

### III. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА: МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

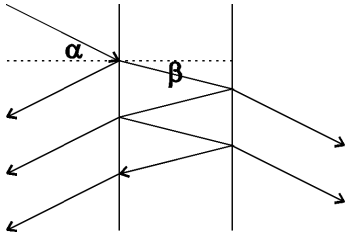


Рис. 15. Эталон Фабри-Перо

В настоящей работе по наблюдению расщепления спектральных линий в магнитном поле определяется величина этого поля и проводится качественное исследование поляризации при наблюдении поперек поля.

#### Введение

Как известно, при помещении светящегося газа в магнитное поле, спектральные линии излучаемого света расщепляются на ряд составляющих. Это явление было доказано Лоренцем на основании классической электронной теории, а затем наблюдалось на опыте Зееманом.

Расщепление спектральных линий может быть сравнительно простым (нормальный эффект) и более сложным (аномальный эффект).

Нормальный эффект заключается в том, что спектральные линии расщепляются на три поляризованных составляющих. Характер поляризации проявляется уже в том, что при наблюдении поперек поля видны все три компонента, а при наблюдении вдоль поля — только две.

Нормальный эффект дают не все линии, а только одиночные синглетные линии. Синглетными называются линии, начинающиеся и заканчивающиеся на атомарных состояниях, имеющих спиновое квантовое число  $S = 0$ , т.е. состояния, в которых спиновые моменты всех электронов скомпенсированы.

Для таких состояний множитель Ландэ, в общем виде даваемый выражением

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

здесь  $S$  - спиновое квантовое число,  $L$  - орбитальное квантовое число, а  $J$  - квантовое число, характеризующее полный орбитальный момент  $\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S$ .

Поскольку для синглетных термов  $S = 0$ , то  $J = L$  и, очевидно  $g = 1$ . В этом случае величина магнитного расщепления верхнего и нижнего термов спектрального перехода, даваемая в общем случае выражением

$$\Delta W = M_J g \mu_0 H$$

где  $M_J$  - магнитное квантовое число, принимающее ряд значений  $J, J-1, \dots, -J$  (всего  $2J+1$  значений),  $g$  - множитель Ландэ,  $\mu_0$  - магнетон бора,  $H$  - напряженность внешнего магнитного поля, упрощается и переходит в

$$\Delta W = M_J \mu_0 H$$

Учитывая правила отбора для магнитного квантового числа

$$\Delta M_J = 0$$

$\pi$  - компонента,

$$\Delta M_J = \pm 1$$

$\pm \sigma$  - компоненты,

получаем классический Зеемановский триплет с частным расщеплением

$$\Delta \nu = \frac{1}{4\pi c} \left( \frac{e}{m} \right) H$$

т.е. нормальный эффект Зеемана.

Мультиплетные линии дают сложный или аномальный эффект. Однако, в сильных магнитных полях сложный эффект переходит в простое расщепление, как и в случае нормального эффекта.

Ниже речь будет идти только о нормальном эффекте.

По классической теории расщепление спектральных линий вызывается возникающим в магнитном поле прецессиональным движением колеблющихся электронов. Квантовая теория объясняет появление спектральных составляющих как результат вызванного магнитным полем расщепления атомных уровней энергии.

Обе трактовки, применительно к нормальному эффекту, дают один и тот же результат, как для интенсивности и поляризации спектральных линий, так и для частот, а именно: составляющие, появляющиеся при наложении магнитного поля, сдвинуты по частоте от первоначальной расщепленной линии на величину

$$|d\nu| = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c}, \tag{9}$$

где  $H$  - напряженность магнитного поля;  $\frac{e}{m}$  - удельный заряд электрона (CGSM).

Из формулы 9 видно, что измерив  $H$  и  $d\nu$  можно определить  $\frac{e}{m}$ .

Переходя от частоты к длинам волн с помощью соотношения  $\lambda\nu = c$ , формулу 9 можно записать в виде:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \left(\frac{e}{m}\right) \frac{H}{4\pi}$$

Для поля в 6,000 Эрстед  $d\lambda$  в видимой области спектра имеет величину порядка 0,1 Ангстрем.

Разрешение столь близких линий возможно лишь с помощью приборов с высокой разрешающей силы.

Наиболее целесообразным является применение интерференционных спектроскопов, к числу которых принадлежит эталон Майкельсона, эталон Фабри-Перо и пластинка Люммера - Герке.

В данной работе, в качестве прибора высокой разрешающей силы для наблюдения расщепления спектральных линий, используется эталон Фабри-Перо в комбинации с монохроматором.

### Эталон Фабри-Перо и работа с ним

Простейший эталон Фабри-Перо представляет собой плоскопараллельную стеклянную пластинку, покрытую с обеих сторон отчасти прозрачным зеркальным слоем серебра. Благодаря значительному коэффициенту отражения, луч света, попавший в стекло, испытывает многократные отражения, в результате чего, как в отраженном, так и в прошедшем свете появляются группы параллельных лучей (Рис. III) Каждый из прошедших лучей отличается от своих соседей по фазе на величину, соответствующую разности хода, равной, как известно,

$$D = 2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \alpha} = 2t\mu \cos \beta$$

Где  $t$  — толщина пластинки, а  $\mu$  — показатель преломления.

Все эти лучи, интерферируя, дают максимум при условии  $\frac{D}{\lambda} = k$ , где  $k$  - целое число. Если эффект интерференции наблюдается в фокальной плоскости линзы, ось которой перпендикулярна плоскостям экрана, то на расстоянии  $Ftg\alpha$ , где  $F$  — фокусное расстояние линзы, от главного фокуса возникает светлая точка. Ясно, что при освещении эталона расходящимся пучком света, найдутся лучи, составляющие тот же угол  $Ftg\alpha$  с перпендикуляром к эталону, но лежащие в другом азимуте. Эти лучи так же соберутся в точке фокальной плоскости линзы, удаленные от главного фокуса на то же расстояние  $Ftg\alpha$ . Так как эффект интерференции для всех этих лучей будет один и тот же (постоянному  $\alpha$  отвечает постоянное  $D$ ), то в фокальной плоскости возникает светлое кольцо  $k$ -го порядка интерференции.

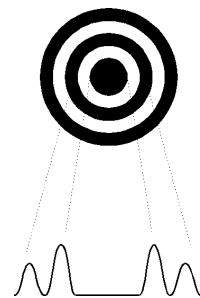


Рис. 16.

Так как в падающем пучке имеются лучи любых направлений, то помимо кольца  $k$ -го порядка возникнут кольца других порядков. Из выражения  $k = \frac{D}{\lambda} = 2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \alpha}$  видно, что центральное кольцо ( $\alpha$  - минимальное) будет иметь наивысший порядок интерференции.

Кольца больших диаметров будут иметь меньшие порядки интерференции. Если пронумеровать кольца, считая центральное кольцо первым и обозначить порядок интерференции первого кольца  $\frac{2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2 \alpha}}{\lambda} = k_1$ , то порядок интерференции второго кольца будет  $k_2 = k_1 - 1$ , третьего кольца  $k_3 = k_1 - 2$  и т.д. В принятой нумерации  $P$ -ое кольцо будет иметь порядок интерференции  $k_P = k_1 - (P - 1)$ .

Интерференционная картина, создаваемая эталоном, будет отличаться от интерференционной картины, создаваемой обычной плоскопараллельной пластинкой, тем, что интерференционные полосы будут в этом случае значительно резче. Причина повышенной резкости интерференционной картины, создаваемой эталоном Фабри-Перо, заключается в особенности интерференции большого числа лучей, приводящей к сужению интерференционных максимумов. На Рис. III??

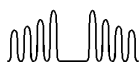
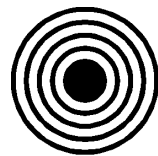


Рис. 17.

приведены картины интерференции равного наклона, полученные с помощью плоскопараллельной пластинки Рис. III и с помощью эталона Фабри–Перо Рис. ???. Сопоставление этих картин иллюстрирует подчеркнутое выше различие.

Эталон Фабри — Перо можно с успехом использовать для разрешения очень близких спектральных линий  $\lambda$  и  $\lambda_1$ .

Действительно, кольцо  $k$ -го порядка в картине, возникающей за счет света с длиной волны  $\lambda$ , имеет угловой диаметр  $\Theta = 2\alpha$  ( $\alpha$  и  $\lambda$  удовлетворяют соотношению  $\frac{2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2\alpha}}{\lambda} = k$ ), кольцо того же порядка  $k$ , но возникшее в свете длины волны  $\lambda'$  будет иметь угловой диаметр  $\Theta' = 2\alpha'$  ( $\alpha'$  и  $\lambda'$  удовлетворяют соотношению  $\frac{2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2\alpha'}}{\lambda'} = k$ ). Узость колец обеих интерференционных картин позволяет отдельно видеть даже очень близкие кольца, что и обеспечивает разрешение очень близких длин волн.

Применение эталона Фабри–Перо для измерения разности длин волн ограничено, однако, со стороны больших значений этой разности. Для того, чтобы убедиться в этом, сопоставим изменение угла  $\Delta\alpha$ , связанное с переходом от  $P$ -го кольца к  $P + 1$ -му кольцу, с изменением угла  $d\alpha$   $P$ -го кольца, обусловленным изменением длины волны на  $d\lambda$  от  $\lambda$  до  $\lambda' = \lambda + d\lambda$ . Как  $\Delta\alpha$ , так и  $d\alpha$  можно получить из условия  $2t\mu\cos\beta = k_p\lambda$ . Первому изменению  $\Delta\lambda$  будет соответствовать изменение  $k_p$  на 1, второму изменению  $d\lambda$  будет соответствовать изменение длины волны  $\lambda$  на  $d\lambda$ . Соответствующим дифференцированием получим:

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda}{2t\mu\sin\beta} = -\frac{\lambda}{2t\sin\alpha}$$

$$d\beta = -\frac{kd\lambda}{2t\mu\sin\beta} = -\frac{kd\lambda}{2t\sin\alpha}$$

Имея в виду, что  $\sin\alpha = \mu\sin\beta$  и, следовательно,  $d\alpha = \mu\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}d\beta$  имеем:

$$\Delta\alpha = -\mu\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}\frac{\lambda}{2t\sin\alpha}$$

$$d\alpha = -\mu\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}\frac{kd\lambda}{2t\sin\alpha}$$

Однозначность измерений с эталоном Фабри–Перо возможна лишь при условии  $d\alpha < \frac{1}{2}\Delta\alpha$ , ибо в противном случае, а именно, в случае, когда  $d\alpha$  может быть и меньше и больше  $\frac{1}{2}\Delta\alpha$ , теряется возможность выявления колец одного и того же порядка в интерференционных картинах различных длин волн.

Действительно, если в излучении источника, кроме длины волны  $\lambda$ , содержится еще и некоторая длина волны  $\lambda' = \lambda + d\lambda$ , то между кольцами картины, возникающей в свете длины волны  $\lambda$ , появятся еще и кольца, принадлежащие картине, создаваемой в свете длины волны  $\lambda'$ . В том случае, когда  $d\alpha$  может быть больше и меньше  $\frac{1}{2}\Delta\alpha$  этим кольцам с равным основанием можно приписать  $k$ -ый и  $k + 1$ -ый порядок, считая соответственно  $d\alpha > \frac{1}{2}\Delta\alpha$  применительно к первому варианту и  $d\alpha < \frac{1}{2}\Delta\alpha$  применительно ко второму варианту.

Если же заведомо известно, что  $d\alpha < \frac{1}{2}\Delta\alpha$ , то порядок интерференционного кольца, возникшего в свете длины волны  $\lambda'$ , должен совпадать с порядком ближайшего кольца интерференционной картины, возникшей в свете длины волны  $\lambda$ .

Таким образом, измерения будут однозначны, если  $d\alpha < \frac{1}{2}\Delta\alpha$  или когда

$$\mu\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}\frac{kd\lambda}{2t\sin\alpha} < \frac{1}{2}\mu\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}\frac{\lambda}{2t\sin\alpha}$$

т.е. когда заведомо известно, что  $d\lambda < \frac{1}{2}\frac{\lambda}{k}$ .

Отношение  $\frac{\lambda}{k} = \Delta\lambda$  называется постоянной эталона. Эта величина позволяет оценить максимальную разность длин волн  $d\lambda = \frac{1}{2}\Delta\lambda$ , которую можно измерить с помощью данного эталона без какой-либо неопределенности. Постоянная эталона показывает также, какому интервалу длин волн соответствует расстояние между соседними кольцами. Так как измерения с эталоном ведутся на основе примера центральных колец, тогда оценки величины

$$k = \frac{2t\mu\cos\beta}{\lambda}$$

можно  $\cos\beta$  считать равным 1. Тогда:

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

и постоянная эталона оказывается равной

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\mu t}$$

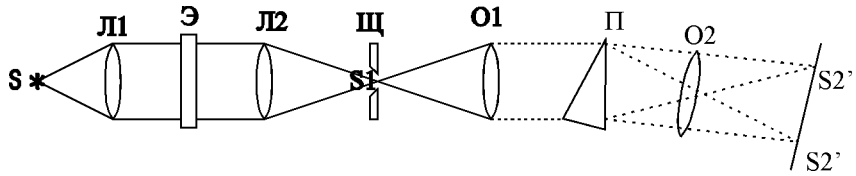


Рис. 18. Схема возможной установки

Эталон, для которого  $t = 0.5$  см и  $\mu = 1.5$  имеет постоянную равную  $\frac{\lambda^2}{2\mu t} = 0.2$  Ангстрем. Применительно к  $\lambda = 5.5 \cdot 10^{-5}$  см.

С помощью такого эталона можно произвольно измерить  $d\lambda$ , если заведомо известно, что  $d\lambda < 0.1$  Ангстрем.

Измерения с эталоном Фабри-Перо предполагают, что излучение с изучаемыми длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda'$  выделено из спектра. Присутствие других длин волн чрезвычайно усложнило бы вид интерференционной картины, а при значительных их числе вообще размывло бы ее.

Эталон Фабри-Перо обычно используют в комбинации с другим спектральным прибором, например, со спектрографом.

Возможная схема такой установки изображена на Рис. 18

Источник  $S$  устанавливается в главном фокусе линзы  $Л1$  так, что свет, прошедший линзу  $Л1$ , распространяется далее параллельными пучками. Каждой точке источника после линзы  $Л1$  будет соответствовать определенный пучок параллельных лучей.

Различным точкам источника соответствуют параллельные пучки, несколько наклоненные друг к другу. На некотором расстоянии от линзы  $Л1$  ставится линза  $Л2$ , фокусирующая эти параллельные пучки в точки. В результате преломления в линзе  $Л2$  в ее фокальной плоскости возникнет изображение источника  $S_1$ . Если между линзами  $Л1$  и  $Л2$  поставить эталон Фабри-Перо, то часть параллельных лучей, идущих между ними, будет погашена, в результате чего изображение источника в каждой длине волны было бы видно лишь вдоль максимумов интерференционной картины, соответствующих данной длине волны и имеющих форму концентрических колец; но так как источник излучает множество длин волн, то в фокальной плоскости линзы  $Л2$  все интерференционные картины наложатся друг на друга и дадут равномерное освещение всех точек изображения.

Спектрограф осуществляет разделение изображений источника по длинам волн.

Так как щель спектрографа (изображение  $S_1$ ) освещается длиной волны не во всех точках, а лишь по дугам колец соответствующей интерференционной картины, то каждая спектральная линия будет представлена системой колец данной длины волны или 2–3 системами колец, если в данной линии соединены 2–3 неразрешенных спектрографом длины волн.

Интерференционные картины могут быть зарегистрированы фотографически или промерены с помощью окулярного микрометра.

### Особенности применения эталона Фабри-Перо для измерения магнитного расщепления спектральных линий

Как уже говорилось во введении, нормальный эффект Зеемана заключается в том, что одиночная (синглетная) линия распадается под действием магнитного поля на 3 составляющих. Если при отсутствии магнитного поля данной линии соответствовала одна частота  $\nu$ , то при наличии магнитного поля ей будет соответствовать три частоты  $\nu$  и  $\nu \pm \Delta\nu$ , где

$$\Delta\nu = \frac{e H}{m 4\pi c}$$

В интерференционной картине, получаемой с помощью эталона Фабри-Перо, воздействие магнитного поля скажется в том, что у каждого кольца появятся два спутника. Один из спутников соответствующий частоте  $\nu + \Delta\nu$  (меньшая длина волны), появится с внешней стороны кольца, другой спутник, соответствующий частоте  $\nu - \Delta\nu$  (большая длина волны), появится внутри основного кольца.

С ростом  $H$  будет расти и  $\Delta\nu$ , и спутники постепенно будут удаляться от основного кольца. При этом нужно иметь в виду, что между  $P$ -м и  $P + 1$ -м кольцами появятся два добавочных кольца. Одно кольцо будет внешним спутником  $P$ -го кольца и соответствует частоте  $\nu + \Delta\nu$ , другое - внутренним спутником  $P + 1$ -го кольца и соответствует частоте  $\nu - \Delta\nu$ . По мере роста магнитного поля внутренний спутник  $P + 1$ -го кольца и наружный спутник  $P$ -го кольца будут двигаться навстречу друг другу и при некотором значении магнитного поля сольются друг с другом. Факт слияния спутников будет означать, что  $d\lambda = \frac{1}{2}\Delta\lambda$ , так как двойное встречное движение колец сблизило их как раз на угловое расстояние между соседними кольцами основной картины.

Изменение длин волн спутников относительно основной длины волны, вызванное таким полем, определяется без измерений.

Существенно обратить внимание на то, что при наличии возможности медленно увеличивать разность длин волн с помощью эталона можно измерить разность длин волн, намного превышающую постоянную эталона. В условиях магнитного расщепления увеличение разности длин волн достигается увеличением магнитного поля.

Для того, чтобы измерить разность длин волн этим методом, необходимо следить за изменением интерференционной картины в течении всего времени измерения магнитного поля.

Действительно после того, как внешний спутник  $P$ -го кольца и внутренний спутник  $P + 1$ -го кольца слились, что было при  $d\lambda = \frac{1}{2}\Delta\lambda$ , дальнейшее увеличение поля приводит к еще большему удалению спутников от основных колец. Спутники вновь разойдутся и, удаляясь от одноименных колец, будут приближаться к соседним кольцам основной системы.

Внешний спутник  $P$ -го кольца будет приближаться к  $P + 1$  кольцу, а внутренний спутник  $P + 1$ -го кольца к  $P$ -му основной системы. При некотором поле  $d\lambda = \Delta\lambda$  спутники сольются с основными кольцами. При дальнейшем увеличении поля от  $P$ -го кольца отделится внешний спутник  $P - 1$ -го кольца и расширяясь, будет приближаться к  $P + 1$ -му кольцу. Навстречу ему будет двигаться внутренний спутник  $P + 2$ -го кольца, который, оторвавшись от  $P + 1$ -го кольца, будет двигаться к  $P$ -му кольцу. При  $d\lambda = \frac{3}{2}\Delta\lambda$  они сольются и т.д.

Интерференционная картина, возникающая при случайном магнитном поле, имеет в три раза больше колец, чем картина без поля. При полях  $H_1, H_3, H_5$  и т.д. для которых  $d\lambda = \frac{1}{2}\Delta\lambda, d\lambda = \frac{3}{2}\Delta\lambda, d\lambda = \frac{5}{2}\Delta\lambda$  спутники будут попарно сливаться между собой, что приведет к числу колец в два раза большему по сравнению с картиной без поля. Наконец, при значениях поля  $H_2, H_4, H_6$  и т.д. спутники будут совпадать с кольцами основной системы и число колец будет таким же, как в картине без поля.

### Практические указания

В данной работе используется интерферометр Фабри–Перо, состоящий из двух стеклянных пластинок, разделенных воздушным промежутком, внутренние поверхности пластин полупрозрачны или плоскопараллельная стеклянная пластинка, покрытая с обеих сторон отчасти прозрачным зеркальным слоем. Нужное расстояние между зеркалами задается с помощью разделительного кольца, сделанного из инвара.

Наружные плоскости пластин составляют с плоскостями зеркал небольшой угол (примерно 0.5 градуса). Благодаря этому рефлексы от нерабочих (наружных) плоскостей уводятся в сторону. Такие интерферометры наиболее распространены в настоящее время.

(Данные эталона и источника света смотрите на самой установке). Источником света в нашей установке служит газоразрядная трубка. Газоразрядная трубка постоянно укреплена между полосами электромагнита, на который подается постоянное напряжение от универсального источника питания (УИП-1).

Оптическая система состоит из монохроматора с окуляром, двух линз и эталона Фабри–Перо.

Так как газоразрядная трубка постоянно закреплена между полюсами магнита, юстировку оптической системы проще всего проводить в следующем порядке. Широко раскрыв щель монохроматора, поворачивают его до тех пор, пока свет от газоразрядной трубки не будет проходить через всю систему монохроматора, при этом в окуляре, заменяющем выходную щель монохроматора, будет виден яркий спектр. Перемещая окуляр вдоль оси, можно сфокусировать его на изображении щели (края щели должны иметь максимальную резкость). Сфокусировать окуляр надо по той линии, по которой производятся измерения, для чего поворотом барабана следует вывести эту линию в центр зрения окуляра. После того, как источник света установлен на оптической оси коллиматора и окуляра, следует отюстировать линзу Л1 (т.е. добиться, чтобы при перемещении линзы вдоль оптической скамьи, увеличенное и уменьшенное изображения источника не сходили со щели монохроматора); затем поставить линзу Л2 (фотообъектив  $f = 13,5$  см) на расстоянии 13,5 см от щели и перемещать линзу Л2 вдоль скамьи до тех пор, пока не возникнет четкое изображение источника.

Возникновение такого изображения в плоскости щели, удаленной от линзы Л2 на фокусное расстояние, свидетельствует о том, что между линзами свет распространяется параллельными пучками. Если теперь в световой пучок, идущий между линзами Л1 и Л2, ввести эталон, то интерференция в эталоне приведет к тому, что каждая линия, и в том числе исследуемая линия, распадутся на дуги колец интерференционной картины. При этом может оказаться, что центр интерференционной картины не будет виден, на линии будут видны участки колец, соответствующие левой или правой стороне картины. Поворотом эталона вокруг вертикальной оси можно вывести центр картины на линию, в результате чего на ней будет видна средняя часть картины, включая центральное кольцо. Однако, центральное кольцо может оказаться выше или ниже центра поля зрения. В этом случае поворотом эталона вокруг горизонтальной оси следует вывести центр картины в центр поля зрения.

Если кольца интерференционной картины оказались не очень резкими, следует подфокусировать систему, перемещая линзу Л2 вдоль скамьи до возникновения максимальной резкости колец. Очень высокой резкости колец в нашей установке ожидать нельзя, т.к. спектральная трубка находится в поле остаточного намагниченного железа магнита и даже при выключенном токе приводит к некоторому неразрешенному расщеплению.

Включение тока в обмотку электромагнита приводит к заметному расщеплению колец.

Так как плоскость поляризации отщепленных линий перпендикулярна плоскости поляризации основной частоты, то вводя в систему поляризатор можно погасить в интерференционной картине либо кольца, соответствующие отщепленным частотам, либо кольца, соответствующие основной частоте.

Поляризатор вводится в оптическую систему непосредственно перед входной щелью. При введении поляризатора, интерференционная картина расфокусируется и надо вновь сфокусировать ее окуляром или вращением барабанчика объектива.

Измерения рекомендуется производить в следующем порядке: установив полероид в положение, когда основные кольца будут погашены (это делается так: сначала надо погасить отщепленные кольца, (картина не меняется при включении поля), а затем повернуть полероид на 90 градусов), увеличивать магнитное поле до тех пор, пока не произойдет слияние наружного спутника  $P$ -го кольца с внутренним спутником  $P + 1$ -го кольца. При

этом интерференционная картина будет состоять из того же числа колец, что и исходная картина (без поля), и кольца будут максимально резкими (установка на совпадение - установка на максимальную резкость).

При соответствующей величине  $d\lambda$  определить величину напряженности поля  $H$ . (Постоянная эталона  $\Delta\lambda$  и  $\frac{e}{m}$  задаются).

Определение  $H$  следует произвести для трех последовательных совпадений колец спутников.

### Требования, предъявляемые к отчету

1. Дать оптическую схему установки с изображением не только оптических деталей, но и световых пучком.
2. Привести таблицу наблюдений и найденные величины расщепления  $d\lambda$ .
3. Привести расчет напряженности магнитного поля  $H$  с оценкой погрешности.

### Литература

По магнитному расщеплению спектральных линий:

1. Ландсберг, "Оптика", Наука, 1976, глава XXXI.
2. Шпольский, "Атомная физика", т I, §§73–74; т II, §196.
3. Фриш С.Э., "Оптические спектры атомов", М, 1963, с. 331–375.

По теории эталона

1. Фриш С.Э., "Техника спектроскопии", §§29 - 31

### Условные обозначения

$H$  — напряженность магнитного поля;

$\nu$  — оптическая частота;

$\frac{e}{m}$  — удельный заряд электрона (CGSM);

$\lambda$  — длина волны;

$t$  — толщина пластинки Фабри–Перро;

$D$  — разность хода для двух волн;

$\mu$  — показатель преломления пластинки Фабри–Перро;

$k$  — целое число (порядок интерференции);

$\alpha$  — угол падения луча;

$F$  — фокусное расстояние линзы;

$\Theta$  — угловой диаметр;

$\beta$  — угол преломления;

$\Delta\lambda$  — постоянная эталона Фабри–Перро;