Теория (27/34)

PHYWE

Теперь, если есть две компоненты спектральной линии (расщепление одной центральной линии на две составляющие) с длинами волн  $\lambda_a$  и  $\lambda_b$ , которые находятся очень близко друг к другу, они будут иметь дробные порядки по центру и  $\epsilon_b$ :

$$\epsilon_a = \frac{2\mu t}{\lambda_a} = -n_{1,a} = 2\mu \cdot t \cdot k_a - n_{1,a}$$

$$\epsilon_b = \frac{2\mu t}{\lambda_b} = -n_{1,b} = 2\mu \cdot t \cdot k_b - n_{1,b}$$

где  $k_a$  и  $k_b$  - соответствующие волновые числа и  $n_{1,a}, n_{1,b}$  - порядок интерференции первого кольца.

## Теория (28/34)

PHYWE

Следовательно, если кольца не перекрываются целым порядком, то  $n_{1,a} = n_{1,b}$  и разница в волновых числах между двумя компонентами равна

$$\Delta k = k_a - k_b = \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{2\mu t} \quad (7)$$

Используя уравнения (5) и (6), мы получаем

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \epsilon \quad (8)$$

Применяя уравнение (8) к компонентам  $a$  и  $b$ , получаем

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p = \epsilon_a \text{ и } \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p = \epsilon_b .$$

## Теория (29/34)

PHYWE

Подставляя эти дробные порядки в уравнение (7), для разности волновых чисел получаем:

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu t} \left( \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right) \quad (9)$$

Из уравнения (6) получаем разность между квадратами радиусов компонента  $a$ :

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}}$$

это равно (в очень небольшой части) такой же разнице для компонента  $b$

$$\Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}$$

## Теория (30/34)

PHYWE

Следовательно, мы полагаем  $\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p}$  при всех значениях  $p$ . Аналогично, все значения

$$\delta_{a,b}^p = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2$$

должны быть равны, независимо от  $p$  (порядок интерференции) их среднее значение может быть принято, как и для различных  $\Delta$ -значений. Используя  $\delta$  (разность квадратов радиусов разных линий одного порядка интерференции) и  $\Delta$  (разность квадратов радиусов разных порядков) в качестве средних значений, мы получаем для разности волновых чисел компонент  $a$  и  $b$ :

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu t} \cdot \left( \frac{\delta}{\Delta} \right) \quad (10)$$

Примечание: Уравнение (10) показывает, что  $\Delta k$  не зависит от размеров, используемых при измерении радиусов системы колец.

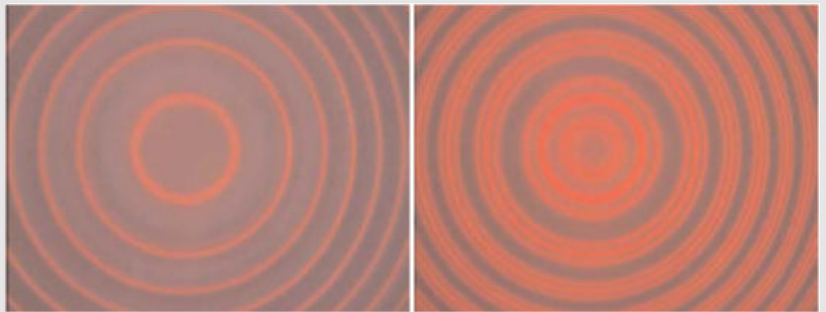
## Теория (31/34)

PHYWE

### Нормальный эффект Зеемана:

Интерферограмма без поляризационного фильтра при отсутствии тока в катушке и при токе в катушке 5 А.

- слева есть одно кольцо на порядок интерференции,
- справа есть три кольца на порядок интерференции.



Нормальный эффект Зеемана

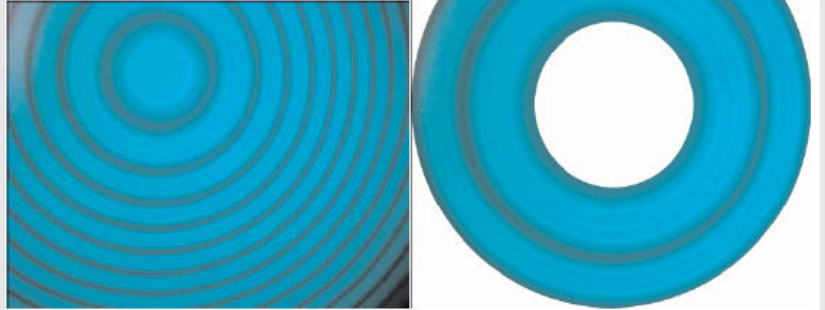
## Теория (32/34)

PHYWE

### Аномальный эффект Зеемана:

Для всех этих изображений ток катушки был установлен таким, чтобы различные порядки интерференции были просто разделены. Так было при 5 А на катушках магнита.

На этом рисунке показана интерференционная картина без поляризационного фильтра и увеличенный вырез первых полностью видимых двух порядков интерференции. Все кольца видны, но трудно сосчитать.



Интерференционная картина без поляризационного фильтра и увеличенный вырез первых полностью видимых двух порядков интерференции

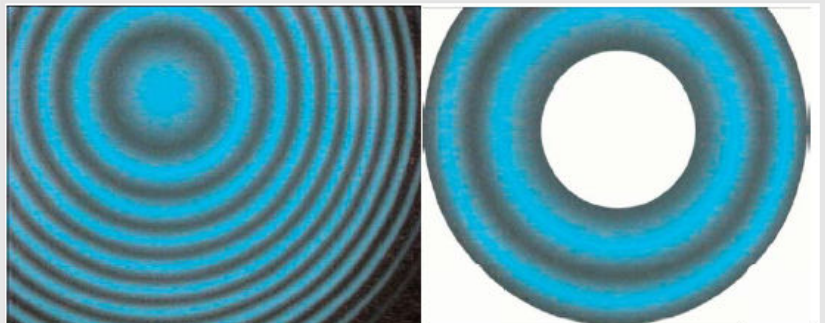
## Теория (33/34)

PHYWE

### Аномальный эффект Зеемана:

На рисунке показана интерференционная картина с фильтром горизонтальной поляризации и увеличенным вырезом первых полных двух порядков.

Средние три кольца видны при  $\Delta m_j = 0$ .



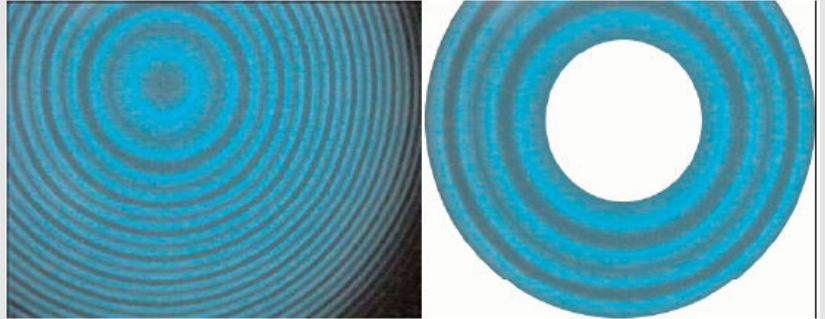
Интерференционная картина с фильтром горизонтальной поляризации и увеличенным вырезом первых двух полных порядков

## Теория (34/34)

PHYWE

### Аномальный эффект Зеемана:

Видны три внешних и шесть внутренних колец  $\Delta m_j = \pm 1$ , всего девять колец. Кольца кажутся равноудаленными, но разной интенсивности.

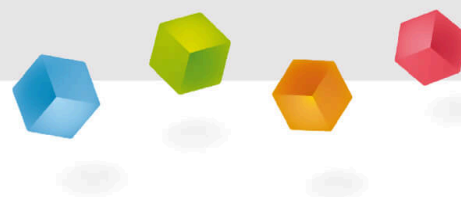


Интерференционная картина с вертикальным поляризационным фильтром и увеличенным вырезом первых двух порядков

## Оборудование

Позиция	Материал	Пункт No.	Количество
1	Интерферометр Фабри-Перо	09050-04	1
2	Кадмиевая лампа для эффекта Зеемана	09050-20	1
3	Электромагнит без полюсных наконечников	06480-01	1
4	Полюсные наконечники, с отверстиями, конические, 2 шт.	06480-03	1
5	Поворотный стол для тяжелых грузов	02077-01	1
6	Источник питания для спектральных ламп, 230 В/ 50 Гц	13662-97	1
7	PHYWE Регулируемый трансформатор, пост. ток: 0...20 В, 12 А / перемен. ток: 0...25 В, 12 А	13531-93	1
8	Конденсатор, электролитический, 22000 мФ	06211-00	1
9	Цифровая камера OPTIKA USB 1,3 Мп	OPT-C-B1	1
10	8мм объектив для Moticom	63300-03	1
11	Держатель для 1/4-дюймовой цифровой камеры на оптической скамье и оптические пластине базы	63300-02	1
12	Оптическая скамья, l=1000 мм	08282-00	1
13	Основание для оптической скамьи, регулируемое	08284-00	2
14	Крепление для оптической скамьи	08286-06	1
15	Бегунок для оптической скамьи и с вертикальной трубкой, h=30 мм	08286-01	7
16	Линза в оправе, f=+50 мм	08020-01	2
17	Линза в оправе, f=+300 мм	08023-01	1
18	Держатель для линзы	08012-01	4
19	Ирисовая диафрагма	08045-00	1
20	Polarisation filter	08610-02	1
21	Поляризационный образец, слюда	08664-00	1
22	Universal Holder, rotational	08040-02	1
23	Цифровой мультиметр, 3 1/2 разрядный дисплей с NiCr-Ni термопарой	07122-00	1
24	Соединительный проводник, 250 мм, красный	07360-01	1
25	Соединительный проводник, 250 мм, синий	07360-04	1
26	Соединительный проводник, 500 мм, красный	07361-01	1
27	Соединительный проводник, 500 мм, синий	07361-04	1
28	Соединительный проводник, 750 мм, красный	07362-01	1
29	Соединительный проводник, 1000 мм, красный	07363-01	1
30	Соединительный проводник, 1000 мм, синий	07363-04	1

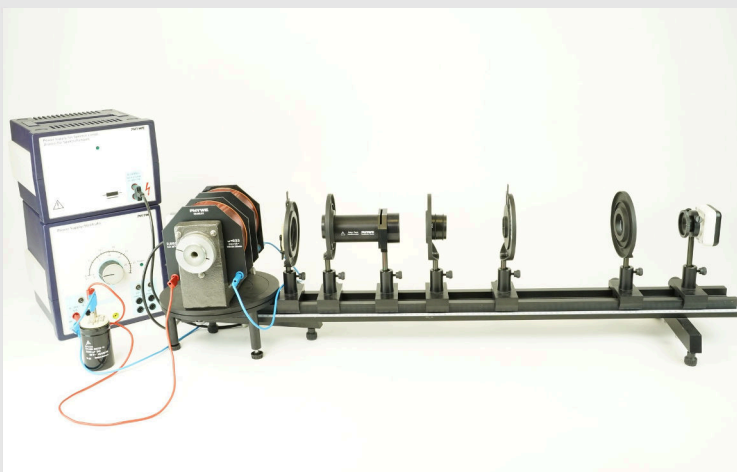
PHYWE



## Подготовка и выполнение работы

### Подготовка (1/3)

PHYWE



Экспериментальная установка с ПЗС- камерой

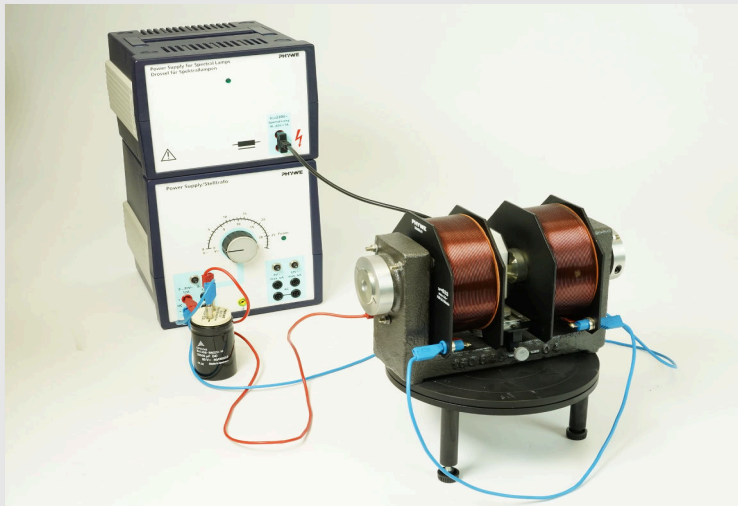
Электромагнит устанавливается на вращающемся столе для больших нагрузок и устанавливается помощью двух полюсных наконечников с отверстиями таким образом, чтобы оставался зазор, достаточно большой для кадмиевой лампы (9-11 мм).

Полюсные наконечники должны быть хорошо затянуты таким образом, чтобы они не могли двигаться позже, когда будет установлен магнитный поток.

Cd-лампа вставляется в зазор, не касаясь полюсного наконечника, и подключается к источнику питания спектральных ламп.

## Подготовка (2/3)

PHYWE



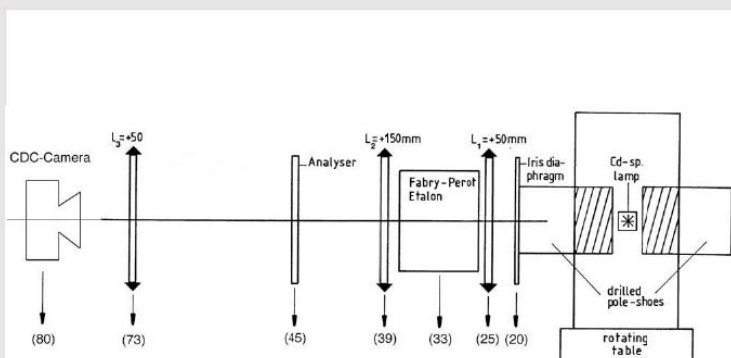
Подключение соединительных проводников

Катушки электромагнита подключаются параллельно и через амперметр подключаются к переменному источнику питания до 20 В пост. тока, 12 А.

Для сглаживания напряжения постоянного тока параллельно выходной мощности подключается конденсатор мощностью 22000 мкФ.

## Подготовка (3/3)

PHYWE



Расположение оптических компонентов

На оптической скамье для исследования расщепления линий установлены следующие элементы (в скобках указано их примерное положение в см):

- (80) ПЗС-камера
- (73) Линза  $L_3 = + 50$  мм
- (45) Анализатор
- (39) Линза  $L_2 = + 300$  мм
- (33) Эталон (интерферометр) Фабри-Перо
- (25) Линза  $L_1 = + 50$  мм
- (20) Ирисовая диафрагма
- (20) Двухполюсные наконечники с отверстиями
- (0) Кадмиевая спектральная лампа на поворотном столе



## Выполнение работы (1/8)

PHYWE

Ирисовая диафрагма удаляется для начальной настройки и для наблюдения продольного эффекта Зеемана. Первоначальная регулировка выполняется следующим образом:

- Поворотный стол с уже смонтированными электромагнитом, полюсными наконечниками и кадмиевой лампой регулируют таким образом, чтобы центр отверстий в полюсных наконечниках находился примерно на 28 см над столом.
- Оптическая скамья со всеми установленными элементами (кроме ирисовой диафрагмы и ПЗС-камеры), затем перемещается ближе к электромагниту так, чтобы одно из выходных отверстий полюсов совпадало с предыдущим положением ирисовой диафрагмы. Затем линза  $L_1$  регулируется таким образом, чтобы выходное отверстие находилось в его фокальной плоскости. Все остальные оптические элементы в последующем соответствующим образом перенастраиваются по высоте.
- Ток катушек устанавливается на некоторое время на 8 А (увеличение интенсивности кадмиевой лампы!), а кольца интерференционной картины в осевом направлении наблюдаются через линзу  $L_3$ .

## Выполнение работы (2/8)

PHYWE

- Рисунок интерференционной картины должен быть отцентрированным и четким, что в конечном итоге достигается при легком перемещении эталона (вправо или влево) и перемещении линзы  $L_2$  (по вертикали и горизонтали).
- Наконец, ПЗС-камера с прикрепленным 8-мм объективом устанавливается на оптическую скамью и регулируется по горизонтали и вертикали, а также по углу наклона и фокусировки до тех пор, пока на экране компьютера не появится четкое изображение интерференционных колец.
- Для установки и использования камеры и программного обеспечения, пожалуйста, обратитесь к руководству, поставляемому вместе с камерой. Подсказка: наилучшие результаты достигаются, когда эксперимент проводится в затемненном помещении.
- Теперь электромагнит поворачивается на  $90^\circ$ , вставляется ирисовая диафрагма и анализатор вращается до тех пор, пока  $\pi$  — линия (объяснение следует далее) полностью исчезнет, и две  $s$  — линии станут отчетливо видимыми.

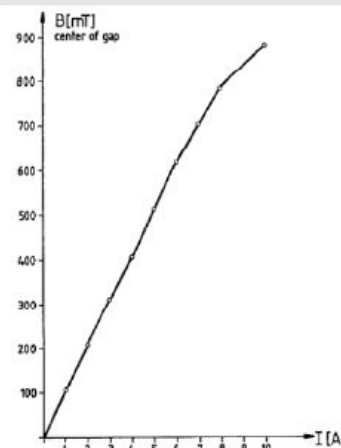
## Выполнение работы (3/8)

PHYWE

### Примечание:

Для последующих оценок калибровочная кривая плотности магнитного потока в зависимости от тока катушки должна быть прослежена заранее. Это можно сделать при наличии тесламетра. В противном случае необходимо использовать результаты, показанные на рисунке.

Кривая отслеживалась при измерении плотности потока в центре зазора без Cd-лампы. Для оценок эти центральные значения были увеличены на 3,5% для учета неравномерного распределения потока в зазоре.



Плотность магнитного потока  $B$  в центре зазора без Cd-лампы (ширина зазора: 9 мм) как функция тока катушки

## Выполнение работы (4/8)

PHYWE

Во время наблюдения поперечного эффекта Зеемана ирисовая диафрагма освещается Cd-лампой, которая действует как источник света.

Линза  $L_1$  и линза  $f = 100$  мм, встроенные в интерферометр, создают почти параллельный световой пучок, который необходим эталону Фабри-Перо для получения правильной интерференционной картины. Эталон содержит съемный цветной фильтр, пропускающий красную линию кадмия на длине волны 643,8 нм.

Линза  $L_2$  создает интерференционную картину из колец, которую можно наблюдать через  $L_3$ . Диаметры колец могут быть измерены с помощью ПЗС-камеры и прилагаемого к ней программного обеспечения.

## Выполнение работы (5/8)

PHYWE

Радиусы колец должны быть измерены при разной плотности магнитного потока. Затем с помощью уравнения (10) определяется соответствующая разность волновых чисел  $\Delta k$ . Для этого сначала делаются снимки рисунков колец при различных токах катушки/ напряженности магнитного поля. А затем на втором этапе измеряются диаметры колец на этих фотографиях.

Чтобы получить изображение с камеры, перейдите в меню <Файл> и выберите пункт <Окно захвата>. В этом окне настройки, например, контрастность, яркость и насыщенность изображения можно оптимизировать с помощью меню, к которому можно перейти при выборе <Фильтр захвата видео> из меню <Опции>.

Если качество изображения удовлетворительное и установлен определенный ток катушки (магнитное поле), изображение будет захвачено путем выбора <Неподвижное изображение> в меню <Захват>. На этом этапе рекомендуется перейти в главное окно и записать в него значение тока катушки и поляризацию, при которой был сделан снимок, с помощью инструмента <Текст>. Это предотвратит путаницу в дальнейшем.

## Выполнение работы (6/8)

PHYWE

### Нормальный эффект Зеемана:

Процедура повторяется с использованием различных магнитных полей без поляризационного фильтра при поперечном наблюдении для токов катушки так, что наблюдаемые кольца разного порядка не перекрываются. После того, как эти изображения будут собраны, перейдите к измерению радиусов колец, выбрав пункт «Кольцо» в меню «Измерение».

Перемещая мышью по изображению, рисуется кольцо. Перемещая это кольцо в нужное место, следует расположить его как можно ближе к интересующему кольцу. Затем Вы увидите, как будут отображаться радиус, площадь и периметр кольца.

В этом эксперименте интересен квадрат радиуса кольца, поэтому необходимо использовать данные площади. Обратите внимание, что единицы измерения (мкм, мм, см) в этом эксперименте не имеют значения, это означает, что не нужно проводить калибровку камеры и коэффициентом  $\pi = 3.14159$  можно пренебречь.

## Выполнение работы (7/8)

PHYWE

### Нормальный эффект Зеемана:

Можно оценить все видимые кольца, т.е. три кольца на порядок интерференции, среднее из них с неизменной длиной волны. Продолжая рисовать и поместите круги на столько колец, сколько показано на рисунке, и Вы получите следующее  $r_{1,b} r_{1,c} ; r_{2,b} r_{2,c} ; r_{3,b} r_{3,c} ;$ . Сделайте то же самое с другими снимками.

Для заданной напряженности поля  $d$  вычисляется из разностей площадей соответствующих колец разного порядка и последующего усреднения (например, разница площадей между средним кольцом второго порядка и средним кольцом первого порядка), а  $d$  рассчитывалось из разностей колец площади трех колец с одинаковым порядковым номером (от внешнего к среднему и от среднего к внутреннему) и последующее усреднение по всем значениям.

## Выполнение работы (8/8)

PHYWE

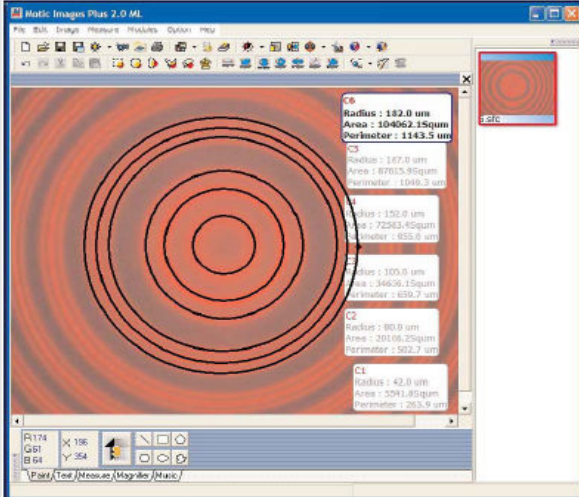
### Аномальный эффект Зеемана:

Процедура повторяется без красного цветного фильтра, а с использованием зеленого интерференционного фильтра. Сделайте снимки для различных значений силы тока в катушке для каждой горизонтальной и вертикальной поляризации при поперечном наблюдении токов в катушке, чтобы наблюдаемые рисунки колец разного порядка не перекрывались настолько, что интересующие кольца больше не могли быть различимы, т.е. менее 7,5 А для вертикальной и менее 12 А для горизонтальной поляризации. Через катушки нельзя пропускать большие токи в течение длительного времени, так как они могут нагреться! После того, как эти снимки будут сделаны, приступите к измерению радиусов колец, выбрав пункт «Кольцо» в меню «Измерение».

Для горизонтальной поляризации можно оценить три видимых внутренних кольца по порядку. При вертикальной поляризации могут быть оценены два внутренних кольца набора из шести колец по порядку, так как они лучше всего видны - остальные кольца плохо разделены. Продолжая рисовать, подгоняйте круги к такому количеству порядков колец, которое подходит на картинке, это даст квадраты  $r_{1,b} r_{1,c} ; r_{2,b} r_{2,c} ; r_{3,b} r_{3,c} ; \dots$ . Сделайте то же самое с другими снимками.

## Оценка (1/6)

PHYWE



Скриншот программного обеспечения для горизонтальной и вертикальной поляризации

## Нормальный эффект Зеемана:

Радиус, площадь и периметр круга отображаются в маленьком окошке.

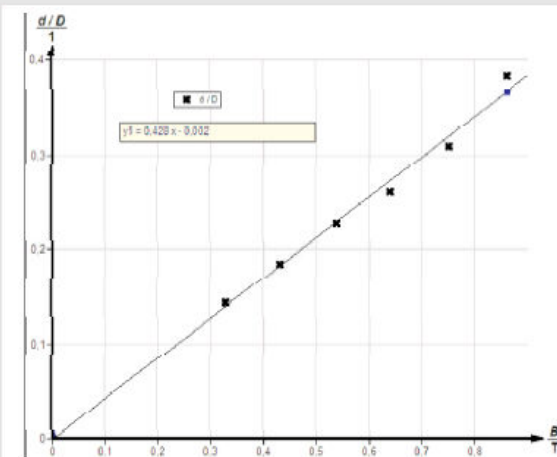
Их разница в энергии составляет

$$\Delta V = \mu_B B_0 = hc \Delta k = \frac{hc}{2\mu t} \cdot \left( \frac{\delta}{\Delta} \right),$$

поэтому  $\mu_B = \frac{hc}{2\mu t B_0} \cdot \left( \frac{\delta}{\Delta} \right).$

## Оценка (2/6)

PHYWE



Измерение результатов для  $\delta$  зависимости от напряженности магнитного поля

## Нормальный эффект Зеемана

При  $\frac{\delta}{\Delta B_0} = 0.428 \frac{1}{T_l}$

от регрессии измеренных значений и

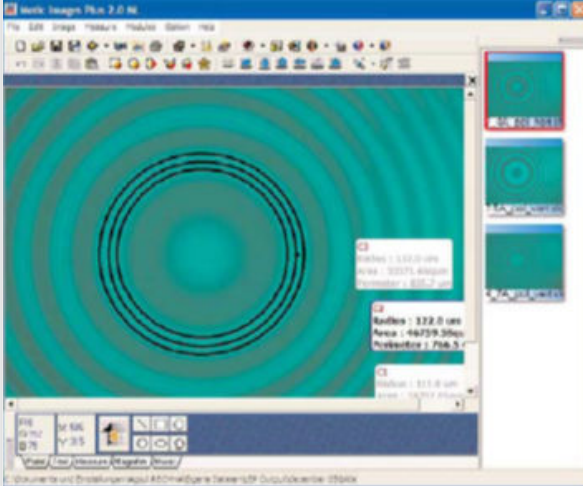
$\mu = 1.456$ ,  $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ ,  $c = 2.99 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ ,

это дает  $\mu_B = 9.71 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$

Табличное значение  $\mu_B = 9.273 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$

## Оценка (3/6)

PHYWE



Скриншот программного обеспечения для горизонтальной поляризации

**Аномальный эффект Зеемана для горизонтальной поляризации:**

$$\text{Их разница энергий } \Delta V = 2\mu_B B_0 = \hbar c \Delta k = \frac{\hbar c}{2\mu t} \cdot \left(\frac{\delta}{\Delta}\right),$$

$$\text{поэтому } \mu_B = \frac{\hbar c}{4\mu t B_0} \cdot \left(\frac{\delta}{\Delta}\right).$$

$$\text{При } \frac{\delta}{\Delta B_0} = 0.892 \frac{1}{\text{Тл}}$$

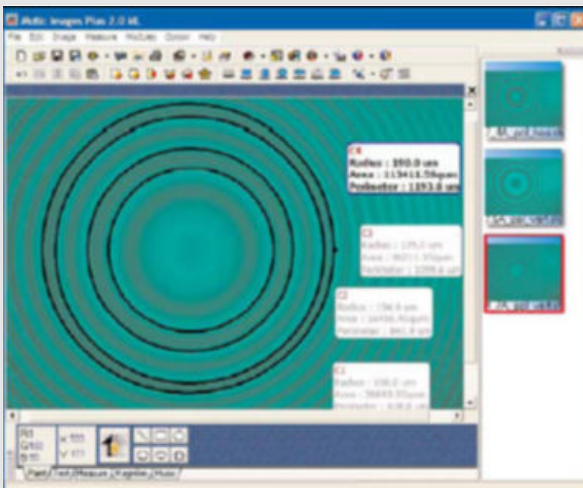
от регрессии измеренных значений и

$$\mu = 1.452, \quad h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}, \quad c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

$$\text{это дает } \mu_B = 10.1 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$$

## Оценка (4/6)

PHYWE



Скриншот программного обеспечения для вертикальной поляризации

**Аномальный эффект Зеемана для вертикальной поляризации:**

Их энергетическая разница

$$\Delta V = \frac{1}{2} \mu_B B_0 = \hbar c \Delta k = \frac{\hbar c}{2\mu t} \cdot \left(\frac{\delta}{\Delta}\right),$$

$$\text{поэтому } \mu_B = \frac{\hbar c}{\mu t B_0} \cdot \left(\frac{\delta}{\Delta}\right).$$

$$\text{При } \frac{\delta}{\Delta B_0} = 0.172 \frac{1}{\text{Тл}}$$

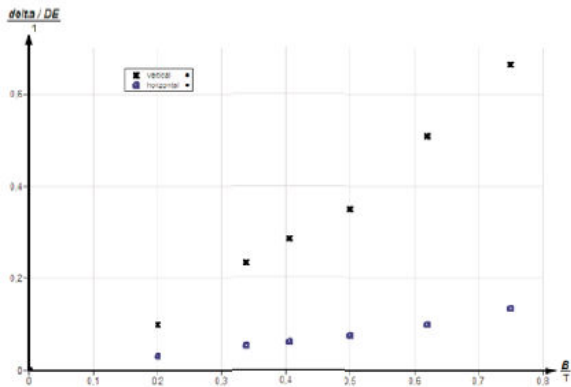
от регрессии измеренных значений и

$$\mu = 1.452, \quad h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}, \quad c = 2.99 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

$$\text{это дает } \mu_B = 8.96 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$$

## Оценка (5/6)

PHYWE



Результаты измерения для  $\delta/\Delta$  в зависимости от напряженности магнитного поля

## Аномальный эффект Зеемана:

Среднее значение для обоих составляет

$$\mu_B = 8.96 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$$

Табличное значение  $\mu_B = 9.273 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$

## Оценка (6/6)

PHYWE

Что произойдет при наличии сильных магнитных полей?

- ☐ Нарушается расщепление спектральных линий.
- ☐ Нарушается связь между орбитальным и спиновым угловыми моментами.
- ☐ Аномальный эффект Зеемана

✓ Проверить

На какой орбите происходит расщепление?

- ☐ d
- ☐ f
- ☐ p
- ☐ s

✓ Проверить

Слайд

Оценка/Всего

Слайд 58: Многочисленные задачи

0/3

Общий балл



0/3



Показать решения



Вспомнить