

4. МЕТОДИКА АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

§ 1. Астрофотография и фотографическая фотометрия.

Фотографический метод наблюдений был основным в первой половине XX века. Его преимущества перед вытесненным им визуальным методом – это объективность (отсутствие субъективных ошибок, присущих визуальному методу), документальность (возможность архивирования и повторной обработки фотопластинок), большая проникающая сила, обусловленная возможностью накопления эффекта путем увеличения времени экспонирования и панорамность (возможность одновременного фиксирования большого числа элементов изображения). Одной из главных целей астрофизических наблюдений является получение сведений о мощности излучения. Фотографическая пластинка позволяет измерять плотность почернения, от которой необходимо перейти к блеску объекта (для точечных источников) или поверхностной яркости (для протяженных). И здесь проявляются основные недостатки фотопластинки как приемника излучения – нелинейность реакции и большие шумы. Это привело к постепенному вытеснению во второй половине XX века фотографических методов фотоэлектрическими, лишенными этих недостатков. Однако панорамность фотопластинок пока еще не превзойдена, и они продолжают использоваться при обзорных наблюдениях на широкоугольных инструментах, в частности камерах Шмидта.

Фотографическая фотометрия может быть относительной и абсолютной. В первом случае необходимо перейти от плотностей почернения к освещенностям, выражающимся в некоторых произвольных относительных единицах. В случае абсолютной фотометрии нужно выразить эти освещенности в абсолютных единицах (звездных величинах в той или иной фотометрической системе для точечных объектов и поверхностных яркостях, обычно m/\square ”, в случае протяженных объектов). В соответствии с этим в случае относительной фотометрии необходимо получение двух снимков: рабочего и калибровочного, абсолютная фотометрия требует еще стандартизационного снимка. Методика калибровки и стандартизации различна для протяженных и точечных объектов.

а). Протяженные объекты.

В случае протяженных объектов для калибровки в лаборатории получают снимок объекта с известным относительным распределением яркости. Это может быть снимок трубчатого фотометра или фотометрического клина. В первом случае шкала относительных освещенностей задается площадью входных отверстий трубок фотометра (т.е. прибор не требует предварительной фотометрической калибровки), во втором – линейной координатой точки с измеряемой плотностью на клине (здесь нужна предварительная фотометрическая калибровка клина). Измерение на снимке плотностей почернения марок трубчатого фотометра или ряда точек фотометрического клина позволяет построить характеристическую кривую. Эта кривая используется для перехода от плотностей почернения на рабочем снимке к освещенностям, что решает задачу относительной фотометрии. Поскольку характеристическая кривая очень сильно зависит от условий проявления, оба снимка должны проявляться *одновременно*. (В случае абсолютной фотометрии и стандартизационный снимок тоже).

Абсолютная фотометрия протяженных объектов представляет собой гораздо более сложную задачу, прежде всего потому, что на небе нет подходящих стандартов. Для деталей солнечного диска в качестве стандарта берется яркость его центра, которая практически не меняется со временем. Ее еще можно использовать для солнечной короны, строя изображение Солнца на экране и фотографируя его с помощью камеры-обскуры. Но для слабых ночных объектов приходится прибегать к ухищрениям, используя разного рода предварительные наблюдения. Трудность состоит еще в том, что рабочий и стандартизационный снимки часто по необходимости получаются не

одновременно, причем зенитные расстояния (а следовательно, и атмосферное ослабление излучения) оказываются различными.

Одна из возможностей – использовать в качестве стандарта внефокальный диск звезды с известной звездной величиной. В этом случае звезда представляется протяженным источником, яркость которого зависит от звездной величины звезды и диаметра внефокального диска. Имея в виду, что освещенность E от объекта яркости B , видимого под телесным углом $d\omega$ есть $E=Bd\omega$, а изображение звезды представляется диском диаметра d'' , т.е. $d\omega = \pi d''^2/4$, получим после логарифмирования и умножения на -2.5 , что яркость звездного диска в m/\square есть $\mu = m + 2.5 \lg(\pi d''^2/4)$, где m – звездная величина звезды, известная заранее. Для поверхностной яркости объекта получим, очевидно

$$\mu = m + 2.5 \lg(\pi d''^2/4) - 2.5 \lg(E_{об}/E_{зв}), \quad (4.1)$$

где $E_{об}$ и $E_{зв}$ – освещенности от точек объекта и внефокального диска звезды, найденные по почернениям после использования характеристической кривой и вычитания освещенности от фона неба. Объект всегда наблюдается на фоне неба и $E_{об} = E_{об+ф} - E_{ф}$

Существенным недостатком описанного метода стандартизации является необходимость учета прозрачности атмосферы из-за неодновременности получения рабочего и стандартизационного снимков и разницы зенитных расстояний при их получении. Оба эти недостатка преодолеваются использованием двухэтажной кассеты, в которой центральная часть, где получается изображение объекта, располагается в фокусе, а края пластинки выдвигаются из фокуса, так что там получают внефокальные изображения окрестных звезд. Здесь влияние атмосферы исключалось бы полностью, если бы спектральный состав излучения звезд и исследуемого объекта был бы одинаков, что часто не выполняется (напомним, что ослабление света в атмосфере зависит от длины волны). Кроме того изображения внефокальных дисков на краях поля отягчены aberrациями, например в рефлекторах внефокальное изображение из кольца, каким оно является в центре, превращается в сложную фигуру неравномерной яркости и возникают трудности с определением величины $E_{зв}$. Звездные величины окрестных звезд должны быть найдены из специальных наблюдений.

Лучшую точность дают следующие способы стандартизации: по фотоэлектрическим “маркам” в объекте (галактике, туманности и т.п.) и по параллельным фотоэлектрическим оценкам яркости фона неба. Пусть k – площадь квадратной измерительной диафрагмы микрофотометра при измерениях плотности почернения и измерения проведены сплошным образом (диафрагмы покрывают все изображение объекта и близлежащего фона, вплотную прилегая друг к другу). В первом способе фотоэлектрически измеряются звездные величины “марок”, т.е. участков объекта существенно большего размера, чем диафрагма фотометра; это позволяет найти звездную величину “марки” с достаточно высокой точностью. Суммирование в пределах марки найденных в результате калибровки освещенностей (разумеется, после вычитания фона неба) и сопоставление полученных сумм со звездной величиной “марки” позволяет найти детальное распределение яркости в объекте с разрешением, определяемым размером измерительной диафрагмы:

$$\mu = m_M + 2.5 \lg \sum E_i + 2.5 \lg k - 2.5 \lg E_i$$

Сумма первых трех слагаемых в правой части – есть постоянная пластинки. Ошибка в ее определении вносит систематическую ошибку в величины μ . Основная ошибка здесь связана с неточностью суммирования (неточным определением положения “марки” в объекте).

При отсутствии стандартизационного снимка в качестве стандарта можно использовать яркость фона неба. Но поскольку яркость фона сильно переменная величина, это дает очень грубую оценку. Однако если одновременно с рабочим снимком произвести оценку

яркости фона в непосредственной близости от исследуемого объекта, то стандартизация по фону дает даже лучшие результаты, чем предыдущий метод. Правда при этом способе требуется одновременная работа на двух телескопах. Если фон неба оценивается фотоэлектрически с диафрагмой диаметром d , средняя освещенность от фона на пластинке E_n и оценка яркости m_n , то

$$\mu = m_n + 2.5 \lg(\pi d^2/4) + 2.5 \lg E_n - 2.5 \lg E_i. \quad (4.2)$$

б). Точечные объекты.

Для точечных объектов калибровка негативов – сложная задача, поскольку лабораторные источники “мертвы”, тогда как изображения звезд из-за влияния атмосферы “живут”, и фотографический эффект оказывается различным. Поэтому калибровку приходится производить по звездам. Калибровочная кривая (теперь это уже не характеристическая кривая, используемая для калибровки в случае протяженных объектов) в случае относительной фотометрии строится по звездам с известными звездными величинами. В максимально идентичных условиях получают рабочий снимок и калибровочный. Измерение калибровочного снимка дает кривую зависимости плотности почернения от звездной величины. Входя в эту кривую с плотностями почернения исследуемых звезд, находят их звездные величины. При такой методике калибровочный снимок является одновременно стандартизационным.

Трудность калибровки заключается в осуществлении идентичности условий получения двух снимков (равенство зенитных расстояний, одинаковый фон неба и т.п.). Поэтому желательно иметь стандартные звезды на том же снимке, что и исследуемые. Методика двойной экспозиции на одну пластинку не позволяет обойти все трудности, поскольку для фотопластинки небезразлично, какая из освещенностей (большая или меньшая) действовала на эмульсию сначала. Поэтому при изучении звезд в некоторой области или изучения переменного объекта фотоэлектрически определяют величины достаточного для построения калибровочной кривой числа звезд в окрестности переменной или в исследуемой площадке. По ним строится калибровочная кривая, обеспечивающая и стандартизацию.

Существуют также методы абсолютного построения калибровочной кривой. Например, можно получить два снимка одной и той же области, содержащей достаточное количество звезд разной яркости, на одном из которых звезды ослаблены (например диафрагмированием входного отверстия телескопа) на k звездных величин. Измерение пластинок позволяет определить зависимость $D' = \psi(D)$. Считая, что калибровочная кривая есть функция $D = \varphi(m)$, имеем $\psi[\varphi(m)] = \varphi(m+k)$. Шварцшильд указал ряд аналитических решений этого функционального уравнения. На практике решение ищется графически. Метод может использоваться для продления шкалы звездных величин в область более слабых звезд, однако в настоящее время он практически не используется. Предпочтение отдается относительному (дифференциальному) методу определения звездных величин.

Из-за больших шумов случайные ошибки фотографических определений могут достигать 0.05^m , наличие возможных систематических ошибок приводит к тому, что реальная точность оказывается не лучше 0.1^m .

§ 2. Фотометрические системы.

Звездная величина объекта есть мера полного количества энергии, принятой приемником излучения:

$$m = -2.5 \lg \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) S(\lambda) d\lambda + const \quad (4.3)$$

где $I(\lambda)$ – распределение энергии в спектре объекта, $S(\lambda)$ – кривая реакции аппаратуры, определяемая комбинацией телескопа, светофильтров и приемника излучения; интегрирование ведется в интервале, где подынтегральная функция отлична от нуля.

Кривая $S(\lambda)$ определяют фотометрическую систему наблюдений. По существу, каждый наблюдатель ведет наблюдения в своей собственной фотометрической системе. Однако необходимость сравнения результатов разных авторов требует принятия какой-либо стандартной системы. В качестве стандартной естественно выбрать такую систему, в которой выполнено большое число высокоточных наблюдений. Каждому наблюдателю рекомендуется изучить связь собственной системы со стандартной и редуцировать свои результаты к стандартной системе. Это позволяет не только сравнивать результаты наблюдений разных авторов, но и использовать при дальнейшем анализе соотношения, полученные ранее при использовании стандартной системы.

Первые попытки создания стандартной системы были предприняты для стандартизации фотографических m_{pg} и фотовизуальных m_{pv} величин, получаемых фотографическим путем (практически система фотовизуальных величин идентична системе визуальных величин, использующих в качестве приемника излучения глаз наблюдателя). Нуль-пункт систем был установлен по звездам, расположенным вблизи от Северного полюса неба, величины которых были увязаны между собой в шкале Погсона, причем для связи между системами было принято, что значение показателя цвета $c.i. = m_{pg} - m_{pv}$ равняется 0 для звезд типа A0. Величины m_{pg} и m_{pv} для звезд Северного Полярного Ряда были приняты на съезде Международного Астрономического Союза (МАС) в 1922 году. Соответствующая система была названа Интернациональной. Серьезным недостатком системы m_{pg} было то, что при выводе величин звезд Северного Полярного Ряда использовались наблюдения, полученные как с рефлекторами, так и с рефракторами, поглощающими ультрафиолетовое излучение, к которому приемник (несенсибилизированная фотопластинка) чувствителен. Кроме того, ожидавшаяся связь показателя цвета звезды, дающего отношение освещенностей в синей и зеленой областях спектра, с ее температурой оказалась неоднозначной. Причина этого выяснилась после работы Трюмлера, в 1930 году доказавшего существование межзвездного поглощения, приводящего к покраснению звезд. В 30-х годах Беккер показал, что температурное покраснение и покраснение, обусловленное межзвездным поглощением, можно разделить, если использовать систему трех величин. Им была предложена осуществляемая фотографически система RGU с эффективными длинами волн 6380\AA (R), 4810\AA (G) и 3730\AA (U). Сейчас это представляет лишь исторический интерес.

В зависимости от ширины полос реакции системы подразделяются на широкополосные (ширина полос около 1000\AA), среднесплошные (ширина $200 - 500\text{\AA}$) и узкополосные, ориентированные на изучение отдельных спектральных деталей (ширина около 100\AA и меньше). Одна из целей проведения фотометрических наблюдений – это получение информации об $I(\lambda)$ по величинам m , распределенным по спектру, в случае, когда непосредственное определение $I(\lambda)$ затруднено из-за слабости объекта. Ясно, что среднесплошные системы будут давать более детальные сведения об $I(\lambda)$, чем широкополосные, но проникающая сила при использовании среднесплошных систем будет хуже.

В 40-50-х годах после появления высокочувствительных фотоумножителей была сделана попытка осуществить Интернациональную систему фотоэлектрическим путем. Эта система, известная как PV - система, не получила широкого распространения как из-за недостатков, свойственных Интернациональной системе, так и потому, что в 50-х годах Джонсоном была фотоэлектрически осуществлена трехцветная фотометрическая система UBV , в которой были выполнены наблюдения огромного числа звезд. Эта система по молчаливому соглашению астрономов была принята в качестве стандартной широкополосной системы. Вскоре система была продолжена в красную и ближнюю инфракрасную области спектра. В таблице 4.1 приведены данные об используемой сейчас

многоцветной широкополосной системе: название полосы (величина), эффективная длина волны и полуширина полосы (в ИК области расположение и ширины полос связаны с положением и ширинами окон прозрачности в земной атмосфере).

Таблица 4.1. Сведения о стандартной широкополосной системе.

Полоса	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>Q</i>
$\lambda_0, \text{мкм}$	0.36	0.44	0.55	0.70	0.88	1.25	1.62	2.2	3.5	5.0	10.4	20.0
$\Delta\lambda, \text{мкм}$	0.04	0.10	0.08	0.21	0.22	0.3	0.2	0.6	0.9	1.1	6.0	5.5

Очевидно, что переход от собственной фотометрической системы к стандартной будет тем проще, чем ближе полосы реакции собственной системы к полосам реакции стандартной системы. При осуществлении собственной системы телескоп и приемник излучения фиксированы (подбор экземпляра приемника с наилучшими для астрономических наблюдений характеристиками проводится предварительно в ходе лабораторных исследований). Можно варьировать только марки стекол фильтров и их толщины.

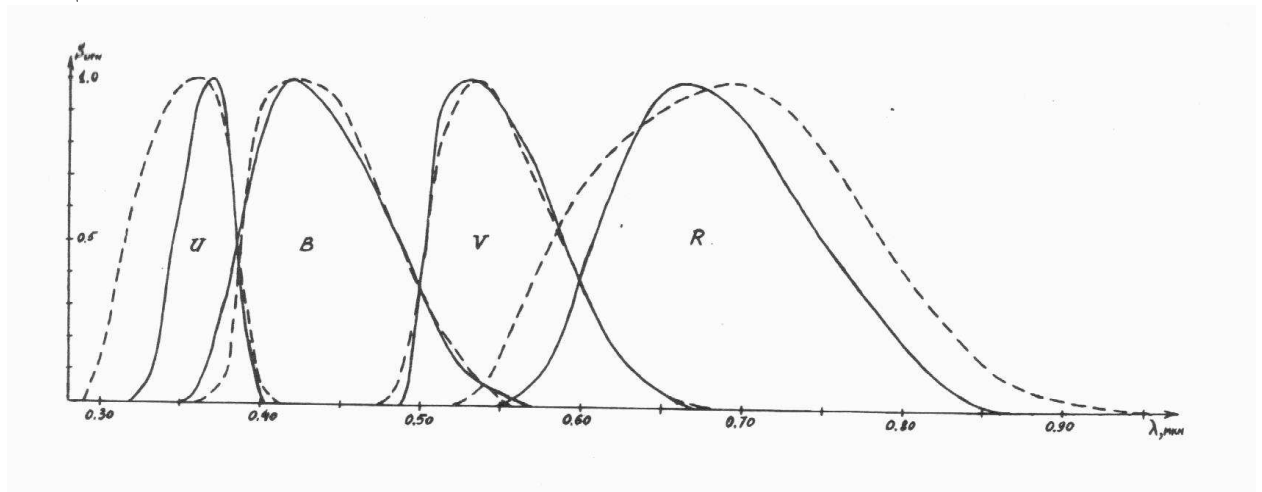


Рис. 4.1. Расчетные кривые реакции системы телескоп-фотометр 48-см телескопа с фильтрами *ubvr* (сплошные кривые); пунктир – кривые реакции системы *UBVR*.

На рис.4.1 приведены расчетные кривые реакции системы телескоп-фотометр для 48-см рефлектора СПбГУ с фильтрами *ubvr* (сплошные кривые). Пунктир – кривые стандартной системы. За исключением полосы *U*, которую при использовании мультищелочного катода и стеклянных фильтров не удастся получить нужной ширины из-за необходимости убрать красную утечку в ультрафиолетовых стеклах, согласие достаточно хорошее. Ниже будут приведены формулы для перехода от системы *ubvr* к стандартной системе. На рис. 4.2 приведены расчетные кривые реакции в случае фотографических *UBV* наблюдений. Подбор эмульсий и фильтров позволяет получить кривые реакции, очень близкие к кривым реакции системы *UBV*.

Для определения зависимостей, связывающих величину *V* и показатели цвета (обычно при наблюдениях находятся не величины в других полосах, а показатели цвета, поскольку точность их определения выше, чем величин), выполняются специальные наблюдения.

В случае близких систем связи линейны и могут быть представлены формулами

$$\begin{aligned}
 V &= v + \zeta_v + \varepsilon(b-v) \\
 B-V &= \mu(b-v) + \zeta_{bv} \\
 U-B &= \psi(u-b) + \zeta_{ub} \\
 V-R &= \chi(v-r) + \zeta_{vr}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

и т.д.,

где малыми буквами обозначены заатмосферные величины и показатели цвета в собственной фотометрической системе, а большими – в стандартной.

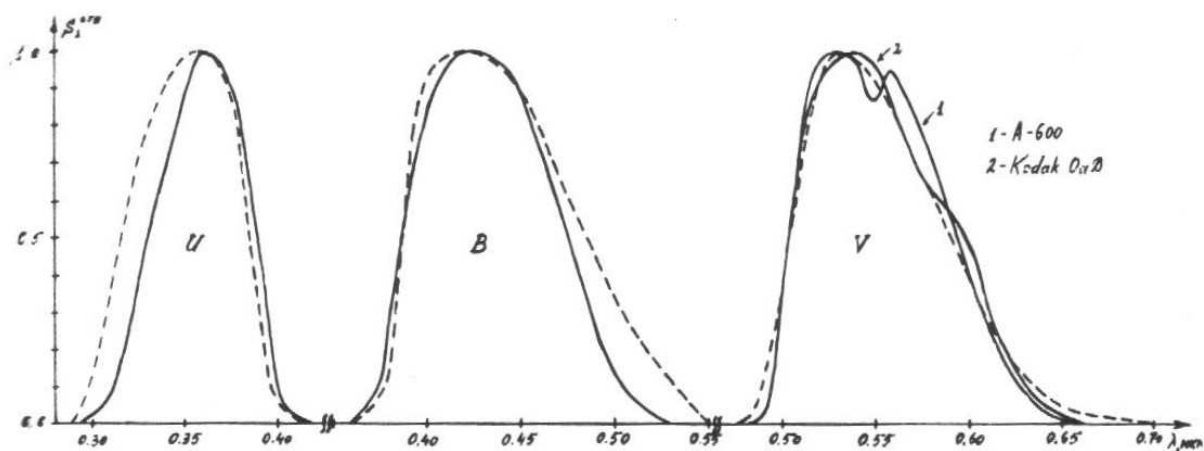


Рис 4.2. Кривые реакции системы *uvv* при фотографических наблюдениях – сплошные линии; пунктир – кривые реакции системы *UBV*.

Если система стабильна, то для трансформации данных, полученных в собственной системе, в стандартную систему необходимо определить из наблюдений коэффициенты ϵ , μ , ψ , χ и *т.д.* и ζ_{bv} , ζ_{ub} , ζ_{vr} и *т.д.*, которые постоянны (коэффициент ζ_v , зависящий от абсолютной чувствительности аппаратуры, определяется каждую ночь по стандартной звезде). Наблюдения должны также подтвердить правильность представления зависимостей линейными функциями.

Сопоставление систем удобно делать по наблюдениям скоплений, содержащих достаточное количество относительно ярких звезд (для которых точность наблюдений естественно выше) с показателями цвета в широком интервале. Подходящими для этих целей являются скопления IC 4665, NGC 6882-5 и др.

Рис. 4.3 иллюстрирует результаты исследования фотометрической системы комбинации телескоп-фотометр для 48-см рефлектора СПбГУ по наблюдениям скопления NGC 6882-5 в полосах *uvv*. Видно, что связи между величинами и показателями цвета линейны. В идеальном случае должно быть $\epsilon = 0$, μ , ψ и *т.д.* равны 1. В случае, представленном на рис.4.3, $\epsilon = 0.02$, $\mu = 1.04$, $\psi = 1.00$, что говорит об удачном подборе фильтров при осуществлении собственной фотометрической системы.

Существует довольно много среднеполосных фотометрических систем, предназначенных для решения конкретных астрофизических задач, но соглашения о том, какая из них принимается за стандартную нет. Для изучения распределения энергии в спектре наиболее подходящими являются Аризонская среднеполосная система, представляет интерес также Вильнюсская среднеполосная система. Сведения о начальном варианте Аризонской системы представлены в табл. 4.2, в которой указано название полосы (величина), эффективная длина волны и полуширина полосы реакции.

Таблица 4.2. Сведения об Аризонской среднеполосной системе.

Полоса	«33»	«35»	«37»	«40»	«45»	«52»	«58»	«63»
$\lambda_0, \text{Å}$	3370	3530	3750	4020	4590	5180	5830	6350
$\Delta\lambda, \text{Å}$	100	100	90	200	220	220	220	270

В дальнейшем были добавлены еще пять инфракрасных величин с длинами волн 7240Å, 8000Å, 8580Å, 9850Å и 11080Å и с полуширинами 450 - 680 Å.

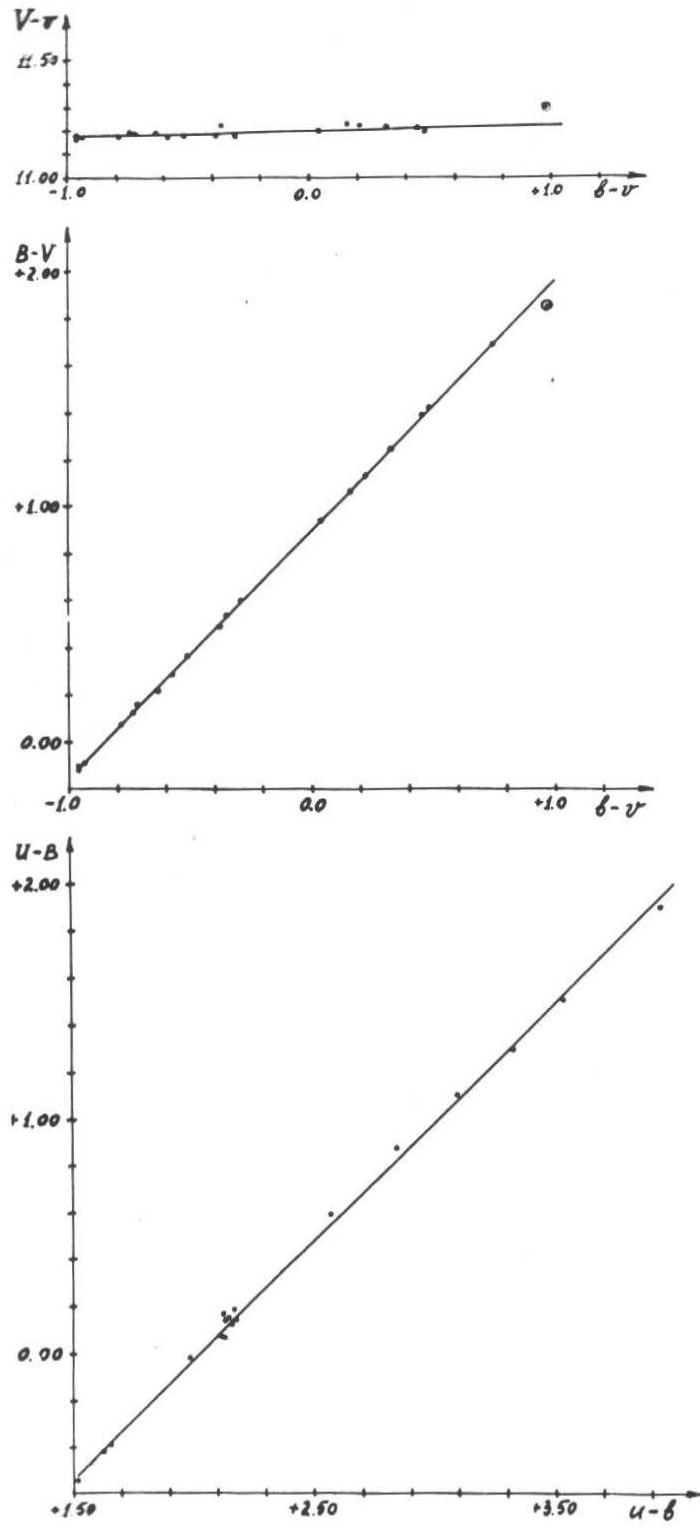


Рис. 4.3. Сравнение систем ubv и UBV по наблюдениям скопления NGC 6882-5.

Кривые реакции Вильнюсской среднелосной системы приведены на рис. 4.4. Она осуществлена с помощью стеклянных фильтров. Имеется также вариант, использующий интерференционные фильтры. Полуширины полос составляют от 200\AA до 260\AA (400\AA для полосы U).

Исчерпывающие сведения о фотометрических системах и их использовании для решения разного рода астрофизических задач даются в книге В.Страйжиса «Многоцветная фотометрия звезд».

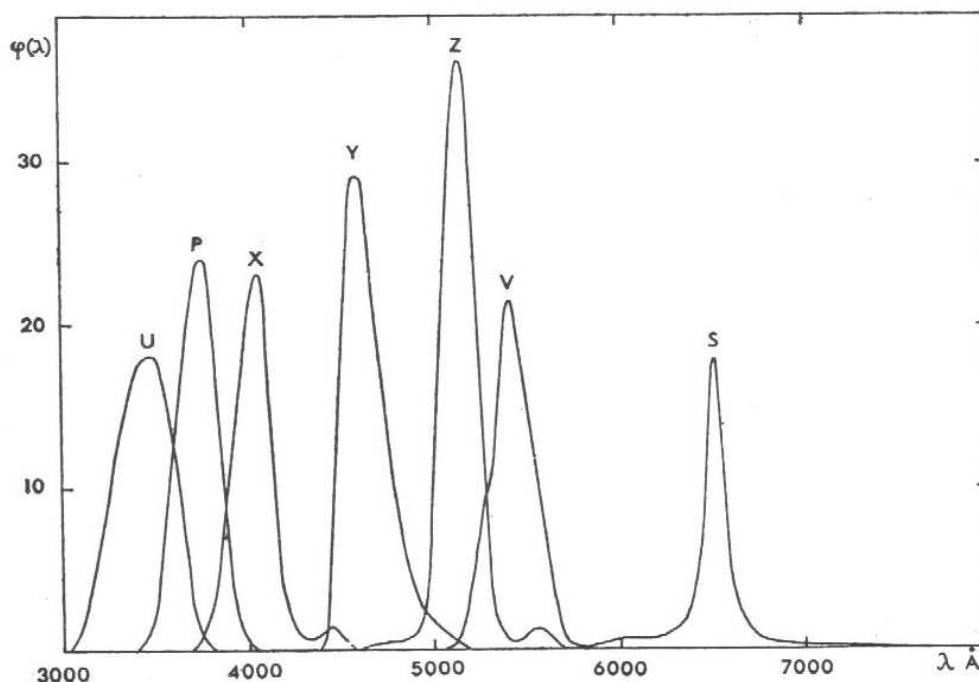


Рис. 4.4. Кривые реакции Вильнюсской среднеполосной системы.

§ 3. Методика фотоэлектрической фотометрии.

В случае наблюдений с фотоумножителем реальная точность для непределенно слабых объектов может составлять 0.01^m . Однако реализовать эту точность не так просто. Прежде всего, надо контролировать абсолютную чувствительность аппаратуры по стандартному источнику света (обычно радиоактивному эталону). Если аппаратура отлажена, то успех наблюдений зависит от тщательности внесения поправки за атмосферное поглощение. Вынесение за атмосферу производится в соответствии с формулой (1.6), которая верна для монохроматического излучения. Ширина полос реакции вносит дополнительные трудности. Действительно, из формулы (4.3) следует, что при наблюдении звезд с разным распределением энергии эффективная длина волны наблюдения будет различной – она будет тем больше, чем краснее звезда. И показатель ослабления, согласно рис. 1.4, будет зависеть от цвета звезды. Наблюдения показывают, что он связан с показателем цвета звезды линейным образом, т.е.

$$k_{\lambda} = k_{1,\lambda} + k_{2,\lambda} C_z,$$

где C_z – наблюдаемый на зенитном расстоянии z показатель цвета. Как уже говорилось, при наблюдениях обычно находится одна из величин (допустим v) и, вместо величин в других полосах, показатели цвета, поскольку точность их определения выше, чем величин. Мы проведем рассмотрение для случая b, v –наблюдений; для других полос формулы и методика аналогичны. Формулы для вынесения за атмосферу будут иметь вид

$$\begin{aligned} v &= v_z - k_v \sec z \\ b-v &= (b-v)_z - k_{bv} \sec z. \end{aligned} \quad (4.5)$$

(здесь $k_{bv} = k_b - k_v$; физический смысл этих величин – ослабление в зените). Как мы только что выяснили, величины k зависят от наблюдаемого показателя цвета объекта:

$$\begin{aligned} k_v &= k_{1,v} + k_{2,v} (b-v)_z \\ k_{bv} &= k_{1,bv} + k_{2,bv} (b-v)_z. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Здесь $k_{1,v}$ и $k_{1,bv}$ – главные коэффициенты экстинкции, $k_{2,v}$ и $k_{2,bv}$ – коэффициенты второго порядка. Коэффициенты второго порядка малы по сравнению с главными коэффициентами и практически постоянны, поскольку их появление обусловлено шириной полосы реакции, которая неизменна. Поэтому они могут быть определены однажды и в дальнейшем могут считаться известными. Главные коэффициенты меняются в зависимости от обстоятельств наблюдений.

Подстановка (4.6) в (4.5) дает рабочие формулы для вынесения за атмосферу:

$$\begin{aligned} v &= v_z - k_{1,v} \sec z - k_{2,v} (b-v)_z \sec z \\ b-v &= (b-v)_z - k_{1,bv} \sec z - k_{2,bv} (b-v)_z \sec z. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Для того, чтобы ими воспользоваться, надо знать значения коэффициентов экстинкции на момент наблюдения.

Из формулы (1.6) следует, что в случае неизменности коэффициента k он может быть найден как угловой коэффициент прямой, дающей зависимость m_z от $\sec z$. Прямая называется Бугеровской прямой. Этот метод требует длительных наблюдений, поскольку для получения достаточной точности звезда должна покрыть большой интервал зенитных расстояний ($k = \Delta m / \Delta \sec z$, и знаменатель не должен быть малым). Однако прозрачность атмосферы может меняться, и нужно иметь способ быстрого определения показателя экстинкции. Если коэффициенты второго порядка определены и система величин установлена, т.е. известны заатмосферные величины и показатели цвета стандартных звезд в собственной системе, то определение главных коэффициентов экстинкции занимает около 10 минут.

Наблюдаются две звезды с известными заатмосферными величинами и показателями цвета, одна из которых находится на малом зенитном расстоянии, а вторая на зенитном расстоянии около 60° (вообще наблюдать на $z > 60^\circ$ без крайней необходимости не следует). Применяя формулы (4.7) к обеим звездам и вычитая соответствующие выражения, получим:

$$\begin{aligned} \Delta v &= \Delta[v_z - k_{2,v} (b-v)_z \sec z] - k_{1,v} \Delta \sec z \\ \Delta(b-v) &= \Delta[(b-v)_z - k_{2,bv} (b-v)_z \sec z] - k_{1,bv} \Delta \sec z, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} k_{1,v} &= \{\Delta[v_z - k_{2,v} (b-v)_z \sec z] - \Delta v\} / \Delta \sec z \\ k_{1,bv} &= \{\Delta[(b-v)_z - k_{2,bv} (b-v)_z \sec z] - \Delta(b-v)\} / \Delta \sec z. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Определение коэффициентов второго порядка производится по наблюдениям двойной звезды или расположенных рядом двух звезд с сильно отличающимися показателями цвета (например, β Cyg, γ And или двух звезд скопления). Пара наблюдается на разных зенитных расстояниях, что занимает длительный промежуток времени. Применяя (4.7) к звездам пары и вычитая соответствующие выражения, получим, учитывая, что $\sec z$ у обеих звезд одинаков:

$$\begin{aligned} \Delta v_z &= \Delta v + k_{2,v} \Delta (b-v)_z \sec z \\ \Delta (b-v)_z &= \Delta (b-v) + k_{2,bv} \Delta (b-v)_z \sec z. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Из (4.9) следует, что коэффициенты второго порядка $k_{2,v}$ и $k_{2,bv}$ могут быть найдены как угловые коэффициенты прямых $\Delta v_z = f[\Delta (b-v)_z \sec z]$ и $\Delta (b-v)_z = f[\Delta (b-v)_z \sec z]$. Имея в виду, что коэффициенты второго порядка малы и наблюдения для их определения занимают длительный промежуток времени, определение коэффициентов второго порядка должно проводиться в ночь со стабильной (разумеется, хорошей) прозрачностью.

Коэффициенты второго порядка существенны для коротковолновой области, где кривая $k(\lambda)$ (см. рис. 1.4) идет с большим градиентом. В длинноволновой области, где градиент мал, различия в эффективной длине волны наблюдений для звезд с разным распределением энергии практически не меняет величины $k(\lambda)$, и коэффициенты второго порядка равны 0. Для кривых реакции, представленных на рис.4.1, были получены такие значения коэффициентов второго порядка: $k_{2,ub} = + 0.03$, $k_{2,bv} = - 0.04$, $k_{2,v} = 0.00$, $k_{2,vr} = 0.00$.

Стандартная процедура наблюдательной ночи при фотоэлектрических наблюдениях состоит из быстрого определения главных коэффициентов экстинкции по парам стандартных звезд (обычно для повышения точности берется 2-3 пары), затем наблюдений программных звезд и фона неба около них, перемежающихся регулярным наблюдением эталона и стандартной звезды для контроля за изменениями абсолютной чувствительности аппаратуры и прозрачности, и завершающего определения главных коэффициентов по парам звезд (опять 2-3 пары).

Разумеется, при обработке из полученных отсчетов (на звезду + фон) должны быть вычтены отсчеты на фон неба, наблюдавшийся около звезды. Благодаря линейности реакции приемника эта редукция не вызывает затруднений. Полученные значения отсчетов на звезду n_{vz} , n_{bz} переводятся в звездные величины:

$$v_z = -2.5 \lg n_{vz}$$

$$(b-v)_z = -2.5 \lg(n_{bz}/n_{vz}).$$

Далее используются формулы (4.7).

Фотометрическая процедура значительно упрощается, если ведутся дифференциальные измерения. В этом случае определяются разности звездных величин и показателей цвета исследуемого объекта и стандартной звезды. Из формул (4.7) получаем (с учетом того, что $k_{2,v} = 0$):

$$\Delta v = \Delta v_z - k_{1,v} \Delta \sec z$$

$$\Delta (b-v) = \Delta (b-v)_z - k_{1b,v} \Delta \sec z - k_{2b,v} \Delta [(b-v)_z \sec z]. \quad (4.10)$$

Далее, если стандартная звезда расположена в непосредственной близости от исследуемого объекта, так что $\sec z$ для них один и тот же, имеем

$$\Delta v = \Delta v_z$$

$$\Delta (b-v) = \Delta (b-v)_z (1 - k_{2b,v} \sec z).$$

Использование этих формул дает точность выше 0.02^m при $\Delta \sec z < 0.05$, что на зенитном расстоянии 60° соответствует $\Delta z < 48'$. Таким образом, звезда сравнения может быть удалена от исследуемого объекта на $48'$ (в случае неблагоприятного ее расположения) или даже больше. Если это условие не выполняется, то нужно использовать формулы (4.10). Но поскольку $\Delta \sec z$ мало, можно использовать средние значения главных коэффициентов экстинкции. Дифференциальная фотометрия позволяет, таким образом, избавиться от неприятной процедуры определения главных коэффициентов экстинкции.

В случае среднеполосных и узкополосных систем фотометрическая процедура упрощается, поскольку нет зависимости коэффициента экстинкции от показателя цвета звезды и коэффициенты второго порядка равны 0.

Фотоэлектрическая фотометрия с приемниками с зарядовой связью (ПЗС, в иностранной литературе CCD) используется сейчас наиболее часто в связи с их высоким квантовым выходом (чувствительностью), малыми шумами, линейностью реакции и большим динамическим диапазоном. Соответствующий набор фильтров позволяет осуществить фотометрическую систему, близкую к стандартной UBV системе и включающую величины R_c и I_c . Полосы, определяющие эти величины, несколько смещены относительно стандартных полос R и I системы Джонсона в коротковолновую сторону (это связано с красной границей чувствительности используемых сейчас ПЗС-приемников).

Результатом использования ПЗС-приемника является матрица по числу пикселей, составляющих приемник, каждый элемент которой содержит сведения об упавшем на пиксел световом потоке. Поскольку чувствительность пикселей несколько различна, необходимо предварительно внести поправку за неравномерность чувствительности. Матрица чувствительности определяется по кадру «плоского поля», получаемому при направлении телескопа на равномерно засвеченный купол башни или сумеречное небо. Еще раньше вычитается «темновой» кадр, получаемый при отсутствии засветки.

Исключаются также данные с «мертвых» и «горячих» пикселей. При необходимости данные для этих пикселей находятся интерполированием.

Полученная после первичной обработки матрица используется при дальнейшем анализе. Наличие на кадре звезды с известной звездной величиной позволяет провести стандартизацию, поскольку в отличие от фотографии ее можно проводить по фокальным изображениям звезд – необходимо просто просуммировать отсчеты от пикселей, которые находятся в пределах изображения звезды.

Методы звездной фотометрии можно подразделить на две группы: апертурную фотометрию и PSF(Point Spread Function)-фотометрию. В первом случае суммирование ведется в пределах апертуры фиксированного размера и затем, чтобы учесть вклад обрезанной части профиля изображения, в результат вносится так называемая поправка за апертуру, которая зависит от качества изображения и определяется для каждого кадра индивидуально по одной или нескольким ярким звездам. При этом предполагается, что форма профиля для всех звезд в кадре одинакова.

То же предположение лежит в основе PSF-фотометрии. Профиль звездного изображения задается заранее либо эмпирической функцией, либо какой-либо модельной функцией, например, гауссианой. Полученные с заданным PSF-профилем звездные величины затем исправляются за потери небольшой части потока излучения во внешних областях изображения. При обработке используются программы из пакетов MIDAS, IRAF и др., а также собственные программы, созданные наблюдателями.

В случае точечных объектов фотометрия является по существу дифференциальной. Если же в поле нет стандартов с известными звездными величинами и стандарты приходится наблюдать отдельно, необходимо вносить поправки за атмосферную экстинкцию. Часто это делается с использованием средних коэффициентов ослабления. Стандартные звезды используются также для внесения поправок за систему. Имеются обширные списки таких звезд.

§ 3. Методика спектральных наблюдений

Спектральные наблюдения могут быть двух типов: спектроскопические, в ходе которых определяются длины волн спектральных деталей, и спектрофотометрические, при которых определяется распределение энергии в спектре небесного объекта (спектрофотометрия непрерывного спектра и спектрофотометрия линий).

а) Спектроскопические наблюдения.

В результате спектральных наблюдений получается регистрограмма спектра, позволяющая измерить линейную координату x вдоль спектра. Для перехода от x к длине волны λ нужно знать дисперсионную кривую спектрального прибора, которая определяется по спектру сравнения, который должен присутствовать на регистрограмме спектра. Для его получения края щели спектрографа подсвечиваются источником, в спектре которого имеется достаточное количество линий с известными длинами волн. Измерение координат x этих линий и сопоставление их с табличными значениями λ дает дисперсионную кривую. В качестве источника спектра сравнения раньше использовалась железная дуга, сейчас используются аргоново-неонные трубки.

Дисперсионная кривая зависит от типа спектрографа. У призмного спектрографа это приблизительно гипербола, у дифракционного – прямая. В первом случае дисперсионная кривая представляется формулой

$$\lambda - \lambda_0 = C / (x - x_0). \quad (4.11)$$

В этой формуле три неизвестных параметра λ_0 , C и x_0 , для определения которых нужно иметь три уравнения типа (4.11). В исследуемом участке спектра выбираются три линии в спектре сравнения, для которых измерена координата x и есть табличная длина волны λ . Две линии берутся по краям, одна в середине участка. Решение системы трех уравнений дает необходимые параметры λ_0 , C и x_0 . Подставляя теперь в (4.11) значения x для

спектральных линий можно определить их длины волн. Пусть в результате подстановки получены некоторые значения λ' . Подстановка x для линий спектра сравнения показывает, однако, что $\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = 0$ только для тех линий, по которым определялись параметры (это контролирует правильность решения системы). Для других линий спектра сравнения $\Delta\lambda \neq 0$. Это связано с тем, что дисперсионная кривая не в точности гипербола. Определение по линиям спектра сравнения зависимости $\Delta\lambda(x)$ (часто представляемой в графической форме) решает задачу. Для линий в исследуемом спектре по аргументу x по формуле (4.11), в которой коэффициенты известны, находится λ' и по зависимости $\Delta\lambda(x)$ – поправка $\Delta\lambda$. Длина волны детали в исследуемом спектре будет $\lambda = \lambda' + \Delta\lambda$.

В случае дифракционного спектрографа дисперсионная кривая представляется формулой $\lambda = ax + \lambda_0$. Здесь два неизвестных параметра, для определения которых берутся две линии по краям исследуемого участка спектра. Определение зависимости $\Delta\lambda(x)$ также необходимо.

Иногда спектр сравнения отсутствует. В этом случае для построения дисперсионной кривой приходится пользоваться деталями, имеющимися в исследуемом спектре. В спектрах звезд присутствуют линии, возникающие в Земной атмосфере (они называются теллурическими). Их длины волн неизменны и известны достаточно хорошо. Если их удастся найти и отождествить в спектре, то по ним можно построить дисперсионную кривую. В спектрах слабых объектов всегда присутствуют эмиссионные линии ночного неба – их длины волн хорошо известны. На регистрограммах, полученных в неудачно расположенных обсерваториях, видны и линии ночного освещения – обычно линии ртути). И те, и другие можно использовать для построения дисперсионной кривой. Точность при этом получается хуже, чем при использовании спектра сравнения.

б) Спектрофотометрические наблюдения.

Спектрофотометрические наблюдения решают две основных задачи: определение распределения энергии в непрерывном спектре (спектрофотометрия непрерывного спектра) и спектрофотометрическое изучение отдельных спектральных деталей (спектрофотометрия линий). В первом случае спектральное разрешение не очень существенно, во втором требуется высокое разрешение.

Конечной целью спектрофотометрии непрерывного спектра является определения абсолютного распределения энергии в спектре исследуемого объекта $I(\lambda)$. Наблюдения ведутся дифференциально – спектр исследуемого объекта сравнивается со спектром стандарта, для которого известно распределение энергии $I_0(\lambda)$ в абсолютных единицах. Если $i(\lambda)$ и $i_0(\lambda)$ – относительные распределения энергии в спектрах исследуемого и стандартного объектов, то, очевидно, $I(\lambda) / I_0(\lambda) = i(\lambda) / i_0(\lambda)$. Дифференциальное сравнение спектров дает отношение $j(\lambda) = i(\lambda) / i_0(\lambda)$, и, следовательно $I(\lambda) = I_0(\lambda) j(\lambda)$. При определении $j(\lambda)$ исследуемый и стандартный объект должны наблюдаться в максимально идентичных условиях (фокусировка телескопа, ширина щели спектрографа и положение объекта на щели, ширина щели фотометра, сканирующего спектр и т.п.). По необходимости почти всегда объекты наблюдаются на разных зенитных расстояниях, поэтому приведение к одному и тому зенитному расстоянию (или вынесение за атмосферу) требует определения показателя экстинкции $k(\lambda)$. Он определяется методами, аналогичными используемым в фотометрии. Неодновременность получения регистрограмм спектров также может внести трудности в связи с переменностью экстинкции.

В качестве основного стандарта используется абсолютно черное тело, поскольку его излучение в абсолютных единицах определяется температурой, которую можно установить и поддерживать в течение некоторого времени. Однако абсолютно черное тело осуществляется в лаборатории, и прямое дифференциальное сравнение с ним небесного объекта невозможно. Необходимы промежуточные этапы. Сравнением с абсолютно черным телом калибруют ленточные лампы, которые уже можно использовать вне стен лаборатории. С ленточной лампой сравнивается первичный спектрофотометрический

стандарт, в качестве которого была выбрана Вега (α Lyr). Лампа относится на значительное расстояние от телескопа, чтобы фокусировка его при наведении на лампу и звезду не нарушалась, и определяют распределение энергии в спектре Веги привязкой к спектру лампы. Трудностью здесь является необходимость учета ослабления света в атмосфере как для звезды, так и для лампы, поскольку она достаточно удалена от телескопа. Распределение энергии в спектре Веги приведено на рис. 4.5.

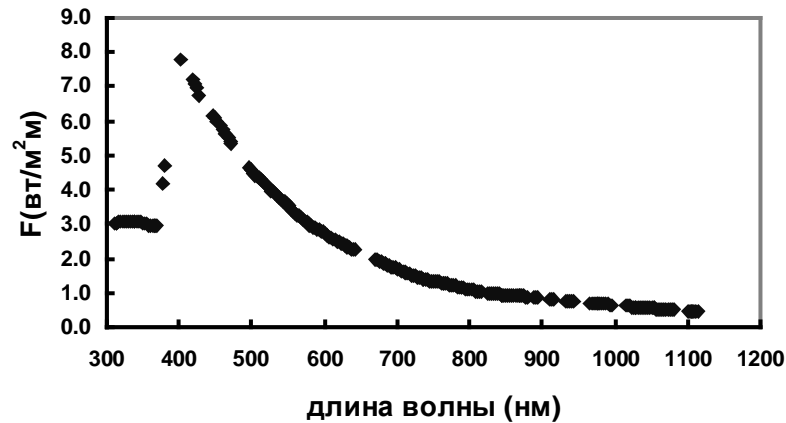


Рис.4.5. Распределение энергии в спектре Веги в абсолютных единицах.

Однако одного спектрофотометрического стандарта (который, между прочим, не виден в значительной части южного полушария и не всегда может наблюдаться в северном) явно недостаточно. Поэтому по небу распределены вторичные стандарты, которые привязаны к Веге или непосредственно, или через посредство других вторичных стандартов.

Результаты абсолютной спектрофотометрии интересны не только сами по себе (например, для определения температур звезд), но позволяют определить постоянную в формуле (4.3), что необходимо для перехода от звездных величин в той или иной системе к плотностям потоков (удельным освещенностям). Для примера ниже приведены формулы для перехода от звездных величин к плотностям потоков в mJ_n для системы U, B, V, R_c, I_c :

$$\begin{aligned}
 \lg E_U &= 6.258 - 0.4 U \\
 \lg E_B &= 6.629 - 0.4 B \\
 \lg E_V &= 6.561 - 0.4 V \\
 \lg E_{R_c} &= 6.489 - 0.4 R_c \\
 \lg E_{I_c} &= 6.407 - 0.4 I_c .
 \end{aligned}
 \tag{4.12}$$

При спектрофотометрии линий определяются их профили и эквивалентные ширины (см. рис. 4.6) Профилем линии называется зависимость от длины волны отношения интенсивности в линии I_λ к интенсивности в той же длине волны непрерывного спектра I_λ^0 :

$$r_\lambda = I_\lambda / I_\lambda^0 . \tag{4.13}$$

Если величину I_λ можно непосредственно измерить по регистрограмме, то величину I_λ^0 приходится находить интерполированием континуума из областей вне крыльев линии. Это может оказаться сложным в случае блендирования линий. Если линий очень много (как это имеет место у звезд поздних спектральных классов) проведение непрерывного спектра и его интерполирование в область линии могут оказаться проблемой. Профиль линии характеризуют часто *полушириной* линии, т.е. ее шириной там, где падение ее интенсивности равно половине падения интенсивности в центре линии.

Площадь, заключенная между профилем линии и уровнем непрерывного спектра (принятым за 1), определяет *эквивалентную ширину* линии:

$$W_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (1 - r_\lambda) d\lambda \quad (4.14)$$

Она измеряется шириной равновеликого прямоугольника, высота которого равна 1.

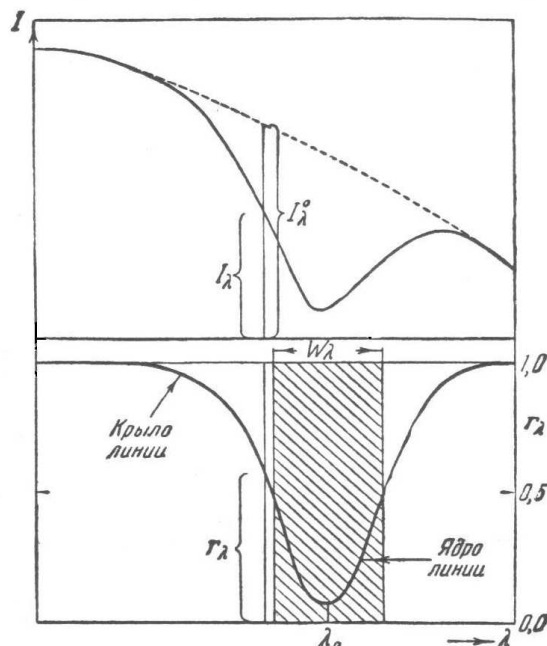


Рис.4.6. К определению профиля линии и ее эквивалентной ширины

Эквивалентная ширина характеризует полное поглощение в линии и связана с числом поглощающих атомов, тем самым давая возможность определять химический состав атмосферы звезды.

Ясно, что при нахождении W_λ определяющим является проведение непрерывного спектра. Ошибка в широкой части профиля в 5% может дать ошибку в эквивалентной ширине $\approx 50\%$. Ошибка же в центральной интенсивности r_0 на величине W_λ почти не скажется.

При массовом определении эквивалентных ширин слабых линий оказывается необязательным строить их профили. Можно считать, что $r(\lambda)$ зависит от λ единым образом, и тогда W_λ оказывается пропорциональной $(1 - r_0)$. Честное измерение эквивалентных ширин нескольких линий позволяет найти коэффициент пропорциональности с нужной точностью. В дальнейшем для определения эквивалентных ширин линий достаточно определять лишь их центральные интенсивности.

Профиль линии искажается влиянием ширины щели спектрографа и дифракционными явлениями. Поэтому в точных работах по определению профилей линий необходимо учитывать инструментальный профиль. Для его построения можно использовать узкие линии, например, наблюдаемые в спектре криптоновой трубки. Полученный для таких линий профиль есть инструментальный профиль. Обозначим его через $A(x)$, где x – расстояние от центра линии.

Рассмотрим рис.4.7. Инструментальное расширение линии вызвано тем, что каждая бесконечно тонкая полоска истинного профиля будет расширена в виде инструментального профиля, а интенсивность в точке есть результат наложения всех крыльев инструментального профиля. Обозначим расстояние точки наблюдаемого профиля от середины линии через l , а расстояние от этой точки до какой-либо элементарной полоски через x . Пусть $i(l)$ – истинный профиль. Тогда интенсивность, перенесенная в точку l с расстояния x , будет $i(l-x) A(x) dx$. Проинтегрировав это выражение по всем x , получим наблюдаемый профиль $i_n(l)$:

$$i_i(l) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(l-x) A(x) dx \quad (4.15)$$

Решение этого интегрального уравнения позволяет найти истинный профиль $i(l)$ по наблюдаемому и инструментальному.

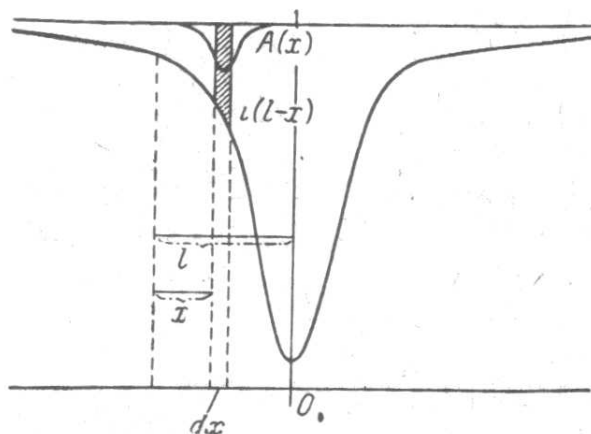


Рис. 4.7. К исправлению наблюдаемого профиля за инструментальный.

Особенно просто производится исправление за инструментальный профиль, если и истинный профиль и инструментальный считать гауссианами. Пусть

$$i(l) = i_o \exp[-(l/a)^2]; \quad A(x) = (1/b\sqrt{\pi}) \exp[-(x/a)^2]. \quad (4.16)$$

Подставляя (4.16) в (4.15), получим

$$i_n(l) = \{i_o / \sqrt{1 + (b/a)^2}\} \exp[-l^2 / (a^2 + b^2)].$$

Таким образом, наблюдаемый профиль является гауссианой с центральной интенсивностью, уменьшающейся с ростом отношения b/a . При $b/a \approx 1/4$ глубина линии уменьшится всего на 3%. Вместе с тем увеличивается ширина линии. Полуширина линии истинного профиля $(\Delta\lambda)_o$ вычисляется из соотношения $i_o/2 = i_o \exp\{-[(\Delta\lambda)_o/2a]^2\}$, откуда

$$(\Delta\lambda)_o = 2a\sqrt{\ln 2} = 1.66a.$$

Для наблюдаемого профиля получим

$$[(\Delta\lambda)_o]_n = 1.66a\sqrt{1 + (b/a)^2}.$$

Таким образом, при $b/a \leq 1/4$ производить учет инструментального профиля нет надобности. Не следует производить эту операцию и при $b/a > 4$, так как в этом случае наблюдаемый профиль линии является чисто инструментальным и никакой информации об истинном профиле получить не удастся.

§ 3. Методика астрополяриметрических наблюдений

Наиболее общим случаем является случай эллиптической поляризации, когда проекция окончания электрического вектора на плоскость, перпендикулярную распространению света, описывает эллипс (в пространстве это будет эллиптическая винтовая линия). Эллипс характеризуется размером (a – большая полуось), формой (отношение полуосей b/a) и ориентацией (θ) (см. рис.4.8). Иногда удобно характеризовать форму параметром β , определяемым выражением $\tan \beta = b/a$.

При описании поляризованного света удобнее перейти от векторов к интенсивностям, имея в виду, что $I \sim E^2$ и характеризовать свет четырьмя параметрами, имеющими размерность интенсивности – параметрами Стокса (I_p, Q, U, V). Связь параметров Стокса (их четыре) с величинами, характеризующими эллипс (их три), дается нижеследующими

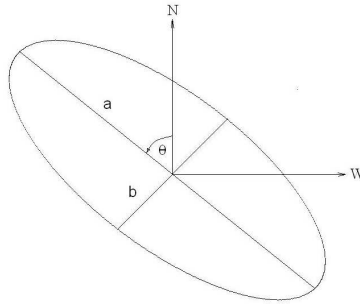


Рис.4.8. Эллипс, описываемый концом электрического вектора при эллиптической поляризации.

выражениями (первое из них дает связь между параметрами Стокса, поскольку независимых параметров должно быть три).

$$\begin{aligned}
 I_p &= (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \\
 Q &= I_p \cos 2\beta \cos 2\theta \\
 U &= I_p \cos 2\beta \sin 2\theta \\
 V &= I_p \sin 2\beta.
 \end{aligned}$$

При $b/a = 0$ ($\operatorname{tg} \beta = 0$, $\beta = 0$, $\sin 2\beta = 0$, $\cos 2\beta = 1$) эллипс вырождается в прямую. Соответствующая поляризация называется линейной (именно такая поляризация чаще всего наблюдается у небесных объектов). В этом случае $V = 0$, и свет характеризуется тремя параметрами

$$\begin{aligned}
 I_p &= (Q^2 + U^2)^{1/2} \\
 Q &= I_p \cos 2\theta \\
 U &= I_p \sin 2\theta.
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

При $b/a = 1$ ($\operatorname{tg} \beta = 1$, $\beta = \pi/4$, $2\beta = \pi/2$, $\sin 2\beta = 1$, $\cos 2\beta = 0$) эллипс вырождается в окружность. Соответствующая поляризация называется циркулярной; для нее $U = Q = 0$, $V = I_p$.

Обычно световой поток состоит частично из естественного света и частично из поляризованного. Остановимся на случае частично линейно поляризованного света. Пусть I – полная интенсивность светового потока, I_0 – интенсивность естественного света, I_p – интенсивность поляризованного света. Тогда $I = I_0 + I_p$. Величина

$$P = I_p / I = I_p / (I_0 + I_p) \tag{4.18}$$

называется степенью поляризации; часто ее выражают в процентах $p = 100 \% P$. Пусть θ_0 – направление колебаний в поляризованном потоке. Тогда для полного потока θ_0 будет направлением преимущественных колебаний электрического вектора (для краткости часто говорят направление поляризации). Величины P и θ_0 называются параметрами поляризации и подлежат определению в ходе поляризационных наблюдений. Из (4.18) ясно, что для определения степени поляризации достаточно знать I и I_p в относительных единицах. Однако для полной характеристики частично линейно поляризованного света необходимо еще определить полную интенсивность I в абсолютных единицах, что является задачей фотометрии.

Для проведения поляризационного анализа необходимо иметь приспособление, позволяющее выделять излучение с определенным направлением колебаний электрического вектора. Такие приспособления носят название анализаторов. Идеальный анализатор должен полностью пропускать излучение с некоторым направлением поляризации и полностью гасить излучение с перпендикулярным ему направлением.

Пусть анализатор, на который падает излучение с интенсивностью I_p и направлением поляризации θ_0 , пропускает излучение с направлением θ . Тогда, согласно закону Малюса, интенсивность пропущенного света будет $I_\theta = I_p \cos^2(\theta - \theta_0)$. Анализатор пропускает

половину естественного света, поэтому для частично плоско поляризованного света будем иметь

$$I_{\theta} = \frac{1}{2}I_0 + I_p \cos^2(\theta - \theta_0). \quad (4.19)$$

Из (4.19) следует, что $I(\theta_0) = \frac{1}{2}I_0 + I_p = I_{\max}$, а $I(\theta_0 + 90^\circ) = \frac{1}{2}I_0 = I_{\min}$. Отсюда $I_p = I_{\max} - I_{\min}$, $I = I_{\max} + I_{\min}$; следовательно, для степени поляризации получаем

$$P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}). \quad (4.20)$$

Это одна из принципиальных возможностей определения параметров поляризации. Вращая анализатор, фиксируют угол, при котором пропущенный поток максимален (это есть θ_0) и максимальное значение потока, затем, поворачивая анализатор на 90° , фиксируют минимальное значение потока и находят степень поляризации по формуле (4.20).

Как видно из формулы (4.19), полное описание частично линейно поляризованного света дается тремя параметрами: I_0 , I_p и θ_0 (иместо I_0 , I_p это могут быть I_0 , P или I , P). Поэтому для их определения достаточно трех измерений потока при трех положениях анализатора. Удобно брать эти положения максимально разнесенными по периоду (который равен 180°). Пусть при положениях анализатора 0° , 60° и 120° зафиксированы потоки I_1 , I_2 и I_3 . Тогда параметры, характеризующие излучение, находятся по следующим формулам, называемым формулами Фесенкова:

$$\begin{aligned} P &= 2[I_1(I_1 - I_2) + I_2(I_2 - I_3) + I_3(I_3 - I_1)]^{1/2} / (I_1 + I_2 + I_3), \\ \operatorname{tg} 2\theta_0 &= 3^{1/2} (I_2 - I_3) / (2I_1 - I_2 - I_3), \\ I &= \frac{2}{3}(I_1 + I_2 + I_3). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Часто для определения параметров поляризации используется следующий прием. Запишем (4.19) для угла $\theta + 90^\circ$:

$$I_{\theta+90} = \frac{1}{2}I_0 + I_p \sin^2(\theta - \theta_0) \quad (4.22)$$

Вычитая (4.22) из (4.19) и складывая эти выражения, получим

$$I_{\theta} - I_{\theta+90} = I_p \cos 2(\theta - \theta_0)$$

$$I_{\theta} + I_{\theta+90} = I.$$

Разделив первое из этих выражений на второе и введя обозначение $(I_{\theta} - I_{\theta+90}) / (I_{\theta} + I_{\theta+90}) = P_{\theta}$ получим

$$P_{\theta} = P \cos 2(\theta - \theta_0). \quad (4.23)$$

Здесь два параметра, для нахождения которых надо знать P_{θ} для двух значений θ . Удобно взять углы, отличающиеся на 45°

$$P_{\theta+45} = -P \sin 2(\theta - \theta_0) \quad (4.24)$$

Комбинируя (4.23) и (4.24), получим формулы, носящие название формул Пиккеринга

$$\begin{aligned} P &= (P_{\theta}^2 + P_{\theta+45}^2)^{1/2} \\ \operatorname{tg} 2\theta_0 &= P_{\theta+45} / P_{\theta}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Отметим, что для применения формул Пиккеринга необходимо провести измерения при *четырёх* положениях анализатора 0° , 90° , 45° и 135° . Иногда определяют P_{θ} не для двух θ , а для большего числа углов. Затем для определения параметров поляризации способом наименьших квадратов решается избыточная система уравнений (4.23).

Иногда находят поляризационную разность в звездных величинах $\Delta m_p = 2.5 \lg(I_{\max} / I_{\min})$. Тогда $P = \operatorname{th} 0.46 \Delta m_p$ или при $\Delta m_p < 0.1^m$ будет $P = 0.46 \Delta m_p$. Имея в виду (4.23), для определения Δm_p и θ_0 необходимо найти значения Δm по крайней мере для двух углов θ , поскольку $\Delta m(\theta) = \Delta m_p \cos 2(\theta - \theta_0)$. Удобно взять углы, отличающиеся на 45° ; тогда получаются формулы, аналогичные формулам Пиккеринга. При большем числе углов решается избыточная система уравнений.

Рассмотрев возможности определения параметров поляризации, обсудим методику проведения поляризационных наблюдений. Из формул следует, что определение параметров поляризации сводится к измерениям интенсивностей. При определении интенсивности основным источником ошибок является влияние атмосферы и изменения чувствительности аппаратуры. Специфика астрополяриметрических наблюдений состоит в том, что выбранная методика должна позволить либо исключить эти ошибки, либо возможно больше их уменьшить и дать возможность исправить их при последующей обработке.

(i). Неудобство формулы (4.20). Ясно, что она может использоваться там, где происходит непосредственная регистрация (on line) - например, при использовании в качестве приемника ФЭУ, и абсолютно непригодна при фотографических наблюдениях и наблюдениях с ПЗС приемниками. Но и в случае непосредственной регистрации флуктуации потока не позволяют найти точно положение θ , при котором $I = I_{\max}$. Кроме того, изменения чувствительности аппаратуры и прозрачности атмосферы могут внести ошибки, так как I_{\max} и I_{\min} определяются последовательно.

(ii). Формулы Фесенкова. Они могут использоваться при любом типе регистрации

(iii). Формулы Пиккеринга; они также могут использоваться при любом типе регистрации.

В смысле учета изменений прозрачности и чувствительности (iii) лучше, чем (ii), так как здесь 2 отсчета дают безразмерную (относительную) величину P_{θ} , и изменения, происшедшие между получением отсчетов для определения величин P_{θ} и $P_{\theta+45}$ не вносят ошибки. Для использования формул Фесенкова надо получить при неизменных условиях 3 отсчета. Однако время наблюдения при использовании формул Фесенкова меньше (для применения формул Пиккеринга надо получить 4 отсчета).

Использование формул Пиккеринга особенно удобно, когда два отсчета для определения I_{θ} и $I_{\theta+90}$ получаются одновременно, что возможно при использовании анализаторов, разделяющих пространственно потоки с взаимно-перпендикулярными направлениями поляризации, например, призмы Волластона.

Фотоэлектрический поляриметр это по существу фотометр + анализатор. Двухканальный поляриметр это, начиная с анализатора (призмы с двойным изображением) два фотометра. Двухканальный поляриметр особенно хорош при наблюдениях ярких объектов, так как позволяет скомпенсировать атмосферные шумы, определяющие точность в этом случае. Для слабых объектов точность регистрации определяется шумами аппаратуры (а здесь 2 ФЭУ), и два канала лучше, чем один, лишь постольку, поскольку один из пучков не пропадает, и данные обоих каналов могут быть использованы для определения параметров поляризации (мы имеем одновременно два определения, и если характеристики ФЭУ одинаковы, выигрыш в $\sqrt{2}$ раз). Регистрация ведется в каждом канале независимо.

Помимо этих источников ошибок существуют и другие. Например, неполная поляризующая способность анализатора или векторный эффект ФЭУ. Свойства анализатора исследуются в лаборатории и находится поправочный множитель k' , переводящий наблюдаемую степень поляризации в истинную ($P = k'P_{\text{набл}}$). Векторный эффект состоит в том, что приемник по-разному реагирует на излучение с разным направлением поляризации (особенно часто это бывает у ФЭУ с наклонным катодом). Поэтому изменения наблюдаемой интенсивности при вращении анализатора будет происходить не только из-за наличия поляризации, но и из-за векторного эффекта, и различить эти вещи невозможно. Для устранения влияния векторного эффекта между анализатором, после которого идет линейно поляризованный пучок, и приемником ставится деполяризующее устройство. При относительно узкополосных наблюдениях можно использовать четвертьволновую пластинку, преобразующую линейную поляризацию в циркулярную, тем самым устраняя влияние векторного эффекта. В случае широкополосных наблюдений используется деполяризатор Лию, состоящий из двух кварцевых пластинок. Он поворачивает плоскость поляризации на разные углы в

зависимости от длины волны, и в случае широкого спектрального диапазона падающий на него линейно поляризованный свет превращается в естественный.

При фотографических наблюдениях и наблюдениях с ПЗС приемниками может использоваться как методика Фесенкова, так и методика Пиккеринга, которая опять является более предпочтительной, особенно при использовании анализаторов, раздваивающих изображение (для точечных объектов лишь эта методика и применяется на практике). Призма Волластона, устанавливаемая недалеко от фокуса, дает два изображения, создаваемые пучками с взаимно-перпендикулярным направлением поляризации. Сравнение двух кадров, полученных при положениях анализатора, отличающихся на 45° , позволяет применить формулы Пиккеринга. Недостатком метода является удвоение фона неба и аберрации, которые может внести призма, работающая в сходящемся пучке.

В случае протяженных объектов большой неприятностью является наложение изображений. Нужно использовать призму с большим углом двоения, но при этом аберрации оказываются значительными. От наложения можно избавиться, если в фокальной плоскости телескопа поставить решетку и затем систему коллиматор-камера (как в спектрографах) с помещенной между ними призмой Волластона. Ширина прутьев решетки и угол двоения подбираются так, чтобы два изображения щели решетки образовывались рядом. В этом случае кадр дает сведения и половине объекта; сдвинув изображение в фокальной плоскости телескопа на ширину щели, получают кадр для другой половины объекта. Затем поворачивают устройство на 45° и получают еще два кадра. Обработка четырех изображений позволяет по формулам Пиккеринга найти распределение поляризации в протяженном объекте. При такой методике нет ни удвоения фона неба, ни аберраций, даваемых призмой Волластона, работающей в сходящемся пучке, однако и сами наблюдения, и обработка вызывают трудности (не говоря уже о трудностях создания специального прибора, который носит название поляриграф Эмана).

Несколько слов об изучении циркулярной поляризации. Удобных анализаторов циркулярной поляризации нет. Поэтому ее преобразуют в плоскую, внося разность фаз. Простейший способ – четвертьволновая пластинка, определенным образом ориентированная относительно стоящего за ней поляроида. После прохождения света через пластинку имевшаяся циркулярная поляризация превращается в линейную с направлением поляризации, составляющим угол в 45° с направлением оси пластинки. Затем этот линейно поляризованный свет анализируется обычным способом. Найденная степень поляризации есть степень циркулярной поляризации.

Что касается эллиптической поляризации, то анализатор не может отличить ее от линейной. Поэтому поступают следующим образом. Определяют θ_0 и под углом 45° к θ_0 ставят четвертьволновую пластинку. Тогда, если поляризация линейная, то она станет циркулярной и анализатор ее не будет анализировать; если была эллиптическая поляризация, то она станет линейной и анализатор позволит найти степень эллиптической поляризации.