
Миронов А.В.

**ОСНОВЫ
астрофотометрии.
Практические основы
фотометрии и
спектрофотометрии
звезд**

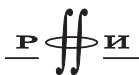


МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 523.03, 523.08

ББК 22.63

М 64



*Издание осуществлено при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований по проекту 07-02-07010*

Миронов А.В. **Основы астрофотометрии. Практические основы фотометрии и спектрофотометрии звёзд.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 260 с. — ISBN 978-5-9221-0935-2.

Книга посвящена изложению основ звёздной фотометрии и спектрофотометрии. Рассматриваются основные типы приемников излучения, применяемых в астрономии, и влияние земной атмосферы на прохождение излучения. Обсуждаются распределение энергии в спектрах звезд основных спектральных типов и важнейшие многоцветные фотометрические системы. Представлены методы проведения астрофотометрических наблюдений и их обработки.

Книга рассчитана на астрономов и астрофизиков, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей, а также на физиков, интересующихся методами звёздной фотометрии и спектрами звёзд.

ISBN 978-5-9221-0935-2

© ФИЗМАТЛИТ, 2008

© А. В. Миронов, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
Введение	7
Глава 1. Основные понятия, величины и формулы гетерохромной фотометрии	11
1.1. Свет и излучение	11
1.2. Оптический диапазон электромагнитного излучения	12
1.3. Основные задачи астрофотометрии.	14
1.4. Энергетические величины, характеризующие излучение.	15
1.5. Спектральная чувствительность регистрирующего прибора. Понятия и терминология	19
1.6. Гетерохромная звёздная величина	22
1.7. Показатель цвета и связь фотометрических систем.	24
1.8. Об ошибках при астрофотометрических измерениях	26
1.9. Вынос	27
Глава 2. История и содержание некоторых фотометрических каталогов	31
2.1. Начало начал	31
2.2. VD и HD	38
2.3. Фотография и фотографические звёздные величины	44
2.4. Система <i>UBV</i>	45
2.5. Новые каталоги.	47
Глава 3. Астрономическая фотография и фотографическая фотометрия	50
3.1. Фотографическая фотометрия с телескопами-астрографами	50
3.2. Фотографическая фотометрия с рефлекторами	61
3.3. Фотографическая фотометрия с зеркально-линзовыми телескопами	64
3.4. Спектральная чувствительность фотослоев	69
3.5. Достоинства и недостатки фотографии	71
Глава 4. Приборы и устройства фотоэлектрической фотометрии	74
4.1. Классический фотоэлектрический фотометр.	75
4.2. Диафрагма	77

4.3. Светофильтры	79
4.4. Линза Фабри	83
4.5. Фотоумножители	85
4.6. Спектральная чувствительность фотокатодов	87
4.7. Регистрация фототока	90
4.8. Вывод формул учёта нелинейности в методе счёта фотонов	93
4.9. Оценка влияния нелинейности на измерение световых потоков	95
4.10. Счётная характеристика фотоумножителя	96
4.11. Многоканальные астрофотометры	98
4.12. Фотоэлектрический сканирующий спектрометр системы Сейя-Намиоки	100
4.13. Об эффектах, связанных с положением телескопа	102
Глава 5. Астрофотометрия с помощью приборов с зарядовой связью	104
5.1. Устройство ПЗС	104
5.2. Спектральная чувствительность ПЗС	109
5.3. Передача зарядовых пакетов	112
5.4. Переполнение пикселей	113
5.5. Учёт неравномерности чувствительности пикселей при фотометрии с ПЗС	115
5.6. Функция рассеяния точки	117
Глава 6. Поглощение света в земной атмосфере	121
6.1. Прохождение света через поглощающее вещество	121
6.2. Эффект Форбса	122
6.3. Виды ослабления света в атмосфере	123
6.4. Ослабление света за счёт рэлеевского (молекулярного) рассеяния	124
6.5. Ослабление света рассеянием на аэрозолях	128
6.6. Поглощение света атмосферным озоном	135
6.7. Поглощение света водяным паром	139
6.8. Поглощение света атмосферным кислородом	141
6.9. Полное ослабление света в атмосфере	142
Глава 7. Распределение энергии в спектрах звёзд различных спектральных типов	144
7.1. Фотометрия, спектрофотометрия и спектроскопия	144
7.2. Абсолютное распределение энергии в спектре звёзд	145
7.3. Спектральная классификация и распределение энергии в спектре	152
7.4. Каталоги нормальных спектрофотометрических данных	153
7.5. Примеры распределений энергии в спектрах звёзд разных спектральных типов	154
7.6. Моделирование распределения энергии в спектрах звёзд. Атласы модельных спектров	164
7.7. Влияние межзвёздного поглощения света на внеатмосферное распределение энергии	165

Глава 8. Система <i>UBV</i> и сходные с ней широкополосные фотометрические системы	169
8.1. Возникновение и определение понятия фотометрическая система	169
8.2. Создание системы <i>UBV</i>	172
8.3. <i>UBV</i> и двухцветные диаграммы.	173
8.4. Инфракрасное расширение системы <i>UBV</i>	180
8.5. Критика системы <i>UBV</i> и фотометрическая система <i>WBVR</i>	182
8.6. Фотометрическая система Ганна	186
8.7. Фотометрические системы Hipparcos и Tycho.	186
Глава 9. Среднеполосные фотометрические системы	188
9.1. Система Стрёмгрена <i>uvbyβ</i>	189
9.2. Вильнюсская фотометрическая система, её предшественники и аналоги.	191
9.3. Спектральная классификация с помощью Вильнюсской системы	197
Глава 10. Организация, проведение и первичная обработка фотометрических наблюдений.	202
10.1. Создание системы стандартов	202
10.2. Измерение кривой реакции фотометра	207
10.3. Составление программы наблюдений и проведение измерений.	208
10.4. Порядок подготовки данных и проведения измерений в ходе составления Тянь-Шаньского <i>WBVR</i> -каталога	210
10.5. Первичная обработка данных измерений	218
Глава 11. Обработка наблюдений. Учёт ослабления света в атмосфере Земли и заключительные процедуры	223
11.1. Предварительные замечания	223
11.2. Метод Бугера	224
11.3. Метод пары	227
11.4. Метод Никонова	228
11.5. Метод Сарычева	231
11.6. Замечание о гетерохромных методах	232
11.7. Классический гамма-метод	232
11.8. Методы Зданавичуса	234
11.9. Последовательно-гетерохромная методика Тянь-Шаньской обсерватории	237
11.10. Краткие рекомендации по применению рассмотренных методов	243
11.11. Нормировка и перевод измерений в общую и стандартную фотометрические системы	244
Заключение. Будущая система фотометрических стандартов	249
Список литературы.	254

ПРЕДИСЛОВИЕ

Задачи современной астрономии требуют всё большей и большей точности измерений. Это положение в полной мере относится к астрономической фотометрии. В 1997 году автором было опубликовано учебное пособие под названием «Прецизионная фотометрия. Практические основы прецизионной фотометрии и спектрофотометрии звёзд». Оно отражало состояние астрофотометрии примерно на начало 1990-х годов. Настоящее издание, как и предыдущая книга, написано на основе курса лекций, который автор читает с 1990 года на физическом факультете МГУ для студентов 3–5 курсов астрономического отделения. Однако по сравнению с вариантом 1997 года издание существенно переработано. Прежде всего в него вошли сведения, без которых сейчас, после завершения проекта Hipparcos и в ожидании новых больших фотометрических работ, таких как европейский проект GAIA, уже нельзя ориентироваться в быстро развивающихся методах и новых результатах. Кроме того, добавлены главы, касающиеся фотографической фотометрии и фотометрии с ПЗС. В текст внесено много уточнений и дополнений. В результате книга стала учебно-научной монографией.

Данная книга не могла бы быть завершена, если бы не помощь, советы и конструктивная критика коллег. Прежде всего я благодарен А. И. Захарову, В. Г. Корнилову и Н. Н. Самусю, которые прочли рукопись и сделали ценные замечания. Особую благодарность приношу А. Р. Амбарцумян, которая сделала фонограмму курса моих лекций и участвовала в её расшифровке. В книге отражены мысли, высказанные участниками обсуждений сделанных мной докладов на научных семинарах и конференциях в Москве, Санкт–Петербурге, Екатеринбурге и Вильнюсе.

ВВЕДЕНИЕ

Много звёзд горит по поднебесью,
А назвать-то их нет умения,
распознать-то их нету силушки.

А. К. Толстой

Минувший XX век характеризовался бурным развитием звёздной фотометрии. В этом столетии фотометрия стала одним из главных инструментов астрофизических исследований. Быстрое развитие физики твёрдого тела и соответствующих технологий привело к созданию большого числа разнообразных приёмников излучения и, как следствие, к созданию многочисленных фотометрических систем, покрывающих широкий диапазон электромагнитного излучения — от далёкого ультрафиолета до далёкой инфракрасной области. В настоящее время практически нет такого раздела астрофизики, в котором не использовались бы результаты фотометрических измерений.

Развитие астрофотометрии вызвало создание ряда учебников и монографий, в которых рассматривались фундаментальные вопросы методики фотометрических наблюдений и описывались применяемые технические устройства. Исторически первыми учебниками на русском языке были три издания «Курса астрофизики и звёздной астрономии», широко известные в астрономическом сообществе как «Пулковский курс». Авторами глав этих книг были известные пулковские астрономы. Первые тома каждого из изданий (они вышли из печати, соответственно, в 1934, 1951 и 1973 годах) были посвящены методам астрономических исследований. В последнем, третьем, издании Пулковского курса был опубликован единственный первый том. Главы о приборах и методах астрофотометрии в нём были написаны В. Б. Никоновым, а глава об ослаблении излучения земной атмосферой — В. А. Кратом.

В период с 1960 по 1977 годы тремя изданиями был опубликован университетский учебник Д. Я. Мартынова «Курс практической астрофизики». В нём, как и Пулковском курсе, ряд глав отведено для изложения основ фотометрии и спектрофотометрии.

Безусловно, многое в Пулковском курсе и учебнике Д. Я. Мартынова сильно устарело. Так, как там описано, сейчас уже не работают. Тем не менее, основные идеи, изложенные в этих классических кни-

гах, продолжают играть важную роль, а по целому ряду вопросов до сих пор трудно найти другое такое же подробное и последовательное изложение.

В 1977 году в Вильнюсе была издана монография В. Л. Страйжиса «Многоцветная фотометрия звёзд» (Вильнюс: Моклас, 1977). Эта книга стала своего рода энциклопедией по астрофотометрии. В монографии предложен безусловно более современный подход к проблемам звёздной фотометрии. Влияние вильнюсских фотометристов ощущается во многих современных работах в области астрофотометрии: в вопросах выбора спектральных полос, в основных идеях подхода к методике редукций наблюдений и во многом другом.

Однако за 30 лет, прошедших с момента публикации книги Страйжиса, в астрофотометрии произошли большие изменения. Во-первых, появились достаточно подробные атласы распределений энергии в спектрах звёзд. Для индивидуальных объектов эти данные представлены в спектрофотометрических каталогах, о которых будет рассказано в 7-й главе. Во-вторых, ведущее место в ряду приёмников излучения заняли приборы с зарядовой связью (ПЗС). В-третьих, появились обширные каталоги звёздных величин, полученные путём сканирования и обработки фотографических обзоров. В четвёртых, современная астрономия уже немыслима без результатов выдающегося космического проекта *Hipparcos*, завершённого в 1990-х годах. В результате осуществления этого эксперимента была получена точная фотометрия (в одной полосе в визуальной области спектра) и высокоточная астрометрия 118 тыс. звёзд. В среднем по 110 раз были измерены положения и величины звёзд всего неба до примерно 9-й звёздной величины. Не менее поражают результаты сопутствующего *Hipparcos* эксперимента *Tucano*, в ходе которого был осуществлён обзор неба в двух фотометрических полосах и получены звёздные величины для двух с половиной миллионов звёзд. Заметим, кстати, что в сочетании с данными обработанного в ГАИШ 4-миллионного каталога точных положений, результаты эксперимента *Tucano* позволили получить надёжные собственные движения почти для одного миллиона звёзд. И, наконец, недавно завершён инфракрасный обзор неба, известный как *2MASS*. В результате его проведения были получены звёздные величины почти полумиллиарда звёзд в трёх фотометрических полосах.

В будущем нас ожидают ещё более грандиозные проекты. Среди них, бесспорно, на ведущие позиции претендует проект *GAIA*. Он предполагается как обзор всех звёзд Галактики и других ближайших звёздных систем до 20-й визуальной звёздной величины. Таких звёзд около одного миллиарда. В результате выполнения эксперимента *GAIA*, предполагается получить высокоточные параллаксы звёзд. Для звёзд до 15-й величины ошибка параллакса должна быть менее

11 угловых микросекунд. Должны быть получены лучевые скорости многих миллионов объектов. Фотометрическая часть проекта предполагает получение двух низкодисперсионных призмённых спектров для всех звёзд обзора в диапазоне 300–1000 нм. По этим спектрам можно будет оценивать параметры спектроэнергетического распределения, на основании которых будут выводиться поправки к координатам и параллаксам звёзд.

Не исключено, что среди планируемых экспериментов будет и российский космический проект, предполагающий проведение фотометрических измерений. Сейчас такой проект, в ходе которого должны будут быть измерены фотометрические характеристики примерно 40 млн. звёзд, разрабатывается в ГАИШ МГУ. В рамках этого проекта многоцветную фотометрию предполагается провести в широком спектральном диапазоне, от 200 до 1000 нм.

Эти результаты и планы свидетельствуют об актуальности изучения проблем астрофотометрии и спектрофотометрии.

В 1997 году небольшим тиражом была издана книга автора этих строк «Прецизионная фотометрия. Практические основы фотометрии и спектрофотометрии звёзд». По сравнению с той книгой настоящее издание, продолжая делать упор на методы высокоточной фотометрии, охватывает гораздо более широкий круг вопросов. В основу данной книги положен курс «Основы астрофотометрии», читаемый автором на астрономическом отделении физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

Любое измерение физических величин является, вообще говоря, модельно зависимым и сводится к нахождению параметров этой модели.

Приведём простейший пример. Пусть требуется измерить длину реального предмета, например края прямоугольного стола, стоящего в студенческой аудитории. Измерение производится с помощью мерной ленты (рулетки). Мы прикладываем один конец рулетки к одному углу стола, затем вытягиваем мерную ленту вдоль края стола до противоположного угла и отмечаем, какое деление на ленте рулетки совпало с положением этого угла. Очевидно, что в этом процессе мы идеализируем реальность, заменяя предмет его моделью. Ведь край стола не является математической прямой. Это многократно изогнутая линия, причём степень её изогнутости зависит от того, насколько детально мы можем рассмотреть фактуру физического предмета, стола. Таким образом, вместо измерения длины края реального стола мы находим параметр некоторой модели, которая заменяет реальный предмет его математической идеализацией. Далее, мы обязаны учесть растяжи-

мость и кривизну ленты рулетки, которые в свою очередь зависят от многих факторов: температуры в нашей аудитории, ошибок нанесения штрихов и проч. Чтобы учесть все это, нужно задать модель формы ленты рулетки, модель зависимости её длины от температуры (а может быть, и от влажности) и множество других свойств нашего средства измерения, которые мы можем себе представить.

После измерения нужно произвести его обработку. Суть любой обработки в том, чтобы исключить из результатов измерения параметров модели предмета влияние модели процесса измерений. С математической точки зрения обработка любых измерений является некорректно поставленной задачей, имеющей бесконечное множество решений. Чтобы получить разумный результат, мы обязаны заранее задать модель результата, обладающую известной совокупностью свойств (т. е. нужно заранее многое знать об ответе нашей задачи!). Измерение призвано уточнить известные и найти связанные с ними неизвестные параметры модели результата.

На результаты фотометрических измерений звёзд влияет большое количество разнообразных факторов, от состояния атмосферы до физического состояния и настроения наблюдателя. Поведение наблюдателя мало предсказуемо; целый же ряд других факторов можно и нужно попытаться оценить, чтобы понять, какие из них влияют на результат в большей, а какие — в существенно меньшей степени, так что их влиянием можно пренебречь. Без этого мы не сможем составить ни адекватную модель измеряемой величины, ни надёжную модель условий и средства измерений. Для построения этих моделей нужно хорошо представлять свойства измеряемых величин (излучения звёзд) и всю совокупность процессов, происходящих в приёмниках излучения, и чётко отдавать себе отчёт в том, какие методы (и почему!) применяются для проведения и обработки наблюдений.

Обсуждению этих проблем посвящена настоящая книга.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ВЕЛИЧИНЫ И ФОРМУЛЫ ГЕТЕРОХРОМНОЙ ФОТОМЕТРИИ

— А в попугаях я гораздо длиннее!

Г. Остер

Мультфильм «38 попугаев»

1.1. Свет и излучение

Слово *фотометрия* в дословном переводе с греческого означает *измерение света*. В физике и в технике под термином *свет*, вполне естественно, понимается то электромагнитное излучение, которое воздействует на человеческий глаз. Источники излучения представляют собой естественные или искусственные тела, испускающие *лучистую энергию*, т.е. энергию электромагнитного излучения. Большинство источников излучения испускают лучистую энергию на различных *частотах*. В качестве частотной характеристики электромагнитного излучения используются три физических параметра, связанные друг с другом. Это длина волны λ , частота излучения ν и волновое число k . Частота и длина волны связаны известным соотношением через скорость света в вакууме: $\nu = c/\lambda$. Типичная частота видимого света $(1-2) \cdot 10^{15}$ Гц. В качестве единиц, используемых для измерения длины волны, могут применяться как системные величины, метры (м), сантиметры (см), микрометры (мкм) и нанометры (нм), так и популярная внесистемная единица ангстрем (Å): $1 \text{ Å} = 0,1 \text{ нм}$. Волновое число — это величина, обратная длине волны, выраженной в сантиметрах (см^{-1}).

Глаз воспринимает излучение на участке шириной приблизительно в одну октаву, примерно между длинами волн $\lambda 3800 \text{ Å}$ и $\lambda 7700 \text{ Å}$. Этот интервал астрономы, как правило, называют *визуальным диапазоном*. Под термином же *свет* в астрофотометрии обычно понимается излучение в гораздо более широком, так называемом *оптическом диапазоне*, и предметом *астрофотометрии* является количественное измерение *оптического излучения*.

1.2. Оптический диапазон электромагнитного излучения

Оптический диапазон излучения простирается от нескольких десятков ангстрем до сотен микрометров. Объединение всего этого излучения в один диапазон оправдывается как однотипностью принципов его генерации, так и общностью методов его регистрации и преобразования. Описание физических процессов, ответственных за образование этого излучения, выходит за рамки этой книги. Нас в основном будет интересовать, как измерить количество этого излучения, измерить *точно*, и что, собственно, из этих измерений можно получить для изучения звёзд, звёздных систем, туманностей и иных небесных объектов.

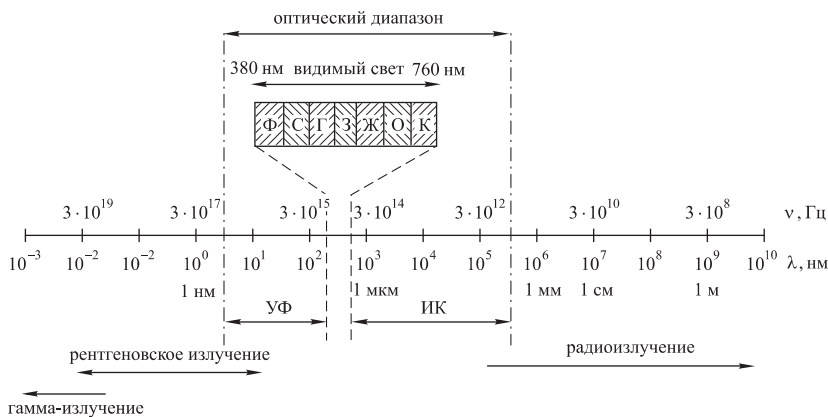


Рис. 1.1. Шкала электромагнитного излучения

В оптический диапазон (см. рис. 1.1) входит невидимое ультрафиолетовое излучение с длиной волны менее 3800 \AA , невидимое инфракрасное излучение с длиной волны более 7700 \AA и, конечно, узкая полоса собственно светового излучения, которое чувствует наш глаз. Если рассматривать глазом в окуляр спектр какого-либо яркого объекта, например Солнца, то очень хорошо видно, как на фоне цветной полосы лежат линии поглощения; при подходе к ультрафиолетовому пределу глаз начинает напрягаться и то ощущает кусочек спектра со знаменитыми линиями H и K CaII, то нет. За этими линиями спектральной чувствительности глаза (конечно, положение этого предела — вещь индивидуальная!). Сходное ощущение испытывает глаз и со стороны красного, густо-красного света, приближающегося к 7700 \AA . При 8000 \AA уже никакой глаз не чувствует излучения. Но и в области

короче 3800 \AA , и в области длиннее 7700 \AA на излучение реагируют другие приёмники, о которых мы будем говорить в нашей книге.

В физике и технике для измерений во всём оптическом диапазоне применяется термин *радиометрия*, однако он не привился в астрономии. Итак, если не оговорено особо, мы будем считать термины *свет*, *световое излучение* и *излучение* синонимами, понимая, что во всех случаях речь идёт об электромагнитном излучении в оптическом диапазоне.

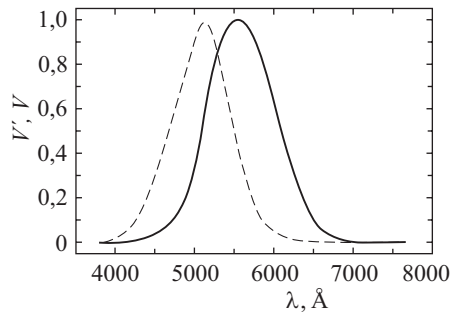


Рис. 1.2. Дневная (сплошная линия) и ночная (штриховая линия) кривые спектральной чувствительности человеческого глаза

Глаз — это приёмник излучения с нестрогой заданной кривой спектральной чувствительности. На рис. 1.2 показана чувствительность человеческого глаза в зависимости от длины волны. Это усреднённые данные, полученные в результате экспериментов с участием многих людей и принятые раз и навсегда. Общая и спектральная чувствительность человеческого глаза различна в условиях яркого (дневного) и слабого (ночного) освещения. Это обусловлено наличием в сетчатке глаза различных светочувствительных и цветочувствительных элементов: *колбочек* и *палочек*. Колбочки обеспечивают способность глаза различать цвета. Палочки во много раз более чувствительны к свету, но нецветочувствительны. Русская пословица утверждает, что «ночью все кошки серы». Тем не менее, и дневной, и ночной глаз реагирует на излучение довольно широкого спектрального диапазона. Максимумы дневного и ночного зрения заметно смещены. Для дневного глаза это $\approx 5550 \text{ \AA}$. Свет с такой длиной волны соответствует зелёному цвету, это цвет молодой травы, эта длина волны близка к средней длине волны излучения Солнца. Ночной глаз имеет кривую чувствительности с максимумом $\approx 5130 \text{ \AA}$. Это уже скорее синий или, во всяком случае, сине-зелёный цвет.

Дневная зависимость чувствительности среднестатистического глаза от длины волны называется *относительной спектральной световой эффективностью* (в книгах, изданных ранее 1970 года, используется устаревшее название: *кривая видности*). Эта зависимость в табличной форме приведена во многих пособиях по фотометрии, в частности в «Курсе практической астрофизики» Д. Я. Мартынова.

Важной частью оптического диапазона является *оптическое окно прозрачности* земной атмосферы. Оно ограничено с коротковолновой стороны ($\lambda < 3100 \text{ \AA}$) поглощением молекулами озона, а с длинноволновой стороны ($\lambda > 9000 \text{ \AA}$) — полосами поглощения водяного пара. Значительная часть методов и результатов измерения излучения звёзд, рассматриваемая в этой книге, относится к оптическому окну прозрачности.

1.3. Основные задачи астрофотометрии

Из всего необъятного круга применений фотометрии в астрономии выделим области, которые могут считаться важнейшими.

Во-первых, как и в древности, звёздные величины совместно с координатами служат для целей ориентации и навигации. Только теперь речь идёт не об ориентации на поверхности Земли, а об автоматической ориентации и навигации космических аппаратов. Автомат в космосе должен уметь, направив свои датчики в произвольный участок неба, отождествить звёзды, попавшие в поле зрения, определить координаты этого участка и вычислить собственную ориентацию. Сложность заключается в том, что, как правило, спектральная чувствительность бортовых датчиков сильно отличается от общепринятых в астрономии фотометрических полос. Чаще всего максимум чувствительности этих датчиков находится в красной или инфракрасной области. А там ярчайшими звёздами будут уже не голубые Сириус с Вегой, а Бетельгейзе и другие, более слабые в визуальной области красные звёзды. Астрофотометрия должна уметь по измерениям в одной части спектра предсказывать реакцию прибора на излучение звёзд в любой другой полосе пропускания.

Чтобы решить эту проблему, нужно справиться со второй важнейшей задачей астрофотометрии. Она заключается в том, чтобы на основе многоцветной фотометрии звёзд восстановить распределение энергии в их спектрах. Если эта задача будет решена успешно, то фундаментальная астрофизика получит данные о температуре, светимости и химическом составе атмосферы звезды, а прикладная астрономия — звёздную величину в любой наперёд заданной полосе реакции приёмника. Задача восстановления распределения энергии в спектре по

фотометрическим данным тесно связана с задачей спектральной классификации. С математической точки зрения спектральная классификация, выполняемая фотометрическими методами, относится к разряду некорректно поставленных задач. Для её решения нужно многое знать о типичных спектрах звёзд. Эти вопросы мы будем рассматривать в 7-й главе.

Современную астрофизику невозможно представить без фотометрических исследований переменных звёзд, т. е. без исследования изменений со временем потоков излучения, приходящих от звёзд. Изучение многочисленных и разнообразных эффектов переменности звёзд было и остаётся крайне необходимым для понимания строения и эволюции звёзд и звёздных систем. В последнее время возникает всё больше задач, требующих предельно высокой фотометрической точности. Это изучение радиальных и нерадиальных пульсаций звёзд на разных гармониках, задачи астросейсмологии и многое другое.

Наконец, отметим, что на совершенно новые рубежи вышла современная астрометрия. В последние десятилетия с Земли и из космоса было получено около миллиона измерений точных положений и собственных движений ярких звёзд и измерены точные параллаксы практически всех звёзд, удалённых не более чем на 200 парсек от Солнца. Современная точность астрометрии — это примерно $0'',002$ угловой секунды. На повестку дня выходят задачи получения астрометрических данных с погрешностями, не превосходящих $0'',00001$ угловой секунды. Но поскольку ход лучей в оптических элементах телескопов зависит от длины волны, то эту задачу нельзя решить, если не располагать данными высокоточной многоцветной фотометрии.

1.4. Энергетические величины, характеризующие излучение

Пусть имеется точечный источник излучения, т. е. такой источник, размеры которого пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием до него, а именно звезда (см. рис. 1.3). Если точечный источник излучения окружить со всех сторон воображаемой сферой радиуса r , то через полную поверхность этой сферы, имеющую площадь $4\pi r^2$, за интервал времени t будет проходить некоторое количество электромагнитного излучения W . За единицу времени через поверхность этой сферы пройдёт количество лучистой энергии

$$L = \frac{W}{t}, \quad (1.1)$$

которое характеризует полную мощность электромагнитного излучения источника и называется в астрономии *светимостью звезды*. (Заметим,

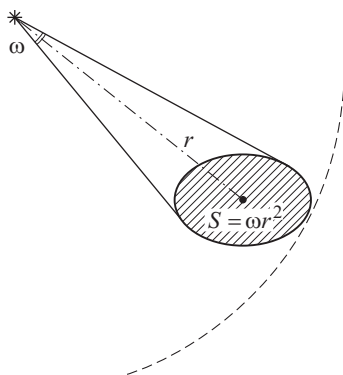


Рис. 1.3. К определению основных световых величин

что в физике и технике светимостью называют полный поток излучения, испускаемый светящейся поверхностью с единицы площади во всех направлениях. В учебнике Д. Я. Мартынова для этой величины употреблён термин *светность*.) Чаще всего светимость звезды выражают не в эргах в секунду или в ваттах, а в долях светимости какой-либо другой звезды, например, Солнца. Напомним, что светимость Солнца равна $3,8 \cdot 10^{33}$ эрг/с = $3,8 \cdot 10^{26}$ Вт.

Вообразим конус с вершиной в точечном источнике и телесным углом раствора ω . В силу прямолинейного распространения света излучение, которое выходит из источника в пределах этого конуса, всё время будет оставаться внутри конуса. На выбранной нами сфере конус вырезает участок площадью S . Эта площадь связана с углом раствора равенством $S = \omega r^2$. Количество световой энергии W_S , проходящее через рассматриваемую площадь в единицу времени, называется *поток*ом излучения. Поток, как правило, будем обозначать буквой F : $F = W_S/t$. В астрофотометрии мы всегда измеряем поток, проходящий через входное отверстие приёмника света: объектив телескопа, зрачок глаза и пр.

Если поток излучения, распространяющийся в данном направлении, пересчитать на один стерадиан, т. е. умножить поток F через площадь S на отношение площади сферы в телесном угле 1 ср (r^2) к площади рассматриваемой площадки, то такая мощность,

$$I = F \frac{r^2}{S} = \frac{F}{\omega} = \frac{L}{4\pi}, \quad (1.2)$$

называется *силой света*. Это та мощность лучистой энергии, которая распространяется по выделенному направлению, но пересчитана она так, как будто изотропно излучается источником в конус раствором в один стерадиан. Светимость и сила света являются характеристиками

источника и не зависят от свойств приёмника излучения. Величина потока зависит как от свойств источника, так и от размера входного отверстия приёмника, а поскольку у разных приёмников этот размер различен (размеры зеркал телескопов разные и т. д.), то нужна единица, которая позволяла бы нам сравнивать мощности излучения, проходящего через площадки разной площади. Совершенно очевидно, что для этого нужно вычислить количество излучения от общей площади S , приходящееся в среднем на единицу площади (см^2 , м^2 и т. п.). Количество излучения, приходящее в единицу времени на единицу площади называется *энергетической освещённостью* E :

$$E = \frac{F}{S} = \frac{I\omega}{S} = \frac{I}{r^2}. \quad (1.3)$$

Освещённость имеет размерность эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-2}$ или, если пользоваться единицами СИ, Вт/м 2 .

Пусть имеются два точечных источника и один создаёт в вашем глазу (или на объективе вашего телескопа) освещённость E_1 , а другой — E_2 . Величина, определяемая как два с половиной логарифма отношения этих освещённостей, взятая с отрицательным знаком, называется разностью звёздных величин источников 1 и 2:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{E_1}{E_2}. \quad (1.4)$$

Формула (1.4) выражает *закон Погсона*, предложенный в середине XIX века. Это абсолютно правильная и абсолютно чёткая формула, которая связывает две энергии и две звёздные величины.

Иногда закон Погсона (1.4) удобнее записывать не через десятичный, а через натуральный логарифм. Тогда в формуле возникает коэффициент, равный $2,5 / \ln 10$, что примерно равно 1,086:

$$m_1 - m_2 = -\frac{2,5}{\ln 10} \ln \frac{E_1}{E_2} \approx -1,086 \ln \frac{E_1}{E_2}. \quad (1.5)$$

Формула Погсона играла важнейшую роль в астрофотометрии до тех пор, пока единственным приёмником излучения являлся человеческий глаз. Но при появлении иных приёмников выяснилось, что эта формула нам мало что даёт. Энергетические потоки от наших источников — это не совсем то, а иногда даже совсем не то, что воспринимают наши конкретные приборы (фотопластинка, фотоэлемент и пр.), и нельзя сравнивать звёздные величины, определённые с помощью разных приёмников. Подавляющее большинство приёмников излучения являются *селективными*, т. е. реагируют не на полную энергию, а только на определённый диапазон электромагнитного излучения, причём одному и тому же количеству световой энергии, пришедшей в разных длинах волн, будут соответствовать разные отклики при-

ёмника. Правда, существуют приёмники, которые реагируют именно на полную энергию. Они называются *болометрами*, воспринимают излучение очень широкого диапазона длин волн и для всех этих длин волн имеют примерно одинаковую чувствительность. Недостаток всех современных болометров прежде всего в том, что чувствительность их низка. Освещать такой прибор нужно достаточно сильным потоком, что далеко не всегда возможно при измерениях астрономических объектов. Селективные же приёмники, начиная с глаза и кончая ПЗС, обладают весьма высокой чувствительностью. Глаз человека начинает ощущать свет уже тогда, когда в зрачок попадает несколько десятков квантов. Эмпирически установлено, что если за характерное для глаза время порядка 0,1 с в зрачок попадут несколько десятков квантов видимого света, то глаз, хорошо адаптировавшийся к темноте, уже воспримет этот поток как ощущение света. То же самое можно сказать о современных фотоэлектрических приёмниках, о которых мы будем говорить в последующих главах.

На самом деле энергетические освещённости E_1 и E_2 в формулах (1.4) и (1.5) суть энергии излучения, которое может быть распределено по широкому спектральному диапазону. Если взять для некоторой определённой частоты или длины волны отношение потока излучения в узком интервале длин волн (или частот) к ширине этого интервала, то получим *спектральную плотность энергетического потока*. Аналогично можно получить спектральную плотность силы света или освещённости. Спектральную плотность можно относить как к единице частоты, так и к единице длины волны. Иногда вместо термина спектральная плотность говорят об *удельном потоке* или *удельной освещённости*, но следует иметь в виду, что термины *спектральная плотность энергетической освещённости* и *спектральная плотность энергетического потока* приняты в метрологии. Для термина спектральная плотность энергетической освещённости часто применяют сокращение СПЭО и выражают эту величину в единицах СИ, т. е. в Вт/м³ (мощность, отнесённая к единице площади и единице длины волны). В единицах такой размерности представлены данные в целом ряде звёздных спектрофотометрических каталогов, в которых содержатся сведения о СПЭО, создаваемых различными звёздами на верхней границе земной атмосферы. Об этих каталогах мы будем говорить в дальнейшем.

Как правило, мы не будем пользоваться техническими терминами «спектральная плотность энергетической освещённости» или «спектральная плотность энергетического потока», потому что в астрономии все эти функции принято называть *распределением энергии в спектре* $E(\lambda)$.

Следует различать собственное распределение энергии в спектре звезды $E_0(\lambda)$ и распределение энергии в спектре звезды на верхней границе земной атмосферы $E(\lambda)$. Свет звезды, распространяясь в направлении Солнечной системы, может испытать ослабление за счёт поглощения и рассеяния в межзвёздной среде. Очевидно, что

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) \cdot [\tau(\lambda)]^X, \quad (1.6)$$

где $\tau(\lambda)$ — закон спектрального ослабления света в межзвёздном пространстве, а X — количество единиц межзвёздного вещества на пути света звезды.

1.5. Спектральная чувствительность регистрирующего прибора. Понятия и терминология

Повторим ещё раз, что наши измерения чаще всего проводятся с селективным приёмником, который имеет чувствительность к определённом и достаточно широкому диапазону длин волн. Внутри этого диапазона селективный приёмник имеет разную чувствительность к излучению с разными длинами волн. *Спектральная чувствительность* $\epsilon(\lambda)$ приёмника излучения — это функция, которая связывает спектральную плотность энергии излучения в данной длине волны и *спектральный отклик* $G(\lambda)$ приёмника на это монохроматическое излучение.

Откликом приёмника могут быть самые разнообразные физические величины. Для человеческого глаза это психофизиологическая величина — ощущение. Для других приёмников это та или иная физическая величина. Для каждого приёмника она своя. Для фотографической пластинки — это количество зёрен почерневшего галоидного серебра. Для фотоэлемента или ФЭУ — это выходной электрический ток. Для приёмника с внутренним фотоэффектом, например, для фотосопротивления, — это его проводимость, и т. д. Спектральный отклик приёмника $G(\lambda)$ — физическая величина, возникающая на выходе приёмника под воздействием энергии излучения. Если последовательно освещать приёмник монохроматическими лучами разных длин волн, то в каждой длине волны можно измерить отношение отклика приёмника к падающему потоку излучения. Зависимость этого отношения от длины волны и есть спектральная чувствительность приёмника. Очень часто она представляется не в абсолютном виде (т. е. рассчитанная на *эрг в секунду* или *ватт*), а в виде безразмерных относительных чисел. Для этого абсолютная спектральная чувствительность нормируется на значение в какой-либо характерной длине волны. Относительные спек-

тральные чувствительности типичных приёмников излучения представлены в виде таблиц в большом количестве справочников.

Абсолютные значения спектральной чувствительности, как правило, в литературе не приводятся. Они различны для разных конкретных приборов. В любом случае на чувствительность собственно светочувствительного элемента накладывается ещё достаточно большое количество других функций, которые искажают общую спектральную чувствительность. В частности, если поставить приёмник на телескоп, то на чувствительность светоприёмника накладывается спектральное пропускание оптики телескопа $o(\lambda)$ (независимо от того, линзовый это или зеркальный телескоп). Пропускающая способность линзы или отражательная способность зеркала всегда зависят от длины волны. Кроме этого, во время наблюдений мы можем использовать какие-либо светофильтры. С одним и тем же приёмником, вводя в световой пучок разные светофильтры, характеризующиеся функциями пропускания $\varphi(\lambda)$, мы выделяем излучение в разных диапазонах длин волн и получаем в результате различные кривые реакции $R(\lambda)$ регистрирующего прибора при одной и той же спектральной чувствительности светоприёмника:

$$R(\lambda) = \varepsilon(\lambda) o(\lambda) \varphi(\lambda). \quad (1.7)$$

На рис. 1.4 изображены четыре кривые реакции типичной многоцветной широкополосной фотометрической системы. В последующих главах мы подробно обсудим этот рисунок, а сейчас сосредоточим внимание только на том, что один и тот же приёмник излучения, в данном случае фотокатод, имеющий чувствительность в области от 2500 Å

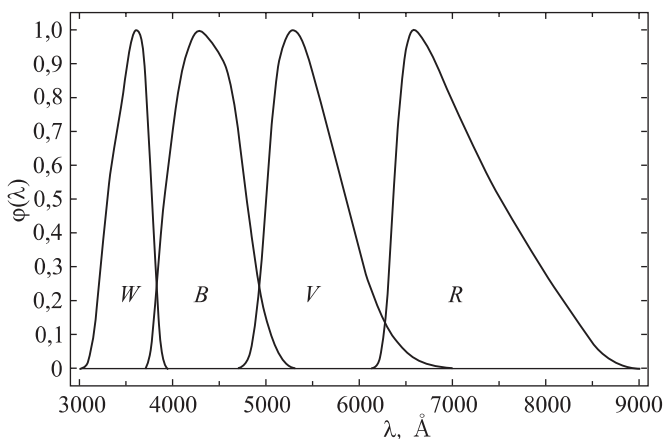


Рис. 1.4. Пример кривых реакции многоцветной фотометрической системы. Полосы фотометрической системы *WBVR*

до 9000 Å реагирует на свет в разных участках спектра, которые выделяются светофильтрами. Участки спектра, выделяемые светофильтрами из области спектральной чувствительности светочувствительного приёмника в сочетании со спектральной чувствительностью этого приёмника, называются *фотометрическими полосами*. Выбирая фотометрическую полосу, мы грубо определяем участок спектра, излучение от которого будет измерять наш прибор. Как правило, фотометрическая полоса определяется двумя параметрами: *средней длиной волны* $\lambda_{\text{ср}}$ и *полушириной* $\Delta\lambda$. Средняя длина волны фотометрической полосы, заданной кривой реакции $R(\lambda)$, определяется по формуле

$$\lambda_{\text{ср}} = \frac{\int R(\lambda) \lambda d\lambda}{\int R(\lambda) d\lambda}. \quad (1.8)$$

Поскольку функция $R(\lambda)$, как правило, имеет один максимум, то можно по обе стороны от него определить длины волн, в которых $R(\lambda)$ равно половине максимального. Расстояние по шкале длин волн между этими значениями называется полушириной.

Кривые реакции, показанные на рис. 1.4, — это кривые реакции фотометра, с помощью которого был сделан каталог фотометрических характеристик ярких звёзд, выполненный группой исследователей ГАИШ МГУ в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории во второй половине 1980-х годов. Тянь-Шаньские фотометрические полосы W , B , V и R похожи на классические полосы U , B , V и R , введённые знаменитым американцем Гарольдом Джонсоном.

Есть ещё один «светофильтр», который поставила нам сама природа и который доставляет нам немало хлопот. Этот весьма селективный фильтр — спектральное пропускание земной атмосферы. Он отсутствует, если наблюдения проводятся с борта космического аппарата. Однако очень часто ещё приходится работать с поверхности Земли, и поэтому необходимо знать и уточнять на момент измерений функцию *спектрального пропускания земной атмосферы* $p(\lambda)$. Кроме того что эта функция представляет собой сложную зависимость от длины волны, она зависит ещё и от толщи воздуха, через которую проходит свет. Минимальная толщина в зените (при зенитном расстоянии $z = 0$) принимается за единицу *атмосферной (или воздушной) массы* $M(z)$. График типичной функции *спектрального пропускания земной атмосферы в зените* на уровне моря $p_0(\lambda)$ показан в гл. 6 на рис. 6.16. Если отойти от зенита на некоторое расстояние, то, в первом приближении, зенитную функцию следует возвести в степень воздушной массы:

$$p[\lambda, M(z)] = [p_0(\lambda)]^{M(z)}. \quad (1.9)$$

Произведение функции спектральной чувствительности светоприёмника на функции пропускания оптики телескопа и всех светофильтров, включая, если требуется, земную атмосферу, мы будем называть *кривыми реакции инструментальной фотометрической системы* и обозначать через $T'(\lambda)$:

$$T'_i(\lambda) = R'_i(\lambda) \cdot p[\lambda, M(z)]. \quad (1.10)$$

Буква T , начальная буква в английском слове total (весь, общий, суммарный) символизирует то, что в эту функцию включены все селективные искажающие эффекты. Индекс i подчёркивает, что используется светофильтр с номером i .

Для того чтобы определить звёздную величину небесного объекта, нужно, кроме кривой реакции, задать нуль-пункт, т.е. кроме спектральных свойств приёмника излучения определить, какому количеству излучения, на которое реагирует наш приёмник, мы приписываем некоторое конкретное число — *нуль-пункт*.

Инструментальную кривую реакции в совокупности с нуль-пунктом называют *инструментальной фотометрической системой*. Одну из инструментальных систем принимают в качестве *стандартной фотометрической системы* для данной фотометрической полосы. Впоследствии все измерения, выполненные в инструментальной системе, нужно будет редуцировать в стандартную.

Термин *фотометрическая система* употребляется в двух смыслах. Во-первых, как синоним понятия «кривая реакции плюс нуль-пункт» Это одноцветная фотометрическая система. И, во-вторых, как набор нескольких кривых реакции в нескольких фотометрических полосах (*многоцветная фотометрическая система*) в совокупности со своими нуль-пунктами в каждой из этих полос. Многоцветные фотометрические системы позволяют приблизительно оценить функцию распределения энергии в спектре. Некоторые дополнительные требования к определению фотометрической системы мы рассмотрим в гл. 8. Смысл верхнего штриха в обозначениях $T'(\lambda)$ и $R'(\lambda)$, мы разберём далее в разделе 7 настоящей главы.

1.6. Гетерохромная звёздная величина

Если вычислить свёртку функции распределения энергии в спектре $E(\lambda)$ с функцией инструментальной кривой реакции $T'(\lambda)$, то в предположении о линейности нашего приёмника излучения получим

величину, пропорциональную полному отклику G регистрирующего прибора:

$$G = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) T'(\lambda) d\lambda. \quad (1.11)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, а λ_1 и λ_2 — границы области спектральной чувствительности приёмника. Отметим, что в формуле (1.11) смело можно считать, что $T'(\lambda)$ — относительная кривая реакции. В самом деле, она отличается от абсолютной только тем, что в каждой точке нормирована (разделена) на постоянное число, а именно на своё значение в некоторой характерной длине волны (например, на значение в максимуме). Можно считать, что этот постоянный множитель уже вынесен из под знака интеграла и включён в коэффициент пропорциональности k .

Пусть наш регистрирующий прибор отреагировал на излучение двух звёзд с номерами 1 и 2 откликами G_1 и G_2 соответственно. Тогда, в полной аналогии с формулами (1.4) и (1.5), можно записать

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{G_1}{G_2} =$$

$$= -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2(\lambda) T'(\lambda) d\lambda} \approx -1,086 \ln \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}. \quad (1.12)$$

Заметим, что коэффициенты пропорциональности k сократились. Выражение (1.12) является определением разности *гетерохромных звёздных величин*.

Если в пределах интервала (λ_1, λ_2) функции $E_1(\lambda)$ и $E_2(\lambda)$ являются константами, т. е. не зависят от длины волны, то их можно вынести из под знака интеграла; тогда интегралы в числителе и знаменателе сокращаются и формула (1.12) приобретает точно такую же форму, что и формулы (1.4) и (1.5). В частности, часто можно считать, что в пределах узкого интервала $\lambda \pm \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda \rightarrow 0$, функция распределения энергии в спектре постоянна. Поэтому формулы (1.4) и (1.5) являются одновременно определением разности *монохроматических звёздных величин*.

Представим себе, что для одной из двух звёзд, разность величин которых задаёт формула (1.12), нам известна её звёздная величина, соответствующая фотометрической полосе, заданной кривой реакции $T'(\lambda)$. Пусть для определённости это звезда с номером 2. Такую звезду

уместно назвать *стандартом*. Тогда значение отклика на вторую звезду вместе с известной величиной m_2 зададут нам некую константу:

$$\text{const} = m_2 + 2,5 \lg G_2; \quad m_1 = -2,5 \lg G_1 + \text{const}. \quad (1.13)$$

Эта константа будет единой для данного приёмника, она не зависит от распределения энергии в спектре звёзд, величину которых мы хотим получить.

Стандарту мы всегда *приписываем* звёздную величину. Именно это сделал Гиппарх во II веке до н. э. При создании современных фотометрических систем делается то же самое. Определяется процедура, которая позволяет той или иной звезде или группе звёзд приписать аксиоматически (выдумать из головы!) некое число и сказать, что это число — звёздная величина стандарта. Величина стандарта совместно с измеренным отсчётом задаёт нам константу в формуле (1.13). Когда в дальнейшем изложении неоднократно будет упоминаться, что звёздная величина есть интеграл от произведения функции распределения энергии этой звезды и кривой реакции аппаратуры плюс константа, мы всегда будем понимать, что для определения такой константы нам нужен стандарт. Тогда можно на этот стандарт навестись, измерить его с помощью фотометра, получить отклик и вычислить эту константу.

1.7. Показатель цвета и связь фотометрических систем

Пусть имеются две фотометрические полосы, например B и V или U и R , или, в общем случае, одна полоса с номером i и кривой реакции $T'_i(\lambda)$ и другая полоса с номером j и кривой реакции $T'_j(\lambda)$. Пусть, как и прежде, имеются две звезды, вторая из которых — стандарт. Если $G_{1,i}$ и $G_{1,j}$ — отклики прибора на излучение первой звезды, соответственно в полосах i и j , а $G_{2,i}$ и $G_{2,j}$ — отклики того же прибора на излучение второй звезды (стандарта) с известными величинами $m_{2,i}$ и $m_{2,j}$ то по формулам (1.13)

$$m_{1,i} = -2,5 \lg G_{1,i} + (m_{2,i} + 2,5 \lg G_{2,i});$$

$$m_{1,j} = -2,5 \lg G_{1,j} + (m_{2,j} + 2,5 \lg G_{2,j}).$$

Вычитая второе равенство из первого, имеем

$$\begin{aligned} m_{1,i} - m_{1,j} &= (-2,5 \lg G_{1,i} + 2,5 \lg G_{1,j}) + (2,5 \lg G_{2,i} - 2,5 \lg G_{2,j}) + \\ &+ (m_{2,i} - m_{2,j}) = -2,5 \lg G_{1,i} + 2,5 \lg G_{1,j} + \text{const}_i - \text{const}_j = \\ &= -2,5 \lg G_{1,i} + 2,5 \lg G_{1,j} + \text{const}_{i,j}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Эта разность звёздных величин, полученных в двух фотометрических полосах, называется *показателем цвета* или *колер-индексом*. Константа $\text{const}_{i,j}$ определяется по наблюдениям стандарта. Обычно считается, что для стандартов избранного сорта, а именно для непокрашенных звёзд спектрального класса А0 главной последовательности, звёздные величины во всех всевозможных полосах одинаковы, т. е. все возможные показатели цвета для них равны нулю. Поэтому

$$\text{const}_{i,j} = 2,5 \lg G_{A0,i} - 2,5 \lg G_{A0,j}. \quad (1.15)$$

Если наблюдения проведены в n фотометрических полосах, то из полученных звёздных величин можно составить $n(n-1)$ различных показателей цвета. Из этих показателей цвета $n-1$ будут независимыми.

Представим, что есть две фотометрические системы i и j или, скажем, B и V , и были произведены измерения звёздной величины некоторой звезды в одной из этих систем. Для того чтобы вычислить величину звезды в другой системе, нужно из первой величины вычесть показатель цвета. Итак, чтобы перевести звёздную величину из одной фотометрической системы в другую, нужно знать показатель цвета между этими системами.

Наблюдаемые показатели цвета, искажённые межзвёздной экстинкцией, называются *покрашенными*. В противоположность этому собственные, присущие самим звёздам показатели цвета называются *непокрашенными*. Непокрашенные показатели цвета, усреднённые для группы звёзд определённого спектрального подкласса, называются *нормальными*.

В каждый момент измерений существует некоторая мгновенная функция $T'(\lambda)$. Она, безусловно, мгновенная, т. е. существенно изменяется со временем. Если в неё входит атмосфера, то этим одним всё сказано. Но даже без атмосферы в неё входит кривая чувствительности приёмника $R'(\lambda)$, которая зависит от целого ряда изменяющихся со временем параметров. Приёмник установлен на телескопе, где может изменяться температура и, как следствие, спектральная чувствительность приёмника. Перед светочувствительным элементом установлен светофильтр. Существует много публикаций о том, как пропускание стеклянных светофильтров зависит от температуры. Итак, в каждый данный момент измерения производятся в своей оригинальной фотометрической системе. Из-за этого нельзя непосредственно сравнивать измерения, сделанные в разное время, даже в две соседние ночи. Чтобы сравнивать фотометрические измерения, сделанные разными авторами на разных телескопах в разное время, нужно все измерения переводить в *стандартную фотометрическую систему*. Для такого

перевода понадобится знать показатели цвета, т. е. разность величин в инструментальной фотометрической системе $T'(\lambda)$ и стандартной системе $T(\lambda)$, где T — уже без штриха.

1.8. Об ошибках при астрофотометрических измерениях

Как при всяких измерениях, измерения звёздных величин сопряжены со случайными и систематическими ошибками. Часто случается, что, когда говорят об ошибках, имеют в виду только ошибку, возникающую из-за квантовой природы излучения. Разумеется, такая ошибка возникает всегда. И, если измеряется очень слабый поток, эта ошибка — основная. Но когда поток настолько велик, что относительная величина квантовых флуктуаций $\Delta N/N$ (N — число зарегистрированных событий) пренебрежимо мала, тогда на первый план выступают ошибки, связанные с недоучётом аппаратурных эффектов и несовершенством методики проведения измерений и их обработки. Хорошо известен эмпирический факт: если имеется обычный классический фотоэлектрический фотометр, который установлен на столе в лаборатории, то среднеквадратическая ошибка его отклика на постоянный поток излучения не превышает 0,001 звёздной величины. Напомним, что в соответствии с формулой (1.5) изменению величины сигнала на 1% соответствует разность звёздных величин, примерно равная $0^m,01$. Так что неподвижный фотометр в лабораторных условиях даёт относительную случайную ошибку порядка 0,1%. Это высокая точность. Но как только этот фотометр оказывается установленным на телескопе, возникает большое количество воздействий на него. Изменяется температура, возникают гнутия в оптической системе, меняется ориентация этого фотометра по отношению к направлению магнитного поля Земли и т. д. Для учёта всех этих эффектов мы должны построить адекватные математические модели и из специально организованных измерений определить параметры этих моделей. Разумеется, никакая модель не описывает полностью реальную ситуацию, так что в итоге возникают неучтённые *систематические ошибки*. Наши измерения оказываются выполненными в индивидуальной и нам не известной фотометрической системе, перевод из которой в стандартную систему, естественно, будет произведён с ошибками. В отличие от ошибок случайных, систематическую ошибку нельзя уменьшить путём проведения повторных измерений и усреднения результатов.

Одна из основных целей этой книги и состоит в том, чтобы дать читателю представление о наличии различных видов систематических ошибок, их природе и, таким образом, научить его моделировать воз-

никновение этих ошибок, чтобы затем учесть их при обработке результатов. В частности, нам всегда будет интересно знать, как получить разность звездных величин (показатель цвета) в двух близких фотометрических полосах: в полосе инструментальной системы, которая сегодня реализуется на телескопе, и в полосе системы стандартной.

Подчеркнём, что стандартная система не обязана существовать физически. Нам вовсе не обязательно, чтобы существовал какой-то конкретный фотометр, у которого была бы неизменная стандартная спектральная кривая чувствительности. Вполне достаточно, если эта кривая нарисована в форме графика или, лучше, представлена в виде подробной таблицы. Такая система уж точно не будет зависеть ни от времени, ни от других факторов. Неопределённости задания стандартной системы прямо войдут в результат ваших измерений и сложатся с их ошибками. Порядок перевода данных измерений в стандартную фотометрическую систему будет рассмотрен в гл. 11.

1.9. Вынос

Мы живём на планете с атмосферой. Поэтому при наземных наблюдениях всегда существует дополнительный «светофильтр» между приёмником и излучателем. При работе в многоцветной фотометрической системе номер полосы будем обозначать индексом i .

Если выйти за пределы атмосферы, то в соответствии с формулами (1.10) и (1.11) реакция (отклик) нашего приёмника на излучение звезды с распределением энергии в спектре $E(\lambda)$ будет равна

$$G_0 = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda. \quad (1.16)$$

Под атмосферой тот же самый прибор даст другой отклик, отличающийся от предыдущего на фактор влияния атмосферы:

$$G = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'_i(\lambda) p[\lambda, M(z)] d\lambda. \quad (1.17)$$

Если обе части выражения (1.17) разделить на (1.16) и взять от этого отношения 2,5 логарифма с минусом, то мы узнаем, на сколько звездных величин ослабела звезда, пока свет проходил через атмосферу. В. Страйжис предложил для этой величины название *вынос*. Итак, вынос — это разница в звездных величинах инструментальных

величин, полученных под атмосферой и вне атмосферы:

$$A_i = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'_i(\lambda) p[\lambda, M(z)] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda}. \quad (1.18)$$

Обратите внимание на то, что в формуле (1.18) одинаковые функции $E(\lambda)$ и $R'_i(\lambda)$ входят в подинтегральные выражения и в числителе, и в знаменателе. Поэтому значение выражения не изменится, если значения этих функций в каждой точке умножить или разделить на одинаковое число. Эти константы можно будет вынести из-под интегралов и они сократятся. Следовательно, как распределение энергии в спектре, так и кривые реакции могут быть выражены в относительных единицах, например нормированы на свой максимум.

Опишем последовательность действий при выносе измеренной податмосферной величины за атмосферу. Чтобы из отсчётов под атмосферой на исследуемую звезду (с номером 1) и на стандарт (с номером 2) получить внеатмосферные величины, нужно определить для них значения выносов.

Первый шаг. Возвращаясь к формулам (1.11)–(1.13), признаемся теперь, что известной является именно внеатмосферная звёздная величина стандарта m_2° в стандартной фотометрической системе $R(\lambda)$, а не в инструментальной $R'(\lambda)$. Нижний индекс «2» обозначает номер звезды, а верхний индекс «°» указывает, что это внеатмосферная величина в стандартной системе. Однако мы проводим измерения не в стандартной, а в инструментальной системе. Следовательно, первое что надо сделать при учёте атмосферы, это перевести стандартную внеатмосферную величину стандарта во внеатмосферную инструментальную и получить величину $m_2^{\circ'}$. (Как и раньше, верхний штрих относится к величинам в инструментальной системе.) Измерить разность между стандартной и инструментальной величинами стандарта, очевидно, не удастся. Но её можно вычислить, если представлять себе внеатмосферное распределение энергии в спектре стандарта $E_2^{\circ}(\lambda)$ и знать нашу инструментальную систему $R'(\lambda)$. По формуле (1.14) вычисляем:

$$m_2^{\circ'} - m_2^{\circ} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2^{\circ}(\lambda) R_i(\lambda) d\lambda}. \quad (1.19)$$

Второй шаг. Теперь мы знаем внеатмосферную инструментальную величину стандарта. Внесём её под атмосферу, используя формулу для выноса (1.18)

и модельную функцию спектрального пропускания атмосферы:

$$m'_2 - m_2^{\circ'} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) p[\lambda, M(z)] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda}. \quad (1.20)$$

Третий шаг. Теперь используем полученную податмосферную величину стандарта в инструментальной системе, чтобы по формулам (1.13) получить податмосферную величину звезды 1 в инструментальной системе:

$$m'_1 = -2,5 \lg G_1 + m'_2 + 2,5 \lg G_2. \quad (1.21)$$

Четвёртый шаг. По формуле (1.18) получаем внеатмосферную величину звезды $m_1^{\circ'}$ в инструментальной системе:

$$m'_1 - m_1^{\circ'} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) p[\lambda, M(z)] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda}. \quad (1.22)$$

Теперь осталось перевести инструментальную внеатмосферную величину звезды 1 в стандартную систему:

$$m_1^{\circ} - m_1^{\circ'} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1^{\circ}(\lambda) R_i(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1^{\circ}(\lambda) R'_i(\lambda) d\lambda}. \quad (1.23)$$

Дополнительные соображения будут рассмотрены в гл. 11.

Глядя на формулу (1.18) нельзя не задать себе вопрос: что же получается?! Оказывается, чтобы вычислить внеатмосферную звёздную величину звезды, мы должны знать распределение энергии в её спектре. А если знать распределение энергии в спектре звезды, да ещё все кривые реакции, то можно вычислить этот интеграл и получить всё что нужно безо всяких наблюдений! Но ведь мы *не знаем* распределения энергии в спектре исследуемой звезды!

Тут необходимы два соображения.

Первое: если мы не знаем распределения энергии в спектре звезды точно, но знаем его хотя бы грубо, знаем, например, что эта звезда спектрального класса А, а не К, значит уже как-то можно оценить

интеграл. Если мы не знаем достаточно хорошо мгновенную кривую реакции, но знаем её среднее, значит тоже уже можно что-то оценить. Тогда из наблюдений мы постараемся получить не полную разность истинной внеатмосферной и измеренной податмосферной величин звезды, а поправку к нашей оценке, полученной на основании предварительных сведений о подынтегральных функциях. Основной, главный член нашей разности вычислим по формулам, а из наблюдений будем искать малую поправку. Поскольку она мала, даже большая ошибка её определения внесёт не слишком большую ошибку в результат.

Второе: можно надеяться, что эта поправка может быть вычислена итерационным методом. На каждом шаге итераций мы будем уточнять как кривую энергии звезды, так и кривую реакции, и в результате процесс сойдётся к правильному значению нашей малой поправки.

Понятно, что чем точнее мы будем представлять вид и поведение функций, входящих в подынтегральное выражение (1.11), тем с большим успехом можно будет реализовать изложенную выше идею. В последующих главах мы разберём, какие бывают звёзды с точки зрения распределения энергии в их спектре, какие бывают приёмники с точки зрения их спектральной чувствительности, какие можно применять светофильтры, что внесёт атмосфера и как представить хорошей математической моделью функции в формуле (1.11). Если бы мы нашли такую совершенную модель, которая дала бы результат, совпадающий с истинным, тогда мы сразу получили бы правильный ответ. Но поскольку наша модель, конечно, не является столь совершенной, встаёт вопрос о том, как из наблюдений получить поправку к результату.

Анализ и способы исследования функций $E(\lambda)$ и $T(\lambda)$ и составляют содержание последующих глав этой книги.

Глава 2

ИСТОРИЯ И СОДЕРЖАНИЕ НЕКОТОРЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КАТАЛОГОВ

К нам немного доходит из прошлого мира,
Из минувших столетий — немного имён;
Только редкие души, как луч Алтаира,
Как звезда, нам сияют из бездны времён.

В. Брюсов

Чтобы более стройно увидеть всю систему современной астрофотометрии, следует совершить экскурс в историю астрономической фотометрии. Астрономы в своей работе используют различные звёздные величины, которые были получены в разных работах разных авторов и содержатся в разнообразных каталогах. Задача настоящей главы — дать некоторые ориентиры в необъятном море астрономических каталогов, содержащих оригинальную фотометрическую информацию. Рассмотрим некоторые каталоги, которые до сих пор не потеряли своего исторического и научного значения.

С момента рождения астрономии существует задача отождествления звёзд, сопоставления их координат на небесной сфере с идентификационными данными в каталогах. Предположим, например, что нужно найти звезду, для которой дан номер в виде: +1,00000358 или +28 0004.

2.1. Начало начал

Самым первым источником, содержащим астрофотометрическую информацию, был, по-видимому, каталог, составленный во II веке до н. э. легендарным Гиппархом. Вот что сообщает нам о Гиппархе Плиний Старший в своей «Естественной истории» (Естественная история, кн. 2, гл. XXIV, перевод В. Л. Штаерман).

«Гиппарх, с которым никто не сравнится, ибо никто как он не постигает родство людей и звёзд и то, что наши души — это часть неба, увидел новую звезду, отличную от комет и родившуюся в его время. В день, когда он увидел её сияние и наблюдал её движение, в нём зародилось сомнение: он спросил себя, часто ли

появляются такие звёзды и не движутся ли на самом деле звёзды, которые мы считаем неподвижными. И тогда он решился на труд, тяжкий даже для богов: составить для потомков каталог звёзд с поимённым их перечислением. Для этой цели он создал инструменты, позволяющие точно определять положение и величину звёзд, а также указал методы определения того, рождаются ли они или гаснут, а также растёт их яркость или убывает. И так он оставил небо в наследство тем, кто способен принять его».

Гиппарх, по-видимому, жил на острове Родос, у берегов Малой Азии, и работал во второй половине II века до н. э. Каталог Гиппарха, в котором содержалось около 800 звёзд, до нас не дошёл. Дошла его переработанная и дополненная версия, которая вошла в «*Megalo Syntaxis ...*», «*Великое построение ...*» — «Альмагест» Клавдия Птолемея. Альмагест был создан около 150 года н. э. Древние списки Альмагеста до нас тоже не дошли. Те тексты, по которым мы судим об Альмагесте, это рукописи на греческом и арабском языках, самые древние из которых относятся к IX–XI векам. В конце XII века Альмагест был переведён на латинский язык. Этот перевод известен в многочисленных рукописях и был издан типографским способом в 1515 году в Венеции.

Очень долгое время не было полного перевода Альмагеста Птолемея на русский язык. Но в 1960-е годы перевод Альмагеста выполнил Иван Николаевич Веселовский (1892–1977). Это был замечательный человек. Он преподавал теоретическую механику и математику в Московском высшем техническом училище им. Баумана, знал много языков. История науки была для него увлечением, перешедшим в главное дело жизни. По собственной инициативе, обычно не имея никаких гарантий на их публикацию, Веселовский перевёл и прокомментировал ряд важных работ классиков античной и средневековой науки: Евклида, Аристарха Самосского, Архимеда, Коперника и др.

Веселовскому было отказано в публикации перевода Альмагеста. Это было связано с тем, что, как хорошо известно, птолемеяева система мира в средние века была взята на вооружение самыми тёмными силами религии и поэтому в атеистическое советское время пропаганда трудов Птолемея не поощрялась.

Переводчик был очень требователен к себе. Он переводил с оригинальных греческих текстов и тщательно сверял свой перевод как с латинскими текстами, так и с современными переводами на английский и французский языки. Веселовский нашёл в этих английских и французских переводах большое количество неточностей. В результате русский перевод Альмагеста оказался очень хорош.

Альмагест — книга трудная, читается с усилием, как хороший скучный учебник. Ведь во времена Птолемея ещё не была достаточно разработана система геометрических обозначений. Поэтому нужно

было все круги и движения, все геометрические построения описать словами.

Русское издание Альмагеста в переводе Веселовского вышло в 1998 году. Небольшую часть книги занимает звёздный каталог, в нём 1025 звёзд. Каталог построен по созвездиям. Место звезды в созвездии указано двумя способами. Во-первых, дано обязательное для античности словесное описание места звезды в традиционной фигуре созвездия. В этих точках, случайно разбросанных по небесной сфере, античный астроном обязан был видеть фигуры, видеть гривы и хвосты, узнавать головы, плечи, колени, мечи, щиты и т. д.

Самая первая запись в каталоге следующая: «Созвездие Малой Медведицы. Номер 1. Конфигурация: звезда на конце хвоста». Звезда на конце хвоста Малой Медведицы — это, конечно, знаменитая Полярная. А далее, за традиционным описанием идёт уже практически современная запись: градусы (градусы долготы): «Близнецы $0\frac{1}{6}$ ». Это λ , долгота в эклиптической системе координат. Только градусы отсчитываются не от точки весеннего равноденствия, а от начала упомянутого зодиакального знака. Во времена Птолемея было принято отсчитывать долготы по 30-градусным зонам, каждая из которых обозначалась зодиакальным знаком. Напомним, что во времена Гиппарха знаки, связанные с точкой весеннего равноденствия, в основном совпадали с созвездиями. Сейчас, по прошествии более чем 2000 лет, знаки остались знаками, а созвездия из-за прецессии точки равноденствия переместились по долготам почти на полный знак. Итак «Близнецы 0» — это просто 60 градусов эклиптической долготы, Овен — это 0° , Телец — 30° и т. д. Запись «Близнецы $0\frac{1}{6}$ » означает, что эклиптическая долгота звезды (т. е. угол, измеряемый дугой эклиптики между точкой весеннего равноденствия и точкой пересечения эклиптики с кругом широты светила) равен 60 плюс $\frac{1}{6}$ градуса. Далее, вот вторая звезда: «Близнецы $2\frac{1}{2}$ », т. е. эклиптическая долгота $62^\circ,5$. Или, например, такая запись: «Звезда на конце морды. Близнецы $23\frac{1}{3}$ » — это уже звезда четвёртой величины в Большой Медведице (α UMa). Вот ещё пример словесного описания: «Из двух в обоих глазах предшествующая». Подобные описания говорят о том, что до тех пор пока не появились способы записи небесных координат, нужны были именно такие словесные описания положения звёзд в фигуре созвездия. К сожалению, картины времён Птолемея, изображающие фигуры созвездий, до нас не дошли. Дошли только рисунки в средневековых атласах. К счастью, в Альмагесте уже в полной мере используется система эклиптических координат. И совершенно понятна запись вида «Лев 18° . Из трёх на хвосте средняя». На хвост можно не обращать внимания, это $\lambda = 168^\circ$. Далее, практически в современном смысле, даются градусы эклиптической широты. Последняя пятая колонка

таблицы каталога (в книге Веселовского) представляет современную идентификацию звезды. А вот в четвёртой колонке находится «номер звезды по её величине». Такой формулировкой Птолемей определяет звёздную величину, т. е., вообще говоря, у него это ещё не число, а категория, не количество, а качество. Но он уже чувствует, что такая классификация слишком груба. Он вполне может написать: «4–5». Это означает, что звезда четвёртой величины, но немного слабее, т. е. её величина ушла от четвёртой в сторону пятой. В современном смысле это что-то около $4^m,25$. А вот запись «4–3» означает, что величина этой звезды несколько ярче четвёртой.

Надо сказать, что античные звёздные величины, конечно, не имеют большого значения для современной астрономии, однако из этих данных можно кое-что извлечь для других наук. Вот такой пример. Используя величины Птолемея, московский астроном А. И. Захаров при участии автора этих строк попытался определить время создания каталога Птолемея. Это ведь не современный каталог, где величины редуцированы за атмосферу. В нём приведены те звёздные величины, которые воспринимает глаз человека на поверхности Земли. Если звёзды находятся в районе зенита, то там ослабление света земной атмосферой примерно одинаковое и небольшое. Но когда звезда находится низко над горизонтом, а при наблюдениях из северного полушария наиболее южные звёзды никогда не будут подниматься высоко над горизонтом, наблюдатель увидит их более слабыми, чем они есть на самом деле. Поэтому были проанализированы разности птолемеевых и современных величин южных звёзд.

Захаров предположил, что самые южные звёзды оценивались близ меридиана. Далее современные величины были пересчитаны в птолемееву фотометрическую систему. Эта система задаётся ночной кривой чувствительности человеческого глаза.

Наблюдаемая податмосферная величина звезды должна зависеть от её блеска и зенитного расстояния в кульминации. Но последнее зависит от склонения звезды и широты места наблюдения, причём для звёзд на разных эклиптических долготах эти зависимости различны. Таким образом, удалось построить систему уравнений, в результате решения которой оказалось, что наилучшее согласие с современными величинами получается в том случае, если считать, что Птолемей наблюдал на широте около $+31^\circ$, а время наблюдений — первая половина II века н. э. Это совпадает с традиционной датировкой времени создания Альмагеста. Вот с такой, может быть неожиданной, стороны можно использовать птолемеевы величины и современную теорию астрофотометрии для получения научного результата. Так должно быть вообще со всяким хорошим каталогом.

Удивительно, что хотя сам Птолемей пытался говорить «вот эта звезда четвёртой величины, но поярче», «вот эта третьей, но слабее»,

понятие дробных звёздных величин долго не входило в науку. Когда в средние века астрономия переживала расцвет в арабских странах и в Средней Азии, когда Улугбек заново определял координаты звёзд, звёздные величины честно переписывались из птолемея Альмагеста. Коперник в своей знаменитой книге «Об обращении небесных сфер» тоже приводит звёздный каталог и ... переписывает птолемея звёздные величины. Тихо Браге отлично переопределил координаты 1200 северных звёзд; он достиг наивысшей для дотелескопической эпохи точности (ошибка координат менее 1 минуты дуги). Его точные данные о положении Марса позволили Кеплеру открыть законы движения планет. Но звёздные величины Браге по-прежнему были выражены целыми числами и почти не отличались от птолемея. Вот так на протяжении почти полутора тысяч лет увеличивалось число звёзд с определёнными координатами, уточнялось их положение на небе, а величины оставались целыми.

Начался XVII век. В 1603 году вышел атлас неба Иоганна Байера. На рис. 2.1 приведена репродукция титульного листа этого атласа. Чем же знаменит атлас Байера?

Во-первых, это первый атлас, который полностью охватил южное полушарие, включая Южный полюс, который не виден ни из Европы, ни из Северной Африки. Положения северных звёзд Байер брал у Тихо Браге. Положения южных звёзд и названия 12 новых южных созвездий (Феникс, Тукан, Райская Птица и др.) он заимствовал из каталога датского мореплавателя XVI века Петера Дирксона Кайзера (Pieter Dirckszoon Keyzer) из Эмдена (Emden), который, в свою очередь, собрал и выправил старые наблюдения знаменитых мореплавателей XV–XVI веков: Америго Веспуччи (Amerigo Vespucci), Андреа Корсали (Andrea Corsali) и Педро де Медины (Pedro de Medina). В атласе Байера 1706 звёзд примерно до четвёртой величины.

Во-вторых, если написать, например, « β Peg», современный астроном, конечно, поймёт, что это за звезда. Так вот, обозначения звёзд созвездия примерно в порядке убывания их блеска последовательными буквами греческого алфавита были введены именно в атласе Байера. На рисунках рядом с красиво нарисованными звёздами, обозначенными символами различного размера, в зависимости от звёздной величины (выраженной целыми числами!), написано α , β , γ и пр. Атлас Байера был последней визуальной дотелескопической работой. В эпоху Байера использовались визуальные угломерные инструменты: астролябии, квадранты, секстанты, — но оптики ещё не было, были только визирные приспособления. Пример страницы из атласа Байера приведён на рис. 2.2.

Первый большой телескопический каталог был сделан в начале XVIII века, а окончательно издан уже после смерти его создателя



Рис. 2.1. Титульный лист атласа «Уранометрия» Байера

в 1725 году. Это атлас Джона Флемстида (John Flamsteed). Этот талантливый человек не имел специального университетского образования. Увлёкшись, он начал всерьёз заниматься астрономией и впоследствии стал первым президентом Королевского астрономического общества, или коротко, первым Королевским астрономом. Это человек, под руководством которого строилась Гринвичская обсерватория. Именно он выполнил первый телескопический обзор неба. Флемстид не ездил на юг, поэтому в его атласе были только северные звёзды примерно до седьмой с половиной звёздной величины. Таких звёзд оказалось около

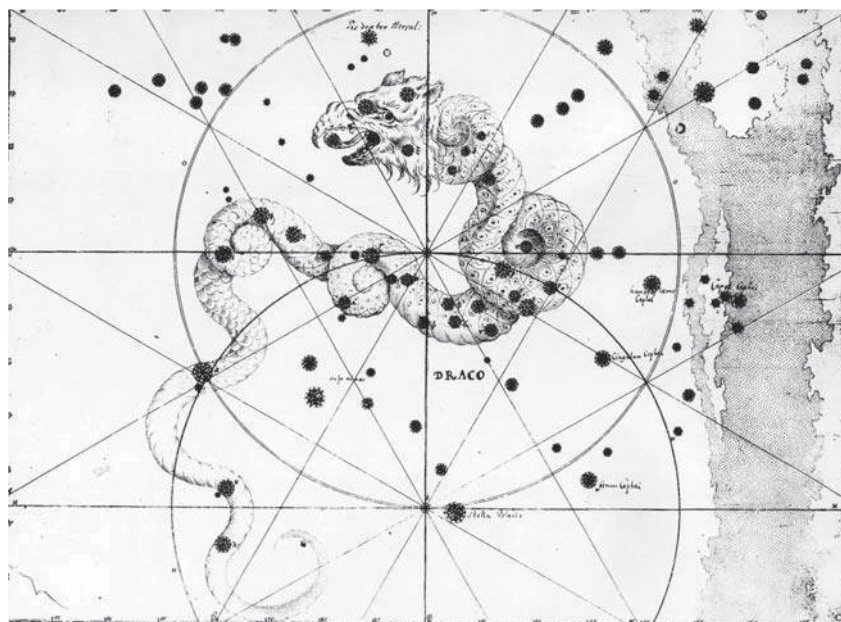


Рис. 2.2. Созвездие Дракона в атласе Байера

3000. Флемстид продолжал пользоваться целыми значениями звёздных величин. Он, как и его предшественники, тоже нумеровал звёзды внутри каждого созвездия, но не в порядке убывания блеска, а по возрастанию прямого восхождения. Обозначения Байера и Флемстида до нас дошли и активно употребляются для ярких звёзд.

Отклоняясь от хронологической последовательности, опишем кратко современный каталог ярких звёзд — The Bright Star Catalogue.

В начале XX века в Гарвардской обсерватории был составлен фотометрический каталог, в который вошли 9110 ярчайших звёзд неба. Его вторая версия называлась Harvard Revised Photometry (Переработанная гарвардская фотометрия). Первые буквы названия этого каталога дали название номерам ярких звёзд. Их теперь обозначают аббревиатурой HR. Например, альфа Андромеды — это HR 15. Впрочем, в последнее время часто эти номера называют не HR, а BS, по названию каталога ярких звёзд, в который вошли именно звёзды из списка HR. Каталог Bright Star был напечатан в четырёх изданиях, каждое из которых уточнялось и дополнялось новыми данными. Его пятая версия уже не печаталась на бумаге, а существует в электронном виде.

Каталог ярких звёзд устроен следующим образом. На левой странице разворота помещены все идентификации и координаты. Например,

на первой странице в пятнадцатой строчке читаем: 21α Андромеды. Это нумерация по Байеру и Флемстиду. Дальше приводятся идентификационные номера ещё по двум другим каталогам, которые мы опишем позже в этой же главе. Ещё дальше приведены экваториальные координаты на эпохи 1900.0 и 2000.0. На правой странице сначала повторен номер HR. За ним следуют астрофизические данные: звёздные величины V , показатели цвета $B-V$, $U-B$ и $R-I$, спектральные типы, собственные движения, лучевые скорости, данные о вращении звезды, если такие есть, данные о двойственности, если она имеется, и, наконец, если есть ещё нечто примечательное, то стоит звёздочка, которая указывает, что в примечаниях для этой звезды приведены дополнительные данные.

2.2. BD и HD

В 1859 году в Бонне был опубликован первый (из трёх) том знаменитого «Боннского обозрения неба». Руководителем этой работы был Фридрих Вильгельм Август Аргеландер. Он учился в Кенигсберге у Бесселя, после этого работал некоторое время в России на территории Финляндии, в городе Або, который находится на северо-западной оконечности Финского залива и теперь называется Турку. Потом Аргеландер работал в Хельсинки (в Гельсингфорсе, как это называлось в России того времени). Именно тогда он понял, что астрономия остро нуждается в новом обозрении всех звёзд неба. И, наверное, он сделал бы свою работу где-нибудь у Струве в Пулковке, но получил предложение от Германской Академии наук переехать в Бонн и возглавить строительство Боннской обсерватории. Он согласился и поехал. Пока шло строительство обсерватории, пока изготавливали инструменты, он с помощью очень маленького телескопа выполнил наблюдения северных звёзд Байера. Атлас Байера назывался «Уранометрия», а у Аргеландера появилась «Новая Уранометрия» (по латыни «Uranometria Nova»). На рис. 2.3 — портрет этого великого астронома.

Когда обсерватория была построена, Аргеландер с двумя помощниками занялся обзором звёзд. Использовался трёхдюймовый телескоп-рефрактор. Телескоп устанавливался в меридиане неподвижно, труба могла двигаться по высоте и имела поле зрения один градус. В этом поле была нанесена вертикальная шкала, разделённая так, чтобы можно было легко отсчитать одну минуту дуги.

На рис. 2.4 показана репродукция с фотографии телескопа Аргеландера, который теперь занимает почётное место в парадном вестибюле Астрономического института имени Аргеландера Боннского университета.



Рис. 2.3. Фридрих Вильгельм Август Аргеландер (1799–1875)



Рис. 2.4. Телескоп, на котором наблюдался Bonner Durchmusterung. Фото заимствовано с сайта <http://www.aavso.org/vstar/vsots/spring03.shtml>

Наблюдения велись так. Труба неподвижно стояла в меридиане. Наблюдатель смотрел, как звезда проходит через поле зрения. Когда она проходила через шкалу, наблюдатель сообщал своему помощнику три вещи. Во-первых, он подавал сигнал, который означал момент прохождения звезды через меридиан, при этом помощник отмечал время по хронометру. Из этого момента времени выводилось прямое восхождение. Во-вторых, он говорил, через какое деление вертикальной шкалы прошла звезда: это отсчёт склонения. И, в-третьих, он сообщал, какая на его, наблюдателя, глаз величина этой звезды. Работая в России, а потом в Бонне над «Uranometria Nova», Аргеландер так натренировался оценивать блеск звёзд, что сразу диктовал звёздную величину. Сравнение величин Аргеландера с современными показывает, что фотометрическая ошибка его глазомерных оценок не превышает (в смысле среднеквадратичного отклонения σ) одной десятой доли звёздной величины и, следовательно, 3σ — это около $0^m,3$. В самом деле, ошибок, превышающих три десятых величины, в Боннском обозрении у звёзд, более ярких чем $8^m,5$ величины, практически нет. Такие ошибки есть только у самых слабых звёзд. Тут могло быть что угодно. Наблюдатель мог увидеть звезду двенадцатой величины, а называл её девятой.

За десять лет с 1850 по 1860 год было просмотрено всё северное небо от полюса до склонения -2 градуса. И по мере завершения наблюдений и обработки одноградусных зон один за другим вышли три тома Боннского обозрения неба. Теперь это называется *Wopner Durchmusterung* (BD).

Аргеландер стал первым, кто начал уверенно ставить десятые доли звёздной величины. Он отнёсся к этому значению уже как к количественной, а не качественной характеристике. От класса, от «номера по величине» Птолемея Аргеландер перешёл к количеству. Наблюдал он, естественно, в той самой фотометрической системе, которую задаёт ночной глаз. За десять лет трое наблюдателей BD: сам Аргеландер и двое его ассистентов, Шёнфельд и Крюгер, — пронаблюдали 324 198 звёзд. Координаты звёзд были приведены на среднюю эпоху наблюдений — 1855 год. Строка в каталоге BD содержит следующие поля. Во-первых, указывается номер зоны шириной 1 градус по склонению. На эту зону выставлялся при наблюдениях телескоп. Например: 28-й градус. Дальше даётся порядковый номер звезды в этом градусе, считая от начального круга склонений, проходящего через точку весеннего равноденствия. Эта пара чисел составляет номер BD. Потом идут экваториальные координаты — прямое восхождение и склонение — и звёздная величина с десятими долями. Всё, что Аргеландер видел в свой трёхдюймовый телескоп, он заносил в каталог.

Звезда, обозначенная как BD+28 0004, — это всё та же альфа Андромеды.

BD-каталог относится к северному полушарию, от северного полюса до склонения -2 градуса. После смерти Аргеландера, его первый помощник Шёнфельд продолжил в Бонне эту работу и довёл каталог до склонения -23 градуса. Результатом этой работы стал SBD — южное продолжение BD.

Впоследствии в двух обсерваториях южного полушария были сделаны обзоры, продолжающие BD до южного полюса. Одно продолжение было сделано в Аргентине, в обсерватории Кёрдова (CoD). Это, как и BD — глазомерный труд. Второе было сделано фотографически в Южной Африке на Капской обсерватории (CPD). Совокупность BD, SBD и двух каталогов для южного полушария именуется *Durchmusterung* (сокращённо DM).

Величие труда Аргеландера, его ассистентов и продолжателей можно осознать, если вспомнить, что следующий подобный обзор был выполнен только примерно через 150 лет после BD в ходе космического эксперимента.

Несколько слов об ещё одном великом каталоге, который был выполнен в США в Гарвардской обсерватории. В США жил врач и квалифицированный любитель астрономии Генри Дрепер (Henry Draper, 1837–1882). Он был одним из пионеров астрономической фотографии, сам сконструировал и построил астрономический спектрограф и предложил проект создания обзора звёздных спектров. Хотя сам мистер Дрепер скончался до начала этих работ, его вдова Анна Пальмер Дрепер осуществила финансирование работ Гарвардской обсерватории по созданию спектрального обзора всего неба. На первом этапе директор Гарвардской обсерватории Эдвард Чарльз Пикеринг вместе с сотрудницей обсерватории Вильяминой Патон Флеминг разработали предварительную версию спектральной классификации и применили её к 10 тыс. звёзд. Эта работа, названная *Draper Catalog*, была опубликована в 1890 году. Дальнейшие оценки спектральных классов производила Энни Джамп Кэннон. Созданный на основе этих оценок каталог носит название *Henry Draper Catalog* (HD — в России принято говорить «ха дэ» с немецким названием этих букв).

HD — это каталог звёздных спектров. Он важен для фотометристов по нескольким причинам. Во-первых, в HD своя, очень простая система обозначений. Когда работа была закончена, все звезды были расположены по прямому восхождению на эпоху 1900 года и каждой был присвоен порядковый HD-номер. Всего около 225 000 спектров. Спектры, полученные с объективной призмой, т. е. с невысокой дисперсией, оценивались глазомерно, рассматривались глазом через лупу. Все оценки сделаны одним человеком: совершенно потрясающей женщиной



Рис. 2.5. Генри Дрепер (1837–1882). Фото заимствовано с сайта <http://www.britannica.com/eb/article-9031149/Henry-Draper>



Рис. 2.6. Создатели каталога HD Эдвард Чарльз Пикеринг (1846–1919) и Энни Джамп Кэннон (1863–1941)

Энни Кэннон. В Гарвардской обсерватории было принято, что все статьи о выполненных в обсерватории работах подписывает директор в одиночку. Редко появлялась какая-нибудь вторая фамилия. Вот это тот самый случай, причём фамилия директора Пикеринга стоит второй!

В результате работы над HD была создана Гарвардская спектральная классификация. Первый том HD вышел в 1918 году, а последний —

в 1924 году. В каталоге, прежде всего, указан номер HD, причём на каждой странице — номера от 1 до 100, а прибавить это число нужно к тому, что стоит в левом верхнем углу. Далее указаны координаты звезды, общая часть прямого восхождения вынесена в заголовок, а склонение напечатано полностью. Также указаны звёздные величины. И их уже две, визуальная, перенесённая в HD из BD, и фотографическая! Это результат использования фотографии в астрономических исследованиях. Появление фотографии принесло в астрономию и астрофизику важнейшее понятие — *показатель цвета*. В HD были выведены средние показатели цвета для разных спектральных классов и подклассов гарвардской спектральной классификации.

В Гарварде была выполнена самостоятельная работа по определению фотографических звёздных величин для нескольких десятков тысяч звёзд. Если в колонке фотографических звёздных величин число приведено с сотыми (!) долями, — это величина, определённая в Гарварде. Для остальных звёзд данные в колонке фотографических величин приведены с десятными долями. Это величины, пересчитанные из BD. В каталоге BD величины — визуальные; средняя длина волны этой системы близка к 5100 \AA . Гарвардские же величины — фотографические. По отношению к визуальной системе, в системе фотографической средняя длина волны сильно сдвинута в фиолетовую сторону. Если для получения фотографической величины за основу бралась величина из BD, то к ней прибавлялся выведенный в Гарварде средний показатель цвета для каждого спектрального подкласса. В каталоге HD значения величин напечатаны либо прямым шрифтом, либо курсивом. То, что напечатано прямым шрифтом, — это прямое определение, или Гарвардское, или Боннское. То же, что напечатано курсивом, — это величины, вычисленные при помощи постоянных стандартных показателей цвета для данного спектрального класса.

Номера, присвоенные звёздам в каталогах BD и HD, широко используются в астрономии. С использованием HD-номеров построен ряд современных звёздных каталогов. При пользовании HD следует помнить, что в таблице основного каталога около 225 тыс. объектов. Если номер звезды больше, чем 225 000, это означает, что звезда входит не в основной каталог, а в дополнение к HD, известное под шифром HDE (extension).

Данные HD до сих пор сохраняют большую важность, так как нередко случаи, когда для звёзд кроме HD нет других источников спектральной информации. Тогда именно гарвардские спектральные классы позволяют грубо оценить эффективную температуру и распределение энергии в спектре звезды.

2.3. Фотография и фотографические звёздные величины

После эпохи визуальных глазомерных оценок звёздных величин и визуальных фотометров настала эра фотографической фотометрии. Основную роль здесь сыграла документальность фотографической пластинки. Кроме того, выяснилось, что внутренняя точность определения фотографических величин достаточно высока. Как правило, на конкретной фотопластинке можно измерить соотношение почернений изображений звёзд с ошибкой, не превышающей 10%. Однако при сравнении почернений на разных пластинках могут возникать значительные расхождения. Каждая пластинка обладает собственной общей и спектральной чувствительностью. Кроме того, чувствительность меняется по полю пластинки, как в крупном, так и мелком масштабе. Фотографическая фотометрия оказалась очень неустойчивой в смысле систематических ошибок.

С помощью фотографии было выполнено очень большое количество работ по определению звёздных величин. Одним из таких проектов было определение величин звёзд в «Избранных площадках Каптейна» («Selected areas»). По плану Каптейна, который предполагал систематическое исследование Галактики, было выделено 206 небольших зон (по 15' диаметром), равномерно расположенных на небесной сфере. В этих площадках определялись звёздные величины, спектральные классы, собственные движения и т. д. для звёзд примерно до 17 величины.

Результаты исследований звёзд в площадках Каптейна опубликованы в большом количестве трудов разных обсерваторий. В частности, одной из выдающихся работ является Маунт-Вильсоновский фотографический фотометрический каталог, изданный в институте Карнеги в Вашингтоне. Это каталог звёздных величин в 139 избранных площадках, который задавал сетку вторичных фотометрических стандартов на северном небе. В качестве первичного стандарта системы фотографических звёздных величин служили величины 96 звёзд около Северного полюса мира — так называемый *Северный полярный ряд*. Величины звёзд Северного полярного ряда были утверждены в 1922 году на I съезде Международного астрономического союза.

Однако с развитием фотоэлектрической фотометрии выяснилось, что в фотографической фотометрии, при сравнительно небольших случайных ошибках в пределах одной пластинки, систематические ошибки велики. Различие величин, определённых фотографическим и фотоэлектрическим путём в площадках Каптейна, имеет среднеквадратичное отклонение около $0^m,1$ звёздной величины, а в худших случаях ве-

личины могли различаться на $0^m,3-0^m,4$. Причиной таких расхождений было в первую очередь то, что звёзды имеют различное распределение энергии в спектре, а спектральная чувствительность фотопластинок в комбинации с оптикой различных телескопов задавала разные кривые реакции. Эти систематические ошибки во много раз превосходили случайные ошибки измерения почернений.

Эпоху фотографических величин закономерно сменила эпоха электрофотометрии. Впрочем, работы электрофотометристов, выполненные в первой половине XX века, следует признать только подготовкой. В то время астрономы пытались имитировать фотографические величины с помощью фотоэлектрических приёмников. При этом по-прежнему не были чётко определены кривые реакции применяемых приёмников. Фотоэлектрическая фотометрия первой половины XX века обладала громадным количеством тех же недостатков, что и фотография, поэтому перевод звёздных величин в единую стандартную систему можно было сделать только с очень большой систематической ошибкой.

До тех пор пока мы не определили, в какой инструментальной фотометрической системе проводятся наблюдения, систематические ошибки фотометрии не могут быть меньше, чем несколько десятых долей звёздных величин. Прямо как у Аргеландера, ничуть не лучше!

2.4. Система *UBV*

Революция произошла в самой середине XX века. В конце 1940-х годов Гарольд Джонсон, тогда молодой сотрудник обсерватории Макдональд (США), создал очень удачный вариант фотометрических полос. В 1951 году вышла статья Джонсона и Моргана, в которой предлагалась трёхцветная фотометрическая система. Эта трёхцветная система *UBV* с ультрафиолетовой, синей и зелёной визуальной полосами сразу завоевала признание. Это сейчас мы, с высоты развития фотометрии начала XXI века, можем рассуждать, что Джонсон при закладке этой системы совершил ряд ошибок, которых можно было избежать. Но для этого надо было в этой системе наблюдать, наблюдать и ещё раз наблюдать, что, собственно, Джонсон со своими коллегами и делал. В 1950–1960-е годы появилось огромное количество измерений в системе *UBV*: яркие звёзды, звёзды в «избранных площадках», звёзды в характерных зонах на небе, прежде всего в звёздных скоплениях, звёзды до двадцатой величины, — что только не наблюдал этот активный Гарольд Джонсон! И система *UBV* жива до сих пор. В полосах *UBV* проведены наблюдения свыше 100 000 звёзд.

Измерения в системе *UBV* разбросаны по многочисленным работам. Значительная их часть сведена в большой компилятивный каталог, который составил и поддерживает сотрудник астрономического ин-



Рис. 2.7. Гарольд Лестер Джонсон (1921–1980)

ститута при университете в Лозанне (Швейцария) Жан-Клод Мермийо. В 1994 году очередная версия этого каталога вышла отдельной книгой в издательстве Шпрингер-ферлаг (Берлин). Книга называется «Catalogue of Mean UBV Data on Stars, VI.». Авторы: Mermilliod, Jean-Claude; Mermilliod, Monique. В книге 1387 страниц. Каталог содержит данные более чем о 100 000 звёздах Галактики. Для каждой звезды приведены её положение и идентификационный номер, а также ультрафиолетовая, синяя и визуальная звёздные величины, полученные из фотоэлектрических измерений. Измерения, согласно которым вычислена средняя величина каждой звезды, собраны из различных публикаций, выполненных с 1953 по 1992 годы. Данные из каталогов Мермийо можно запросить в базе данных VizieR (см. ниже).

В Женеве, которая является одним из важнейших центров астрофотометрических работ в Европе, была создана система присвоения идентификационных номеров звёздам. Номер звезды в Женевской системе состоит из номера, присвоенного каталогу, и внутреннего номера звезды в этом каталоге. Например, +1.00000358 — это номер звезды Альфа Андромеды. Символы +1 в начале номера означают, что эта звезда входит в каталог HD. Она, конечно, входит и в другие каталоги, но +1 обозначает, что в данном случае за основу принят HD.

358 — это номер α And по HD. Описание Женевской системы идентификаций можно найти на сайте Женевской обсерватории по адресу: <http://www.unige.ch/sciences/astro/fr/Recherches/>.

2.5. Новые каталоги

В настоящее время фотометрические каталоги стали такими большими, что их стало неудобно класть на бумагу. Одним из последних «бумажных» каталогов стал Тянь-Шаньский фотометрический каталог, созданный группой сотрудников ГАИШ в высокогорной обсерватории под Алма-Атой. При работе над этим каталогом были тщательно, с исключением большинства недостатков, которые были характерны для UVV системы, проведены наблюдения 13 000 звёзд северного неба примерно до седьмой величины. Номера звёзд в Тянь-Шаньском каталоге заимствованы из HD. Это всё ещё помещается в книжку. Разумеется, каталог существует и в электронном виде. Он размещён на сайте ГАИШ по адресу: <http://lnfm1.sai.msu.ru/lnfm/wbvr>.

В самом конце XX века началась эпоха, когда по целому ряду причин, научных и прикладных, астрономам потребовались большие обзоры неба. Эти каталоги уже на бумаге не умещаются. Данные из старых и новых каталогов теперь запрашивают из Интернета. Одним из самых популярных сайтов является система VizieR (<http://vizier.u-strasbg.fr/>), которую поддерживает Центр звёздных данных (Centre Données Stellaire) в Страсбурге (Франция).

На рубеже 1970–80-х годов в связи с подготовкой к работе Космического телескопа имени Хаббла (Hubble Space Telescope, HST) был создан так называемый Guide Star Catalog (GSC). Были взяты фотографические пластинки, полученные на телескопах системы Шмидта, и просканированы с помощью современных автоматических денситометров. Для каждой пластинки был создан фотометрический стандарт: в центре было выбрано несколько звёзд, для которых фотоэлектрическими методами были определены звёздные величины. Поскольку работу нужно было выполнить очень быстро, фотоэлектрическая фотометрия была проведена со сравнительно низкой точностью, примерно 5%. Затем были определены значения величин и координат для очень большого количества звёзд. Версия каталога GSC-I, которая готовилась к моменту запуска HST, содержала 19 млн. звёзд от 6-й до 15-й величины. Точность фотометрии не хуже чем 0,5 величины. Вторая версия GSC-II содержит почти 2 млрд звёзд и галактик до 18-й величины. Это современный фотографический каталог. Точность звёздных величин — типичная для фотографической фотометрии, т. е. несколько десятых звёздной величины. Огромное количество звёзд такого каталога позволяет решить нам идентификационные задачи.

На бумаге уже нельзя представить такой каталог. Но можно войти в Интернет, в систему VisieR, и запросить данные из Guide Star Catalog. Система нумерации звёзд в этом каталоге напоминает номера BD. Всё небо разбито на зоны, только это не одноградусные полоски по всем прямым восхождениям, а прямоугольные участки. Их 9537. В каждой зоне GSC каждой звезде приписан уникальный номер. Полный номер в GSC состоит из четырёхзначного номера зоны и номера звезды внутри зоны, например: 1735–03180.

В США есть знаменитая Морская обсерватория — United States Naval Observatory. Там тоже, независимо от GSC, занимались сканированием фотопластинок и создали громадный обзорный каталог фотографических положений и величин. Этот каталог сокращённо называется USNO, по названию обсерватории. Первая его версия называлась каталог А, затем были каталоги А1, А2. С 2003 года стал доступен каталог В1. USNO-В1.0 содержит 1 042 618 261 объект — звёзды и галактики. Размер каталога — около 80 гигабайт, и он не распространяется как целое. Любая область из этого каталога может быть загружена через Интернет. После задания координат α и δ выбранного центра, обслуживающая программа выбирает все объекты каталога в прямоугольнике со стороной $10'$. На экран монитора выводится карта заказанного района и фрагмент каталога со звёздами до 21 величины. Точность величин каталогов USNO примерно такая же, как и в Guide Star. Выдаваемая таблица содержит: номер звезды внутри пластинки, координаты и пять звёздных величин В1, R1, В2, R2, I2 в пяти фотометрических полосах. Кривые реакции зависят от того, на каких фотоэмульсиях были сделаны снимки. Очевидно, что величины ярких звёзд на этих пластинках, сделанных с длинными экспозициями, не определяются из-за передержек. Данные можно запросить по адресу: <http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix>.

В 1990-х годах Европейское космическое агентство осуществило самый знаменитый в XX веке обзор звёзд неба: проект HIPPARCOS (High Precision Parallax Collecting Satellite). В его ходе были определены звёздные величины в трёх фотометрических полосах. Каталог существует как в печатном, так и в электронном виде. Точная фотометрия произведена для примерно 118 000 звёзд в одной фотометрической полосе Нр. Каждая звезда измерялась от 30 до 300 раз, в среднем 110, и выводилась средняя звёздная величина. Если звезда не переменная, то 100 наблюдений дают 10-кратное увеличение точности при гипотезе о нормальном распределении ошибок. По программе Hipparcos получены и приведены в каталоге высокоточные координаты; приведено также много разнообразных данных. Кроме основного приёмника, выполненного на телевизионной трубке типа диссектор, на спутнике стояла пара вспомогательных фотометров. Они были частью устройства,

в функции которого входило обнаруживать и отождествлять объект в поле зрения. В документации Hipparcos эта система называется *sky mapper* — картограф неба. Sky mapper работал в режиме обзора в двух фотометрических полосах, похожих на *B* и *V* Джонсона. На основе анализа данных, полученных системой sky mapper, был построен каталог Tycho, а впоследствии и вторая его версия Tycho-2. В Tycho-2 2,5 млн. фотоэлектрических измерений.

Для звёзд, которые ярче 9 величины, точность одного измерения в Hipparcos порядка 0,01 величины. Поэтому при 100 измерениях получается ошибка $0^m,001$ для среднего значения величин переменных звёзд. В каталоге приведены величины с четырьмя знаками после запятой.

В Tycho случайная ошибка индивидуального измерения гораздо больше. Она превышает $0^m,1$. Однако для непременной звезды ошибка среднего значения будет невысока, около $0^m,01$.

В каталоге Hipparcos номера звёзд оригинальные, они обозначаются HIP, объекты упорядочены по прямому восхождению. В каталоге Tycho система номеров звёзд заимствована из Guide Star, только добавлена ещё одна зона номера, относящаяся к компонентам кратных систем. Если звезда Tycho содержался в Guide Star, то её прежний номер сохранялся, только была добавлена ещё одна зона номера, относящаяся к компонентам кратных систем. Если звезды Tycho в Guide Star не было, то ей присваивался дополнительный номер с сохранением номера зоны, в которой находится звезда.

Остаётся добавить, что недавно был завершён инфракрасный фотометрический обзор неба. В трёх полосах J, H и K измерены величины почти полумиллиарда источников. Эта важная работа известна как «Двухмикронный обзор» по длине волны наиболее далёкой ИК-полосы.

В заключение данной главы в качестве примера приведём номера звезды α And по разным каталогам.

Байер	α And
Флемстид	31 And
BD	+28 0004
HD	358
HIP	677
GSC	1735 3180
Tycho	1735 3180 1
Женевская система идентификации	+1.00000358

Глава 3

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ФОТОГРАФИЯ И ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ

Ничто так не близко к вымыслу,
как фотография, сделанная
для удостоверения личности.

*И. Ильф
Записные книжки*

В этой главе обсуждаются вопросы, связанные с применением в астрономии и в астрофотометрии фотографических методов. Фотография, конечно, не самый современный способ регистрации световых потоков от звёзд. Однако астрономами получено и в обсерваториях хранится огромное количество фотографического материала, поэтому нельзя оставить этот вопрос без обсуждения. Параллельно с обсуждением вопросов, касающихся собственно фотографической фотометрии, мы будем обсуждать и типы астрономических телескопов, которые применяются для получения астрофотометрических данных. Все эти телескопы использовались для получения фотографий звёздного неба.

3.1. Фотографическая фотометрия с телескопами-астрографами

Астрограф — это рефрактор, т.е. линзовый телескоп, предназначенный для фотографирования значительных по площади участков неба. Соответственно, чтобы получить изображение достаточно большого участка неба, нужна фотопластинка весьма большого размера. В табл. 3.1 приведены параметры типичных рефракторов, а в табл. 3.2 — характеристики трёх рефракторов этого класса.

На рис. 3.1 показана репродукция части фотопластинки, полученной на 40-сантиметровом рефракторе Крымской станции ГАИШ. Этот телескоп до конца Второй мировой войны находился в Германии, а после победы СССР был перевезён в Крым в счёт возмещения ущерба, нанесённого астрономическому оборудованию фашистами. Это репродукция с типичной пластинки астрографа. Её полный линейный размер 30×30 см. На такой пластинке умещается участок неба размером

Таблица 3.1

Типичные параметры телескопов-рефракторов

Параметр	Величина
Диаметр объектива	$0,3 \text{ м} < D < 1 \text{ м}$
Относительное отверстие	$1 : 2 < D/f < 1 : 6$
Масштаб в фокальной плоскости (в центре поля зрения)	$150''/\text{мм} > S > 30''/\text{мм}$ ($S = 206\,264,8''/f$ [мм])
Типичный размер фотопластинок	$90 \text{ мм} < R < 400 \text{ мм}$
Поле зрения	$40' < W < 10^\circ$

Таблица 3.2

Параметры некоторых рефракторов

Телескоп	Диаметр объектива, мм	Фокусное расстояние, см	Масштаб, ''/мм	Размер пластинки, см	Поле зрения, град.
	D	F	S	R	W
40-сантиметровый рефрактор Крымской лаборатории ГАИШ	400	160	130	30 × 30	10
40-сантиметровый рефрактор ИНАСАН (Звенигород)	400	200	100	30 × 30	8,3
Нормальный астрограф	330	344	60	12 × 12	2

$10^\circ \times 10^\circ$. На репродукции представлено чуть более четверти полной пластинки. Центр оригинальной пластинки находится в левой нижней части репродукции и практически совпадает с яркой звездой δ Щита ($V = 4^m,7$), находящейся в этой области. На репродукции отчетливо видны темные туманности Млечного Пути. Яркое скопление близ центра репродукции — рассеянное скопление М11. Кроме него видно ещё несколько слабых рассеянных скоплений и одно шаровое скопление. На пластинке видно много звёзд. Это неудивительно. Звезда δ Щита находится в Млечном Пути в районе известного облака в Щите.

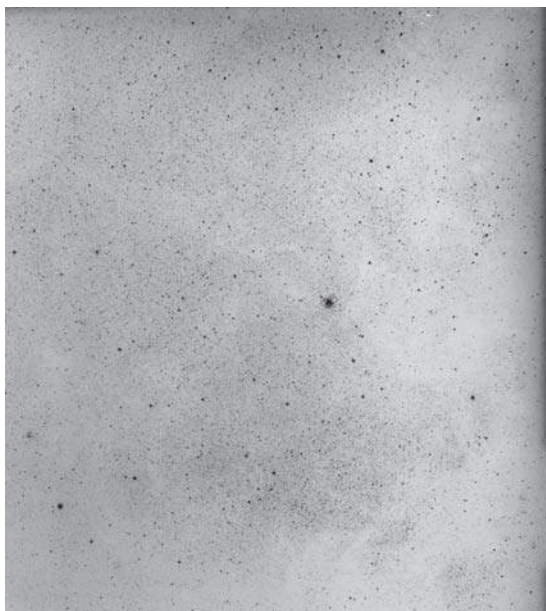


Рис. 3.1. Репродукция части фотопластинки, полученной на 40-сантиметровом астрографе Крымской наблюдательной станции ГАИШ. Фотопластинка получена в 1973 году Н. Н. Самусем. Время экспозиции — 45 минут. Предельная звёздная величина 17^m . Фотоэмульсия ZU-2 (ORWO, ГДР)

На рис. 3.2–3.4 показаны в увеличенном виде отдельные участки этой же фотопластинки. На рис. 3.2 воспроизведён участок неба размером около 1° вблизи самого центра пластинки. Видно, что в центре поля астрограф даёт вполне приличные круглые изображения звёзд.

На негативе размер изображений самых слабых звёзд — мал, тогда как изображения более ярких звёзд существенно больше по диаметру. Диаметр изображения самой δ Щита на оригинальной пластинке превышает 1,5 мм, чему соответствует угловой размер на небе более $3'$. Это, конечно, не означает, что размер диска изображения звезды на небе также увеличивается с увеличением блеска. Диск звезды на небе имеет угловой размер примерно $1-3''$ независимо от её блеска. Такой размер обусловлен, прежде всего, атмосферной турбулентностью. Увеличение размера звезды на пластинке вызывается рассеянием света в желатине фотоэмульсионного слоя, а также погрешностями фокусировки и хроматической аберрацией. В фотослое свет от практически точечного источника рассеивается в мутной среде и засвечивает зёрна светочувствительного фотографического материала на большой площади. Количество рассеянного света быстро убывает от центра изобраа-

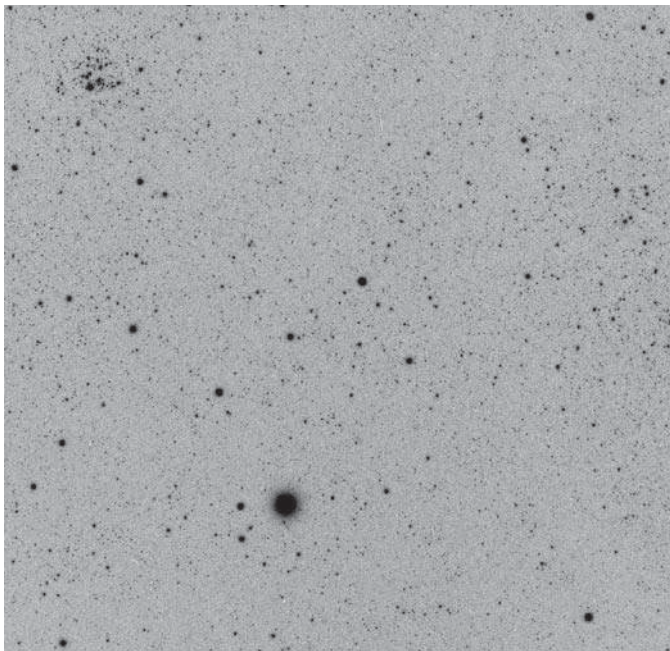


Рис. 3.2. Увеличенная репродукция участка центральной части фотопластинки, показанной на рис. 3.1. Размер участка — примерно $1^\circ \times 1^\circ$. В этом участке сама звезда δ Щита и слабое рассеянное скопление

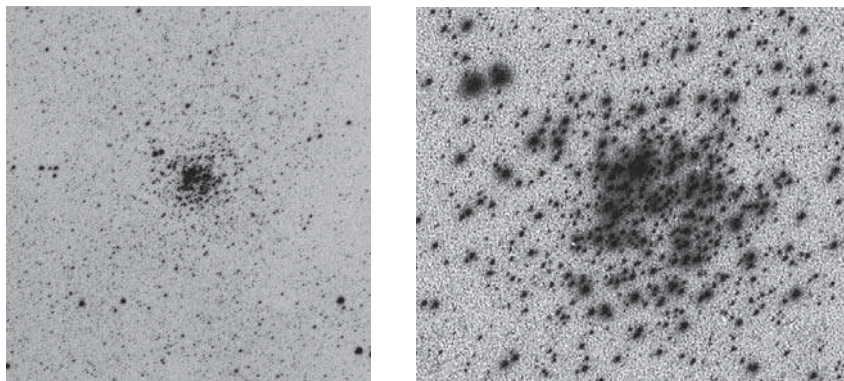


Рис. 3.3. Репродукции участка той же пластинки, что и на рис. 3.1, находящегося на расстоянии $3^\circ,3$ от центра пластинки, воспроизведённые с разным увеличением. На этом участке находится рассеянное скопление M11. На левом рисунке размер поля примерно $40' \times 40'$, а на правом, увеличенном в большей степени, размер примерно $10' \times 10'$

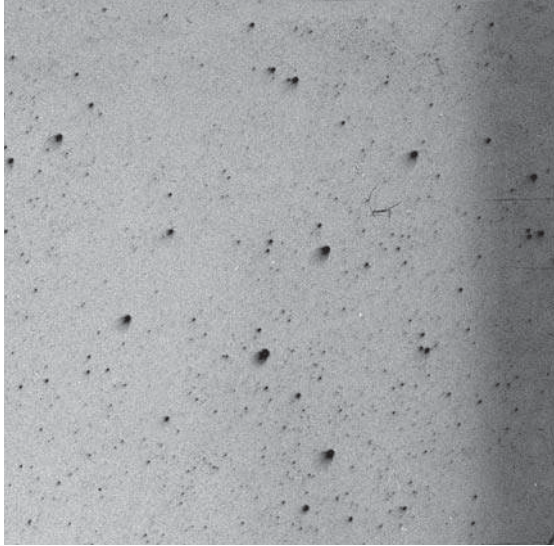


Рис. 3.4. Угловой участок той же самой пластинки, что и на рис. 3.1. Размер участка примерно $1^\circ \times 1^\circ$. Хорошо видно влияние aberrации комы. Изображения вытянуты в направлении на центр пластинки

жения звезды во все стороны. За время экспонирования пластинки рассеянного света от слабой звезды даже на небольшом расстоянии от центра её изображения недостаточно, чтобы быть зарегистрированным на фоне фотографической вуали и почернения от свечения ночного неба. За то же время более яркая звезда успевает засветить фотоэмульсию рассеянным светом на большей площади. Поэтому диаметр изображения звезды на фотопластинке является функцией её блеска. Это свойство можно использовать для фотометрии звёзд по астрофотографиям. Диаметр наиболее слабых звёзд на рассматриваемой пластинке около $1/40$ мм. Недалеко от δ Щита видно слабое рассеянное скопление.

На той же самой пластинке, на линейном расстоянии около 10 см от её центра (примерно $3^\circ,3$), получено изображение рассеянного скопления M11. Репродукция этого участка показана на рис. 3.3. На левой панели рисунка размер поля примерно $40' \times 40'$, а звёзды выглядят практически круглыми. На правом рисунке, увеличенном в большей степени, размер примерно $10' \times 10'$, причём при таком увеличении уже заметно, что все изображения слегка вытянуты в одном и том направлении (на рисунке — из левого нижнего угла к правому верхнему). Направление вытянутости совпадает с направлением на центр пластинки. Следовательно, на этом расстоянии от центра уже есть,

хотя ещё и небольшое, влияние внеосевых aberrаций, прежде всего — комы.

На рис. 3.4 показана репродукция самого углового участка той же самой пластинки, что и на рис. 3.1. Хорошо видно, что на этом участке изображения сильно вытянуты в направлении на центр пластинки. Это кома. Здесь, на краю пластинки, кома выглядит совершенно классическим образом: яркая голова и широкий, более слабый хвост, заключённый в угол раствором 60° и направленный к оптическому центру поля зрения.

Всего за 45 мин пластинка зарегистрировала большое количество разнообразной информации. Если считать, что элемент разрешения на этой пластинке равен диаметру самых слабых звёзд, т.е. около 0,025 мм, а количество градаций почернения не превышает 256, то на данной пластинке содержится по меньшей мере 144 мегабайта информации.

Другой пример фотографической пластинки, полученной на астрографе, показан на рис. 3.5. В конце XIX века директор Парижской обсерватории адмирал Муше, по согласованию с директором Капской обсерватории в Южной Африке Дэвидом Гиллом, предложил отснять всё небо на фотопластинках и создать фотографическую карту неба, на которой были бы звёзды до 15 величины. Проект получил название *Carte du Ciel* — Карта неба. Для этой программы был создан телескоп-рефрактор, получивший название *нормальный астрограф*. Его параметры приведены в табл. 3.2. Таких астрографов было изготовлено несколько десятков, и они расположились в различных обсерваториях. В работе над созданием Карты неба участвовало 20 обсерваторий. На рис. 3.5 показана репродукция с пластинки, полученной на нормальном астрографе, установленном в городской обсерватории Сантьяго (Чили). Фотографировал в 1967 году замечательный советский астроном, профессор МГУ Борис Васильевич Кукаркин. В центре пластинки — шаровое звёздное скопление ω Центавра.

Именно на таких пластинках было отснято всё небо для программы *Carte du Ciel*. Затем для звёзд до 15 величины были измерены их прямоугольные (идеальные) координаты, а также оценены звёздные величины. В разных обсерваториях величины определялись различными методами; во многих случаях это был метод диаметров. Мы уже видели, что на фотоэмульсии диаметр фотографического изображения звезды увеличивается с увеличением её блеска. Следовательно, можно найти зависимость между этим диаметром и звёздной величиной и затем по диаметру определять величины. Типичное уравнение связи имеет вид $m = a\sqrt{d} + b$, где d — измеренный диаметр изображения, a и b — постоянные. Только следует иметь в виду, что фотометрическая калибровка, т.е. определение констант a и b , должна производиться

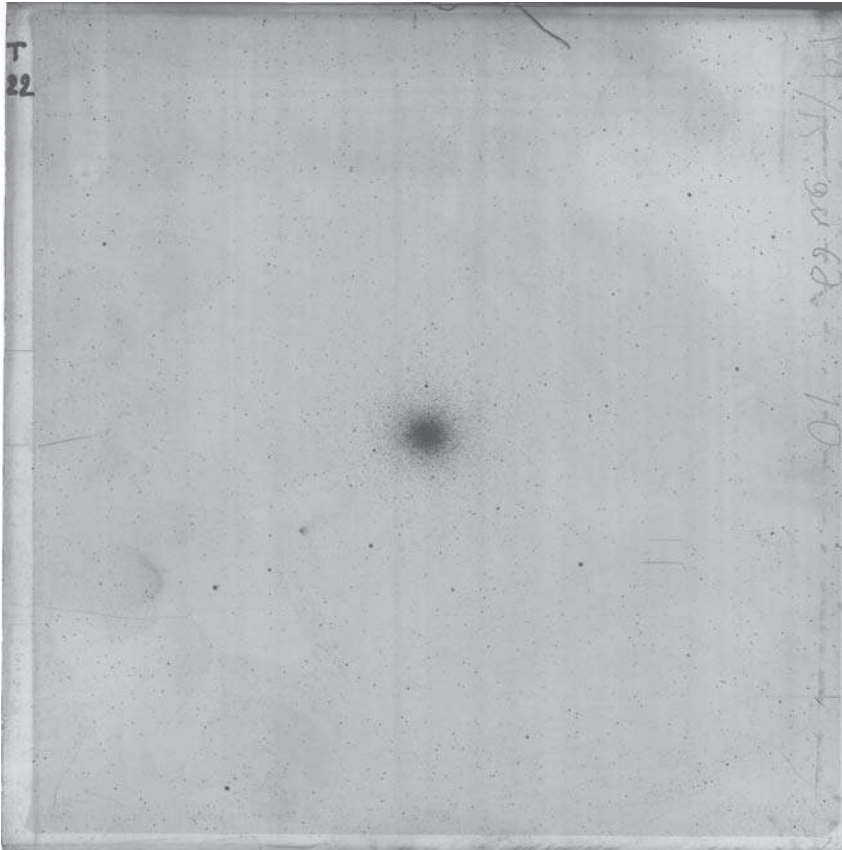


Рис. 3.5. Репродукция пластинки, полученной на нормальном астрографе. Линейный размер оригинальной пластинки 16×16 см, чему соответствует угловой размер $2^\circ \times 2^\circ$. В центре — шаровое скопление ω Cen. На репродукции хорошо видны неравномерности фона. Но это всего лишь грязь (в том числе следы пальцев) на стеклянной стороне пластинки. Время экспозиции 20 мин

для каждой пластинки, каждый раз заново, особенно в тех случаях, когда пластинки экспонируются с разными выдержками и на разных сортах фотоэмульсий.

Интересна дальнейшая судьба проекта Carte du Ciel. Очень долго обсерватории занимались фотографированием и первичной обработкой пластинок. Наступил XX век. Бурное развитие астрофизики переориентировало деятельность многих обсерваторий. Темпы работ над Картой неба резко замедлились. Завершил работу по Carte du Ciel почти через 100 лет после её начала, как ни странно, ГАИШ. В отделе астрометрии все данные с идеальными координатами и оценками звёздных величин, опубликованные в разных изданиях разных

лет, были переведены на компьютерные носители. К ним были применены современные способы обработки астрометрических данных, в результате чего был создан каталог звёздных положений, содержащий около 4 млн. объектов. Получилась, наконец-то, для всего неба первая эпоха для звёзд до 15 величины. Теперь эту первую эпоху можно использовать на 100-летнем интервале для определения собственных движений звёзд. По данным каталога Tucho, полученным в 90-х годах XX века, и данным обработки Carte du Ciel получились отличные собственные движения для примерно 900 000 звёзд. Этот каталог, носящий название Tucho Reference Catalogue, созданный при решающем участии астрометристов ГАИШ, прежде всего К. В. Куимова и А. С. Кузьмина, теперь один из базовых каталогов современной астрономии.

В левой части рис. 3.6 воспроизведён в увеличенном размере участок центральной части той же пластинки, которая показана на рис. 3.5, в правой — самый угол этой пластинки. Хорошо видно, что так же как и на пластинках 40-сантиметрового крымского астрографа,

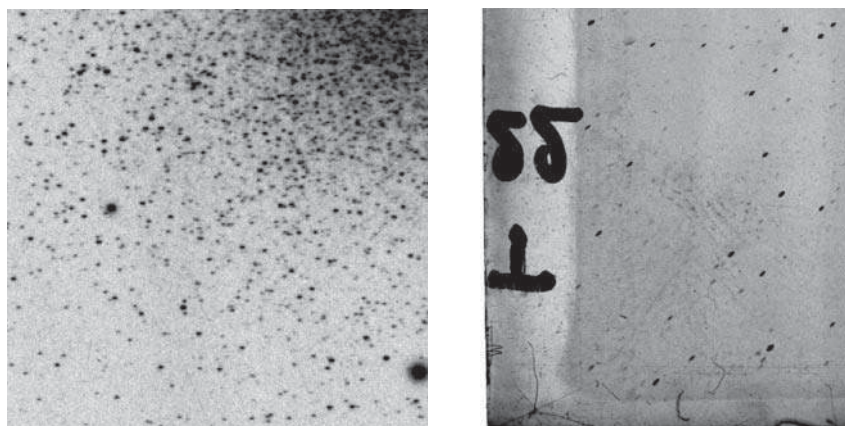


Рис. 3.6. Увеличенные репродукции двух участков пластинки, показанной на рис. 3.5. Слева центральная, справа угловая части этой пластинки

в центре поля хорошие круглые изображения, а в углу они вытянуты из-за аберраций. Экспозиция пластинки такова, что фон неба почти не проработан. В этих условиях слабый «хвост» комы оказался недодержанным и видна только вытянутая «голова».

Фотографические изображения звёзд не имеют резкого края, поэтому диаметр определяется неуверенно. Случайная ошибка фотографической фотометрии при применении метода диаметров характеризуется среднеквадратическим отклонением $\pm(0,10-0,15)$ звёздной величины. Для изображений, искажённых аберрациями, понятие диаметра вообще теряет определённую определённость.

Итак, метод диаметров нехорош. В середине XX века его постепенно сменил метод измерения *оптической плотности почернения*. Суть этого метода в следующем. В лабораторных условиях пластинка освещается монохроматическим светом. С помощью линз и диафрагм на пластинке можно выделить определённый небольшой участок. Световой поток, прошедший через выделенный участок, измеряется с помощью какого-нибудь фотоэлектрического прибора — фотоэлемента или фотоумножителя. Если F_0 — падающий поток, а F — поток, прошедший через участок пластинки, то оптической плотностью почернения D (density) проявленного фотографического слоя (для краткости её часто называют просто почернением) называется величина $D = F_0/F$. При этом величина $T = F/F_0 = D^{-1}$ (transparency) называется *коэффициентом пропускания*. Часто почернением называют величину $\lg(F_0/F)$, обозначая её по-прежнему буквой D .

Почернение в заданном участке негатива является функцией следующих величин:

- освещённости E , создаваемой световой энергией, попавшей на фотопластинку;
- продолжительности выдержки t ;
- длины волны λ света, падающего на фотопластинку;
- площади s участка, почернение в котором измеряется.

Заметим, что если измеряемый участок и его окрестности равномерно засвечены, то последний параметр смысла не имеет, но если в измеряемом участке есть перепад почернений, то измеренная величина будет зависеть от размера диафрагмы. Произведение $E \cdot t = H$ называется *количеством освещения* или *экспозицией*. График зависимости $\lg D(\lg H)$ называется *характеристической кривой* фотослоя. Типичный вид характеристической кривой показан на рис. 3.7.

Из рисунка ясно, что фотографический отклик не является линейной функцией количества освещения. При малом количестве энергии ($H < H_0$) полезного сигнала вообще не возникает. На фотопластинке будет только вуаль, т. е. почернение, возникающее без воздействия света. При увеличении количества упавшей световой энергии начинается *участок недодержек* ($H_0 < H < H_1$). На этом участке почернение уже зависит от экспозиции, но зависимость нелинейна. Наконец, при дальнейшем увеличении количества света, собранного пластинкой, мы попадаем на участок, где почернение линейно зависит от экспозиции. Работать с фотопластинкой как с фотометрическим прибором можно только на этом *линейном участке*. Разность логарифмов экспозиций, соответствующих началу и концу прямолинейного участка, называется *фотографической шириной* L . Для разных типов эмульсий ширина этого участка различна. В астрономии нередко выражают фотографи-

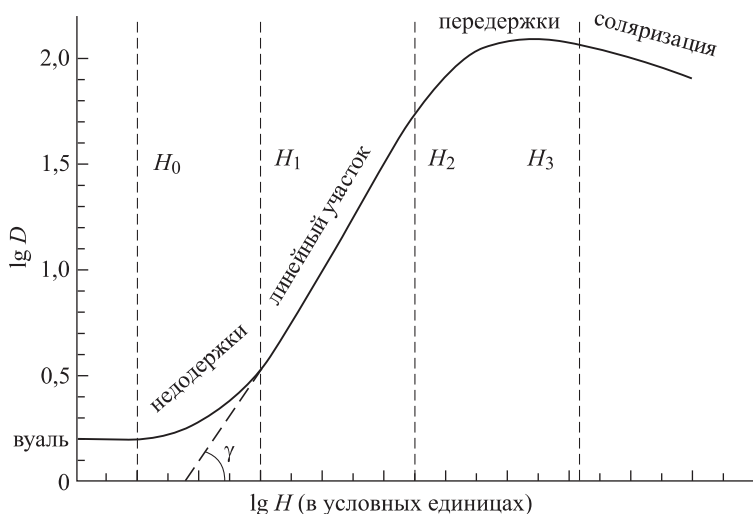


Рис. 3.7. Схема типичной характеристической кривой фотографической эмульсии

ческую широту в звёздных величинах. Для различных астрономических фотоматериалов и способов проявления она колеблется в пределах от 2 до 5 звёздных величин. При увеличении количества освещения в некотором участке почернение фотопластинки будет возрастать до тех пор, пока все кристаллы галоидного серебра в этом участке не сделаются способными к проявлению. При дальнейшем увеличении экспозиции почернение в центре изображения звезды перестаёт увеличиваться, но диаметр всё ещё возрастает за счёт увеличения количества рассеянного света в крыльях изображения. Линейная связь почернения и экспозиции вновь нарушается. Характеристическая кривая переходит в область *передержек*.

Если увеличивать и далее количество освещения, то часть кристаллов галоидного серебра теряет способность к проявлению и плотность почернения уменьшается. Поскольку это явление часто наблюдалось при освещении фотоматериалов ярким солнечным светом, отражённым от фотографируемого объекта, его называли *соляризацией*.

Вид характеристической кривой легко объясняет зависимость диаметра фотографического изображения звезды от её блеска. Пусть количество освещения от точечного объекта (звезды) в силу рассеяния света в фотоэмульсии спадает от центра изображения звезды к его периферии по некоторому закону. Эта зависимость условно показана в правой нижней части рис. 3.8 для двух источников, имеющих одинаковый диаметр, но разную интенсивность. Итоговое распределение

фотографического почернения для этих источников изображено в левой верхней части того же рисунка. Видно, что в обоих случаях радиус изображений звёзд определён уровнем вуали. Слабая звезда имеет существенно меньший диаметр, чем яркая. Отношение площадей фигур, отображающих количество освещения и отношение площадей фигур, относящихся к почернениям, сильно отличаются.

Существенно различны и отношения амплитуд этих фигур. Фотография ошибочно сообщает нам о гораздо большем различии звёздных величин этих источников, чем это есть на самом деле.

Уже давно был предложен способ, как улучшить положение. Перед установкой фотопластинки на телескоп её нужно слегка и равномерно засветить. Тем самым сокращается зона недодержек и слабые источники оказываются на линейном участке. Этот способ повсеместно применялся, если требовалось увеличить предельную звёздную величину. Ситуацию иллюстрирует рис. 3.9.

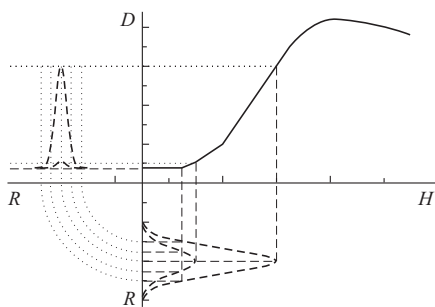


Рис. 3.8. Схема образования распределения плотности по фотографическому изображению звёзд различного блеска, световые изображения которых имеют одинаковый диаметр и неравномерную освещённость (спадание интенсивности засветки от центра изображения к периферии)

Видно, что теперь отношение откликов существенно ближе к отношению блеска двух рассматриваемых звёзд. Однако яркий объект уже достиг области передержек и соляризации, так что определяемая разность звёздных величин по-прежнемуотягчена систематической ошибкой. Диаметр изображения по-прежнему зависит от блеска, но теперь роль ограничивающего фактора играет не только уровень вуали, но и уровень шумов фотоэмульсии. Таким образом, можно сделать вывод, что точная фотографическая фотометрия возможна только в случае очень хорошего знания многочисленных параметров применяемых фотоматериалов.

На практике обычно поступают следующим образом. Если в поле зрения есть достаточное количество звёзд разного блеска с хорошо

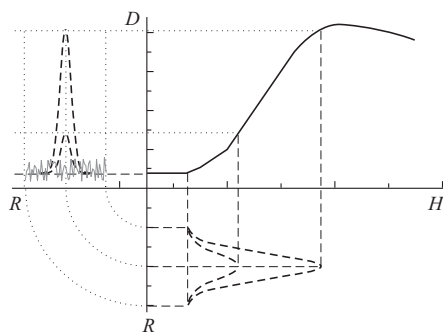


Рис. 3.9. Схема образования распределения плотности почернения при начальной подсветке негатива

определёнными величинами, то строят зависимость почернения изображений этих звёзд от их звёздных величин. Такая зависимость, в отличие от характеристической кривой, обычно называется *калибровочной кривой*. В тех случаях, когда на фотопластинке нет звёзд с известными величинами, приходится впечатывать на неё или на другую пластинку того же сорта эмульсии изображения лабораторных источников освещения с известным отношением создаваемых ими энергетических потоков — так называемую *фотографическую шкалку*. Все методы фотометрической калибровки фотопластинок, основанные на сравнении звёзд с лабораторными источниками, обладают большими систематическими ошибками.

3.2. Фотографическая фотометрия с рефлекторами

Изготовить хороший рефрактор с большим диаметром объектива, т. е. отлить большую однородную глыбу стекла без пузырьков и свилей, отшлифовать и отполировать его, — практически невозможно. Крупнейшие в мире рефракторы имеют диаметр всего около 1 м. Иметь входную апертуру большего размера можно только с помощью зеркальных телескопов-рефлекторов, на которых тоже можно производить фотографирование неба.

В табл. 3.3 приведены типичные параметры рефлекторов, а в табл. 3.4 — характеристики некоторых конкретных зеркальных телескопов, на которых производится фотографирование.

На рис. 3.10 представлена репродукция части пластинки, полученной на 5-метровом Паломарском телескопе имени Хейла. Это область, включающая шаровое скопление М5. Положение центра оригинальной пластинки отмечено прямоугольником. Видно, что хорошее поле составляет всего около 5 угловых минут. Дальше изображение иска-

Таблица 3.3

Типичные параметры телескопов-рефлекторов

Параметр	Величина
Диаметр главного зеркала	$0,5 \text{ м} < D < 8 \text{ м}$
Относительное отверстие	$1 : 10 < D/f < 1 : 30$
Масштаб в фокальной плоскости (в центре поля зрения)	$30''/\text{мм} > S > 5''/\text{мм}$
Типичный размер фотопластинок	$90 \text{ мм} < R < 150 \text{ мм}$
Поле зрения прямой фокус или система кассегрена система Ричи-Кретьена	$5' < W < 60'$ $1^\circ < W < 3^\circ$

Таблица 3.4

Характеристики некоторых рефлекторов

Телескоп	Диаметр главного зеркала, см	Фокусное расстояние, м	Масштаб, "/мм	Размер пластинки, см	Поле зрения, мин
	D	F	S	R	W
48-сантиметровый телескоп АЗТ-14 (ЛОМО)	48	0,767	27	9×9	40
70-сантиметровый телескоп АЗТ-2 (ЛОМО)	70	10,5	20	12×12	40
1-метровый телескоп (Carl Zeiss JENA)	100	13,5	15	15×15	40
5-метровый телескоп Паломарской обсерватории, прямой фокус	500	16,3	12,6	18×18	24
6-метровый телескоп Большой азимутальный (CAO), прямой фокус	600	24	8,6	10×10	14

жено сильной комой и астигматизмом. Известно, что фотографическое устройство 5-метрового телескопа снабжено дополнительной коррекционной линзой, позволяющей значительно уменьшить влияние внеосе-

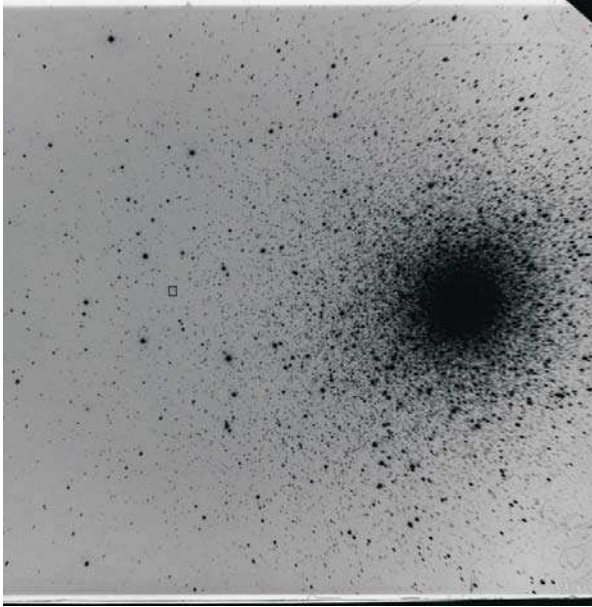


Рис. 3.10. Репродукция части пластинки, полученной на 5-метровом паломарском рефлекторе. Область шарового скопления М5. Центр оригинального негатива показан прямоугольником

вых aberrаций в фокальной плоскости. Как правило, её применяют. Но в данном случае корректор специально был снят. В следующем разделе будет дано объяснение, зачем это было сделано.

За 60 мин на этой пластинке получены изображения звёзд 22-й величины. На рис. 3.11 для сравнения показаны увеличенные фрагменты этой пластинки: центр поля зрения и краевая зона. Отчётливо видно, что в центре — хорошие круглые изображения, а на краю они сильно искажены.

Представим, что две звезды одинакового блеска сфотографированы на одной и той же пластинке, но так, что одна из них имеет круглое изображение, а изображение другой искажено aberrациями. Площади и характер освещения разных участков этих изображений будут различными. Следовательно, из-за нелинейности характеристической кривой полное почернение, создаваемое этими звёздами, будет различным и при определении разности звёздных величин будет допущена погрешность. Желательно, чтобы вид изображения звезды не зависел от её положения на пластинке и можно было бы эффективно использовать всё большое поле телескопа. Это достигается с помощью зеркально-линзовых телескопов.

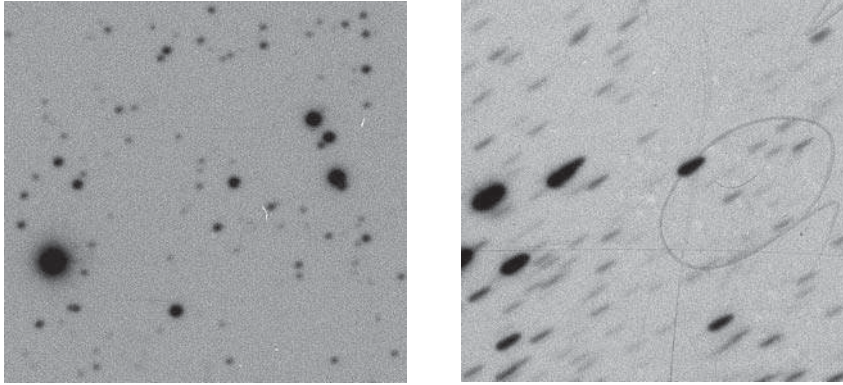


Рис. 3.11. Увеличенные фрагменты центральной и угловой частей пластинки, показанной на рис. 3.10

3.3. Фотографическая фотометрия с зеркально-линзовыми телескопами

Чтобы большой зеркальный телескоп обладал ещё и большим полем без аберраций, требуются зеркально-линзовые системы. Основных таких систем, применяемых для фотографии, две: система Шмидта и система Максудова.

Идея системы Шмидта состоит в следующем. Мы имеем звезду, т. е. точечный источник света, удалённый в бесконечность и дающий плоский фронт излучения. Чтобы собрать весь этот свет в одной точке, зеркало должно иметь форму параболы. Однако параболическое зеркало имеет сильные внеосевые аберрации. Её оси неравноправны. У сферы все оси равноправны, следовательно она не обладает ни комой, ни астигматизмом. Но сфера обладает сферической аберрацией. В случае рефракторов сферическую аберрацию исключают изготовлением сложных объективов, состоящих из нескольких линз различной кривизны и из материалов с различными коэффициентами преломления. Для исправления сферической аберрации в системе Шмидта волновой фронт заранее искажают с помощью специальной коррекционной пластины, устанавливаемой в центре кривизны главного зеркала. Изготовить такую пластину сложно, но зато потом она очень удобна в использовании.

Другая система была предложена советским оптиком Дмитрием Максудовым. Он предложил поставить мениск чуть дальше фокуса главного зеркала. Мениск — это вогнуто-выпуклая линза, которая имеет две сферические поверхности почти одинаковой кривизны. Он обладает сферической аберрацией, противоположной по знаку аберрации

Таблица 3.5

Типичные параметры зеркально-линзовых телескопов

Параметр	Величина
Диаметр входного зрачка	$0,5 \text{ м} < D < 1,3 \text{ м}$
Относительное отверстие	$1 : 3 < D/f < 1 : 5$
Масштаб в фокальной плоскости (в центре поля зрения)	$150''/\text{мм} > S > 30''/\text{мм}$
Типичный размер фотопластинок	$130 \text{ мм} < R < 400 \text{ мм}$
Поле зрения	$3^\circ < W < 6^\circ$

главного зеркала. Изготовить такую линзу достаточно просто, так как у неё сферические поверхности, но мениск нужно поставить в точно рассчитанное место в телескопе, для того чтобы искажения, которые он вызывает, были в точности скомпенсированы сферой главного зеркала.

Таблица 3.6

Параметры некоторых зеркально-линзовых телескопов

Телескоп	Диаметр входного зрачка, см	Фокусное расстояние, м	Масштаб, ''/мм	Размер пластинки, см	Поле зрения, град.
	D	F	S	R	W
50-сантиметровый телескоп системы Максутова Крымской станции ГАИШ	50	2	100	13×13	3,6
120-сантиметровый телескоп системы Шмидта Паломарской обсерватории	120	3	60	35×35	6,4

И шмидтовские, и максутовские системы широко применяются. Из-за сложности юстировки максутовские системы чаще используются в небольших телескопах, с диаметром до одного метра (40 см, 60 см), включая школьные максутовские телескопы. Типичные параметры зеркально-линзовых телескопов приведены в табл. 3.5. В табл. 3.6 приведены параметры некоторых зеркально-линзовых телескопов.

Два самых знаменитых шмидтовских телескопа имеют диаметр коррекционной пластинки 134 см, причём световое отверстие умень-

шено ещё до 122 см. Один из них установлен в США на горе Mount Palomar, а другой, который называется Совместным англо-австралийским телескопом, на обсерватории Siding Springs в Южном полушарии. Знамениты эти телескопы тем, что на них было проведено Паломарское обозрение неба. По программе Паломарского обозрения неба (Palomar Observatory Sky Survey, POSS) всё небо было отснято на пластинках со стороной размером 14 дюймов (35,6 см). За часовую экспозицию получались звёзды 21 величины. Паломарский обзор был проведён дважды. В ходе первого обзора всё небо было отснято в двух лучах: синих и красных. По программе второго паломарского обзора снимки делались на трёх сортах фотоэмульсий со спектральной чувствительностью в синих, красных и инфракрасных лучах. На основе пластинок Паломарского атласа были созданы каталоги USNO.

В настоящее время пластинки обоих Паломарских обзоров в виде оцифрованных карт неба доступны через Интернет.

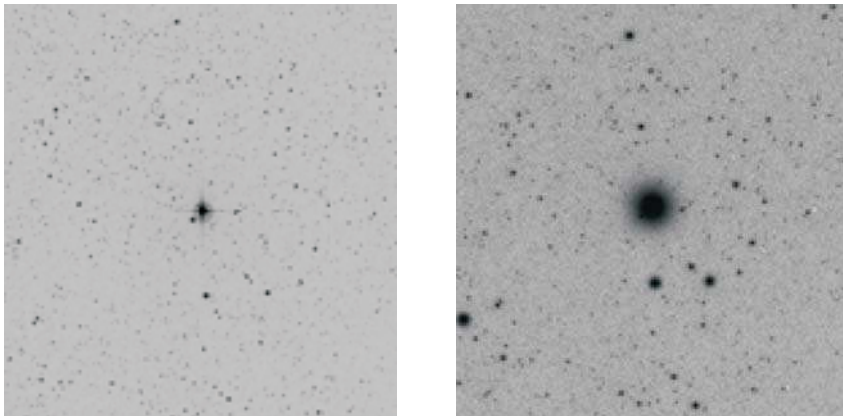


Рис. 3.12. Область звезды δ Щита на пластинке шмидтовского телескопа (слева) и линзового астрографа (справа)

На левой панели рис. 3.12 показана репродукция с одной из паломарских пластинок. Представлена зона размером 1° вокруг уже известной нам звезды δ Щита. На оригинальной пластинке — хорошие изображения до самого края (6-градусное поле). Зеркально-линзовые телескопы, как по размеру поля зрения, так и по производительности, вполне сравнимы с астрографами.

На правой панели рис. 3.12 показан тот же участок, сфотографированный на 40-сантиметровом астрографе. Размеры звёзд на шмидтовском снимке гораздо меньше, чем на снимке с астрографом, хотя предел паломарской пластинки глубже. Причиной этого является нали-

чие у астрографа хроматической аберрации. Но, глядя на изображение δ Щита на пластинке паломарского Шмидта, сразу видно, что оно искажено. В то время как изображения слабых звёзд выглядят более или менее круглыми, на изображении яркой звезды заметны крестообразные лучи. Кроме того, она окружена ореолом очень большого, по сравнению с размером изображений звёзд, диаметра. Причин к тому несколько. Во-первых, между коррекционной пластинкой и главным зеркалом висит на крестообразных растяжках кассетное устройство. На этих растяжках происходит дополнительное рассеяние света, который, в конце концов, попадает на фотопластинку. Когда звезда слабая, она даёт мало рассеянного света и этот крест оказывается в области недодержек на фотоэмульсии. А яркие звёзды дают достаточно света, так что свет, рассеянный на растяжках, даёт ощутимое изображение на фотопластинке. Во-вторых, когда свет проходит стеклянный элемент (будь то линза-корректор, мениск или шмидтовская коррекционная пластинка), то в соответствии с формулами Френеля от каждой поверхности стекла часть света (около 4%) отражается назад. Если луч не вполне перпендикулярен оптической поверхности, то дважды отражённый свет попадёт на фотопластинку в другом месте и в том случае, когда звезда достаточно яркая, на пластинке будет зарегистрирован «дух» (см. рис. 3.13).

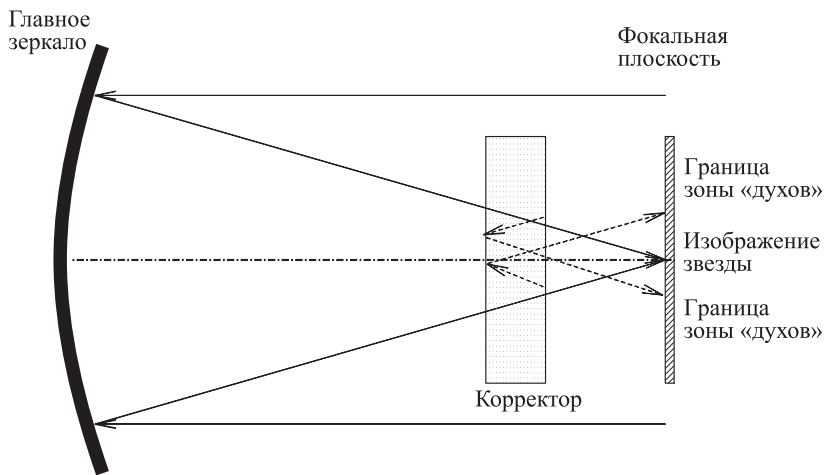


Рис. 3.13. Схема возникновения «духов» и ореолов в плоскопараллельной пластине, установленной невдалеке от фокальной плоскости зеркального телескопа

Покажем ещё примеры очень ярких объектов на пластинках, полученных на телескопе системы Шмидта. Это Плеяды и Вега на Паломарском атласе (рис. 3.14). На снимке центральной части Пле-

яд отлично видны духи-ореолы, вызванные вторичными отражениями в дополнительных оптических элементах. А рассеянный свет от Веги при часовой экспозиции заливает почти полградуса. И в этом свете гибнут все окрестные слабые объекты.

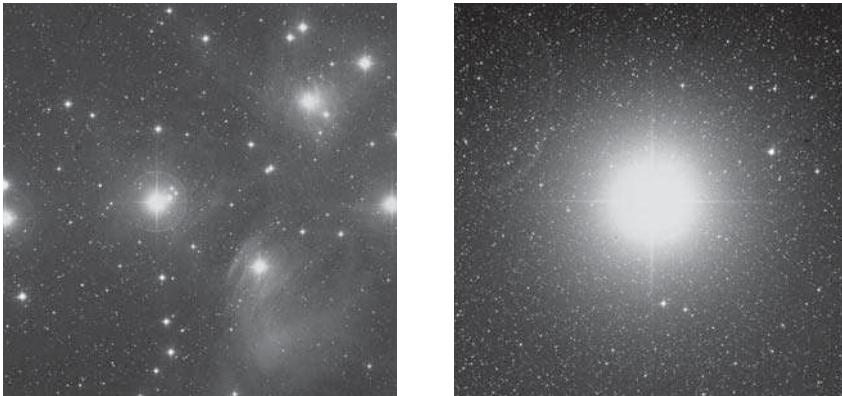


Рис. 3.14. Плеяды (слева) и Вега (справа) на пластинках Паломарского атласа. Размер поля на этих репродукциях $1^\circ \times 1^\circ$

На изображениях слабых звёзд никаких ореолов не видно, но очевидно, что паразитный свет от них распределяется по фокальной плоскости точно таким же образом. Только этого света не хватает, чтобы выйти из области недодержек. Однако, когда свет от невидимых ореолов слабых звёзд складывается со светом других слабых звёзд, находящихся рядом, в сумме они попадают в другую область характеристической кривой и мы регистрируем искажённую звёздную величину. Именно для того чтобы «дух» от яркого центра шарового скопления М5 не мешал фотометрии слабых звёзд (см. репродукцию на рис. 3.4) корректор 5-метрового рефлектора при получении этой пластинки был снят. Автор этой работы, Хальтон Арп, опасался, что паразитный свет от яркого центра шарового скопления исказит величины слабых звёзд, и он снял корректор, пожертвовав площадью поля хороших изображений во имя точности фотометрии.

При фотографировании на короткофокусных телескопах — астрографах-рефракторах или телескопах типов Шмидта или Максутова — размер изображения на пластинке определяется практически только рассеянием света в эмульсии. Этот размер невелик. Изображение звезды занимает на пластинке площадь порядка 0,01 кв. мм. Фотографическое изображение построено из почерневших зёрен серебра. Оно имеет дискретный характер, и это является источником случайной ошибки. Если изображение состоит из небольшого числа зёрен, если

оно построено малым числом элементов разрешения фотоэмульсии, то фотометрическая ошибка, вызываемая случайными флуктуациями числа зёрен на единице площади, может быть велика. При фотографировании в прямом или, тем более, в касегреновском фокусе масштаб в фокальной плоскости таков, что размер турбулентного диска звезды (т. е. диска изображения звезды, искажённого флуктуациями оптических свойств земной атмосферы) существенно больше, чем размер элемента разрешения фотоэмульсии. На 6-метровом телескопе БТА в САО в первичном фокусе в 1 мм — $8''$. В этом случае случайные флуктуации чувствительности фотопластинки на площади, занимаемой изображением звезды, в значительной степени усредняются и точность фотометрии повышается. Повышению точности фотометрии способствует и большой размер турбулентного диска, т. е. низкое качество изображения (плохой *seeing*). На пластинках с плохим качеством изображения слабые звёзды теряются, зато те звёзды, которые сфотографированы, занимают на фотопластинке большую площадь. С точки зрения фотометрической точности такие большие изображения выгодны.

3.4. Спектральная чувствительность фотослоев

Хорошо известны термины *сенсibilизированная эмульсия* и *несенсibilизированная эмульсия*. Если имеется просто полив бромистого серебра в желатине, то эта эмульсия хорошо чувствует свет в синей и в УФ-области, но её чувствительность спадает к 5500 \AA . Именно поэтому, когда астрономы стали фотографировать звёзды, сразу возникло понятие показателя цвета. Спектральная чувствительность фотопластинки существенно отличалась от чувствительности глаза. На рис. 3.15 показаны кривые спектральной чувствительности трёх популярных астрономических эмульсий производства фирмы Kodak.

На эмульсии 103aO снимались синие пластинки Паломарского атласа, её чувствительность сильно падает к 5500 \AA . Чтобы сделать фотопластинки чувствительными к более красному свету, при их изготовлении в желатиновую эмульсию добавляют некоторые красители. Эти красители обладают тем замечательным свойством, что их атомы поглощают световой квант, возбуждаются и могут передать энергию возбуждения кристаллу бромистого серебра. Свет воздействует на краситель, краситель — на бромистое серебро. О таких эмульсиях говорят, что они *сенсibilизированы*. Если в эмульсию добавлен краситель, который позволяет распространять чувствительность на область жёлтых лучей, то это *ортохроматическая* эмульсия. А если, кроме того, в эмульсию введён ещё один краситель и возникает чувствительность

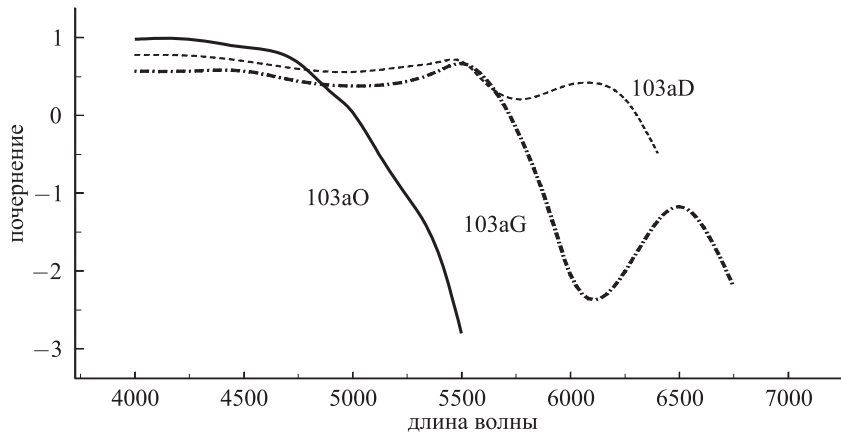


Рис. 3.15. Кривые спектральной чувствительности для трёх типов астрономических эмульсий производства фирмы Kodak

и к красным лучам, то такие эмульсии называются *панхроматическими*. Эмульсии 103aG и 103aD — панхроматические, причём 103aD — это изопанхром, т. е. эмульсия, у которой чувствительность во всех длинах волн относительно одинакова.

Но то, что хорошо смотрится на кривых спектральной чувствительности сенсibilизированных эмульсий, гораздо хуже выглядит на характеристических кривых. Сенсibilизированная эмульсия имеет разные характеристические кривые при освещении светом разных длин волн. Для красного, зелёного или фиолетового света протяжённость и наклон линейного участка различны. Следовательно, разные участки спектра звезды будут воздействовать на светочувствительные элементы различного типа, имеющие разные характеристические кривые. Другими словами, синие и красные лучи регистрируются в разных режимах, и при этом нет линейности между количеством освещения и почернением. Кроме того, графики, подобные представленному на рис. 3.15, строятся для постоянного уровня почернения. При другом уровне почернения, качественно они будут такими же, а количественно пойдут несколько по-другому. Значит, яркая звезда будет зарегистрирована с одной спектральной характеристикой, а слабая — с другой. Все эти эффекты, к сожалению, приводят к тому, что фотографическая фотометрия оказывается весьма сложным и ненадёжным методом.

Современными методами мы можем очень точно измерить почернение. Сейчас существуют сканирующие устройства, которые с очень высоким разрешением «прощупывают» фотографическую пластинку, делят её на крошечные пиксели и в каждом пикселе точно определяют почернение. В этом случае распределение почернений в изображении

звезды можно представить в виде трёхмерного графика, определить почернение D в зависимости от координат x и y , проинтегрировать эту зависимость, найти объём фигуры, ограниченной трёхмерной поверхностью $D(x, y)$, и сопоставить найденное число с блеском звезды. Однако связь найденного интеграла от почернения со звёздными величинами оказывается нелинейной, а иногда и неоднозначной. Задача высокоточной фотографической фотометрии продолжает оставаться плохо определённой. Даже в том случае, когда на одной и той же пластинке сфотографированы звёзды с известными звёздными величинами и с известным распределением в спектре, зависимость характеристической кривой от длины волны излучения и зависимость спектральной чувствительности от уровня светового сигнала вносят большие фотометрические ошибки.

Скажем ещё несколько слов о фотографической фотометрической ошибке поля. Фотографы всегда знали о том, что чувствительность в разных точках пластинки неодинакова. Во-первых, есть общие регулярные ходы чувствительности по пластинке, особенно на больших 30-сантиметровых пластинках. Во-вторых, чувствительность меняется от точки к точке. Даже если осветить пластинку совершенно равномерно, почернение в различных точках может различаться до 30%. При переходе от одной пластинки к другой, от одной области неба к другой, от ярких звёзд к слабым, ошибки фотометрии будут достигать нескольких десятых долей звёздной величины.

3.5. Достоинства и недостатки фотографии

Итог нашего обсуждения проблем фотографической фотометрии сведён в табл. 3.7.

Десятиградусные или шестиградусные зоны на небе нам даёт пока только фотография. Правда, сейчас на пятиметровом Паломарском телескопе уже нет прежнего фотографического устройства, там в первичном фокусе теперь установлена мозаика из ПЗС-матриц. Но всё-таки одновременно работать на большой площади мы можем только с фотографией. К сожалению, это достоинство оборачивается одновременно и недостатками: практически невозможно учесть неоднородности макро- и микрочувствительности. Кривые спектральной чувствительности принципиально являются неопределёнными, они зависят от почернения, а характеристическая кривая — от спектрального состава света, по крайней мере для сенсibilизированных эмульсий.

Фотопластинка обладает большой информационной ёмкостью. Размер её элемента разрешения составляет несколько микрон; это величина того же порядка и, быть может, даже меньше размера пиксела на ПЗС-матрице. Даже для крупнозернистых эмульсий размер

Достоинства и недостатки фотографического метода

Преимущества	Недостатки
Только фотография даёт возможность регистрировать излучение небесных светил одновременно с большой площади.	Фотография обременена большим количеством систематических и случайных фотометрических ошибок, в том числе: — практически невозможно учесть макро- и микро-неоднородности чувствительности (и спектральной чувствительности) по полю; — кривые спектральной чувствительности принципиально являются неопределёнными (зависят от почернения).
Фотопластинка обладает большой информационной ёмкостью.	
В настоящее время имеются только фотографические данные, позволяющие составлять исходные каталоги для больших наземных и космических обзоров.	Почернение можно измерить с точностью лучше 1 %, но ошибка фотографической звёздной величины в стандартной фотометрической системе достигает нескольких десятков процентов.

элемента разрешения составляет около 20 мкм, что вполне сравнимо с размером пиксела большинства матриц. Но ПЗС-матрицы пока имеют размер 10–40 мм, а пластинки могут быть размером 30 × 30 см и даже 40 × 40 см. В стеклянных библиотеках многих обсерваторий мира хранится гигантское количество фотопластинок. Информация в них пока «заморожена»; она есть, но извлечь её оттуда трудно.

В некоторых случаях, если не гнаться за очень высокой фотометрической точностью, то фотография — это лучший способ получить данные для большого количества звёзд. Именно фотографические данные позволили составлять исходные каталоги для космических обзоров. Для звёзд слабее 9-й величины лишь исчезающе малая их доля исследована электрофотометрическими методами. Для большинства таких звёзд все знания о них опираются на фотографию, и хотя фотометрические ошибки фотографии составляют десятки доли звёздной величины, ничего точнее мы пока не имеем.

Сравнение результатов фотографической и фотоэлектрической фотометрии показывает, что хотя почернение на пластинке можно определить достаточно точно, но неопределённости процедуры калибровки

и перевода в стандартную фотометрическую систему приводят к сильному нарастанию ошибки. В результате мы теряем точность измерения почернения и получаем ошибку в десятые доли величины.

Несмотря на такие большие фотометрические ошибки фотографического метода, ни в коем случае нельзя относиться к фотографии пренебрежительно. Для слабых звёзд в большинстве случаев у нас никаких других данных нет, а фотография есть и будет. Сомнительно, чтобы в будущем астрономы продолжали получать большое количество новых астрономических фотопластинок, но те снимки, которые уже есть, ещё очень пригодятся при различных работах.

Фотография хранит небо для тех, «кто способен принять его».

Глава 4

ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

Быть может, эти электроны —
Миры, где пять материков.

В. Брюсов

Под термином *фотоэлектрическая фотометрия* или *электрофотометрия* можно понимать очень широкий круг приборов и методов, использующих преобразование лучистой энергии в электрическую. Под это определение, пожалуй, подходят все применяемые в астрономии методы, кроме визуального и фотографического. Например, фотометрию можно осуществлять с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Это вакуумный прибор, в котором световое изображение преобразуется в электронное, электронное изображение фокусируется с помощью электрического и магнитного полей на люминофоре, который воспроизводит вновь усиленное световое изображение. Фотометрию можно проводить также с помощью телевизионных устройств. При этом телевизионный сигнал, создаваемый передающей телевизионной трубкой, не обязательно преобразовывать в световое изображение. Для целей астрофотометрии этот сигнал удобно анализировать сразу. Однако традиция называет термином «фотоэлектрическая фотометрия» только те способы, которые не связаны с построением изображения участка неба.

Приборы фотоэлектрической фотометрии работают на основе внутреннего или внешнего фотоэлектрического эффекта. Под воздействием излучения из некоторых веществ эффективно освобождаются электроны. Если эти электроны выходят из вещества в окружающее пространство (внешний фотоэффект), то их можно собрать электрическим полем и превратить в электрический ток (фототок), который, в свою очередь, можно точно измерить. Если эти электроны только освобождаются из внешних оболочек атомов и остаются внутри вещества (внутренний фотоэффект), то при этом изменяются электрические свойства вещества (проводимость фоторезистора, ток фотодиода) и величину таких изменений также можно точно измерить. Как правило, возникающий электрический сигнал отражает воздействие излучения,

приходящего от единственного избранного небесного объекта. Таким образом, фотоэлектрический метод, по сравнению с фотографией, обладает тем колоссальным недостатком, что регистрирует в данный момент излучение от одного и только одного объекта. Однако электрофотометрия обладает бесспорным достоинством: линейным характером связи отклика и энергии излучения.

Внешний фотоэффект характеризуется строгой пропорциональностью между количеством упавшей лучистой энергии и величиной преобразованного из этой энергии электрического сигнала. Внутренний фотоэффект требует меньшей энергии фотонов, чем внешний. Это определяет более длинноволновую спектральную область чувствительности приёмников. Внутренний фотоэффект линеен только в области слабых сигналов (10^{-6} – 10^{-7} Вт), но это требование выполняется при астрономических измерениях. Например, от Веги — ярчайшей звезды северного неба — телескоп с зеркалом диаметром 1 м собирает в визуальном участке спектра в спектральной полосе шириной 1000 \AA световой сигнал мощностью порядка 10^{-8} Вт. При таком уровне сигнала внутренний фотоэффект почти так же линеен, как и внешний.

Дальнейшее изложение мы будем вести на примере приборов, использующих внешний фотоэффект.

4.1. Классический фотоэлектрический фотометр

Итак, фотоэлектрический метод позволяет регистрировать одновременно излучение только от одной звезды. Но этот недостаток сразу превращается в огромное достоинство, если рассматривать его с точки зрения точности измерений.

При фотографировании фотопластинка помещается в фокальную плоскость, где собранный объективом свет создаёт действительное изображение участка неба. При этом изображения разных звёзд попадают на разные участки светочувствительной поверхности. От точки к точке, от одного края пластинки к другому чувствительность меняется, вследствие чего возникают ошибки фотометрии. Главным отличием фотоэлектрического метода является то, что свет от любого объекта собирается всегда на одном и том же участке светочувствительного элемента.

Рассмотрим схему классического фотоэлектрического фотометра (см. рис. 4.1). При работе с фотоэлектрическим фотометром необходимо выделить из участка звёздного неба одну звезду. Для этого в фокальную плоскость телескопа устанавливается диафрагма D. Микрометренными (тонкими) движениями телескопа относительно его осей нужно добиться того, чтобы изображение звезды «провалилось» в диафрагму. Свет, прошедший через диафрагму, проходит далее через све-

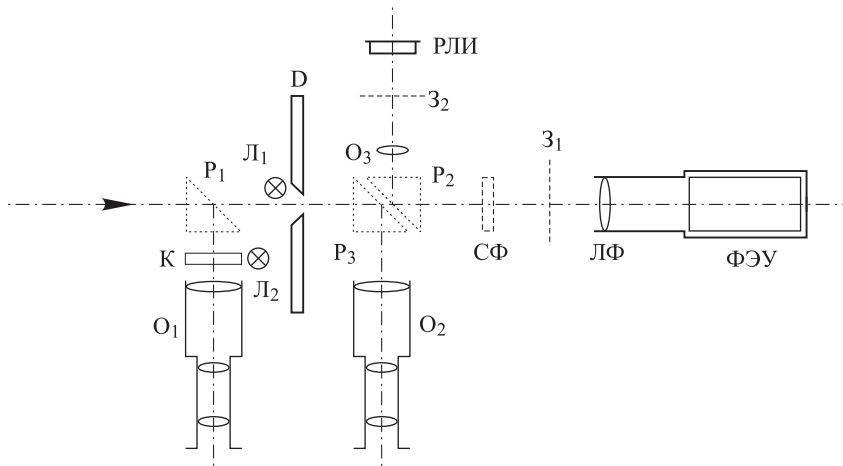


Рис. 4.1. Схема классического одноканального фотоэлектрического фотометра

тофильтр $СФ$, обуславливающий в основном положение спектральной полосы пропускания. В одноканальных фотометрах набор светофильтров располагается либо в движущейся линейке, либо на вращающейся турели. После светофильтров свет должен попасть на светоприёмник, которым обычно является фотоумножитель ($ФЭУ$). Перед фотоумножителем обязательно располагается линза $ЛФ$ — так называемая линза Фабри.

Итак, в любом электрофотометре есть четыре обязательных элемента: диафрагма в фокальной плоскости, набор светофильтров, линза Фабри и светочувствительный элемент (как правило, фотоумножитель). Сначала мы рассмотрим некоторые частности в устройстве электрофотометра, а затем более подробно обсудим вопросы, касающиеся этих четырёх основных элементов.

Прежде всего, отметим ещё два, вообще говоря вспомогательных, но чрезвычайно нужных при наблюдениях устройства: это *подсмотры*, которые по мере необходимости вводятся в световой пучок или выводятся из него. *Передний* или *внешний* подсмотр позволяет увидеть общее поле, в котором находится измеряемая звезда. Перемещаемое наклонное плоское зеркальце или призма полного внутреннего отражения P_1 может вводиться в световой пучок, и тогда появляется возможность через окулярную трубку O_1 непосредственно посмотреть в телескоп. В поле зрения находится крест K , изображённый на стеклянной пластинке и подсвечиваемый лампочкой L_2 с торца этой пластинки. Юстировками необходимо добиться того, чтобы при введённом зеркале внешнего подсмотра изображение звезды находилось бы точно на кресте, а при выведенном — строго в центре диафрагмы.

4.2. Диафрагма

Второй подсмотр находится после диафрагмы и называется *внутренним* или *задиафрагменным*. Вдвигая этот подсмотр, вы перехватываете световой пучок призмой полного внутреннего отражения P_3 , чтобы убедиться, что изображение звезды на самом деле «провалилось» в диафрагму. Края диафрагмы слегка подсвечиваются осветителем L_1 . Удобно для такой подсветки применять тёмно-красный свет, который испускают некоторые типы светодиодов. Удобно также, чтобы светофильтры находились после задиафрагменного подсмotra. Тогда их не надо убирать из пучка, чтобы проконтролировать положение звезды в диафрагме при наблюдениях в невидимых глазом лучах (ультрафиолетовых или инфракрасных).

Очень важно, чтобы изображение звезды находилось вблизи геометрического центра диафрагмы. В силу несовершенства оптики и атмосферных искажений изображение не является геометрической точкой, а разрез его представляет собой сложную фигуру с определённым распределением света по радиусу от центра (рис. 4.2).

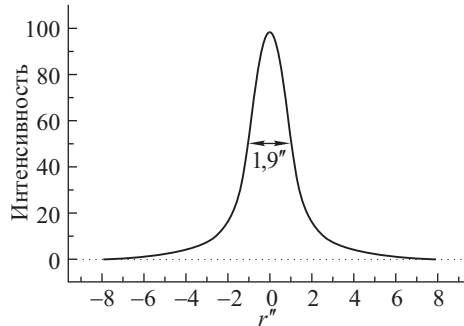


Рис. 4.2. Разрез изображения звезды в фокальной плоскости телескопа АЗТ-14 при среднем качестве изображения. Получено путём сканирования узкой щелью изображения Полярной с последующей математической обработкой

На рисунке видно, что диаметр изображения на уровне половины интенсивности составляет около двух угловых секунд. Если смотреть глазом в окуляр, то глаз ощущает примерно этот же диаметр. Характерно, что эта фигура имеет крылья, весьма протяжённые по сравнению с диаметром ядра изображения. Хотя интенсивность света в крыльях составляет небольшую долю от максимума, в силу их значительной протяжённости там содержится несколько процентов (а в неблагоприятных случаях до 10–30%) полного света звезды. При нецентральной позиции изображения звезды в диафрагме часть

этих крыльев выходит за края диафрагмы. Поэтому при различных нецентральных установках доля потерянного света будет различной, что приведёт к дополнительным ошибкам измерений. Это замечание особенно важно при работе с диафрагмами диаметром менее 10–15". В некоторых современных фотоэлектрических фотометрах предусматривается система автоматического центрирования звезды в диафрагме.

Если оценить протяжённость крыльев на уровне 1% от максимума интенсивности, то окажется, что размер изображения звезды вовсе не 1" и не 2", а около 12". Этот размер сравним с обычными диаметрами диафрагм, применяемых в фотометрах. Типичный линейный диаметр диафрагм обычно составляет величину порядка 1 мм. При фокусном расстоянии 10 м, что весьма характерно для рефлекторов с диаметром зеркала менее 1 м, это соответствует угловому размеру около 20". Напомним, что масштаб в фокальной плоскости телескопа имеет размерность "/мм и вычисляется по формуле $206\,264,8''/F$, где F — эквивалентное фокусное расстояние телескопа, выраженное в миллиметрах.

Популярный малый телескоп-рефлектор АЗТ-14, который изготавливался в Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) в 1960-е годы, имеет световой диаметр главного зеркала 48 см и эквивалентное фокусное расстояние 7,7 м. При этом одному миллиметру в фокальной плоскости соответствует примерно 27". Разумеется, в такую диафрагму звезду размером 12" можно поставить очень уверенно. Но если речь идёт об измерениях достаточно слабых звёзд, то диафрагму хочется уменьшить. При обычной величине фона безлунного неба в зените (около $21^m,6$ с квадратной секунды в полосе V) поток от фона в 30-секундной диафрагме равен потоку от звезды $14^m,5$. Если вам нужно измерять звезду 14-й величины, следует уменьшить диафрагму, даже ценой некоторого обрезания крыльев.

При введённом задиафрагменном подсмотре обычно осуществляют засветку фотокатода ФЭУ через призму полного внутреннего отражения P_2 светом от радиoluminesцентного источника (РЛИ), часто называемого просто «люминофором». РЛИ — это краска, которая возбуждается распадом небольшого количества радиоактивного вещества, такого, например, как ^{90}Sr . Этого хватает для того, чтобы люминесцентная краска светилась. Если РЛИ не имеет сильной зависимости интенсивности своего свечения от температуры, то его можно использовать для контроля постоянства чувствительности аппаратуры, а также в качестве эталонного источника излучения. Такие РЛИ дают одинаковый световой поток на протяжении интервалов времени в несколько месяцев и более. К сожалению, большинство люминофоров имеет сильную зависимость яркости от температуры и учесть эту зависимость трудно. Вместо люминофора можно использовать любой высокостабильный источник света. При конструировании фотометра

необходимо позаботиться о том, чтобы световое пятно, создаваемое люминофором на фотокатоде ФЭУ при вводе внутреннего подсмотра, проектировалось на то же самое место фотокатода, на которое приходится пятно света, прошедшего через диафрагму. Это достигается при помощи линзы O_3 . В целом ряде задач звёздной фотометрии можно обойтись без люминофора как эталона, но всегда удобно иметь такой источник света и использовать его в качестве индикатора работоспособности аппаратуры и для выполнения лабораторных исследований фотометра, таких как, например, проверка счётной характеристики ФЭУ (см. ниже). При измерении звёзд РЛИ должен быть закрыт затвором Z_2 .

Затвор Z_1 служит для того, чтобы иметь возможность полностью изолировать блок фотоумножителя от попадания света. Это необходимо для защиты ФЭУ от ярких лучей, а также при измерениях темного тока.

4.3. Светофильтры

Светофильтры, в совокупности с кривой спектральной чувствительности фотокатода, задают в основном кривую реакции фотометрической системы — ту самую функцию $R(\lambda)$ из формул (1.7) и (1.10). Светофильтры, применяемые в фотометрах, могут быть различных типов. Наиболее распространены интерференционные и стеклянные абсорбционные светофильтры.

Абсорбционные стеклянные светофильтры *поглощают* часть излучения с неиспользуемыми длинами волн. Полосы пропускания стеклянных светофильтров довольно широки и составляют, как правило, сотни и тысячи ангстрем. При варке стекла для абсорбционных светофильтров в состав этого стекла добавляют соли некоторых металлов или специальные красители. Технология изготовления цветных оптических стёкол хорошо отработана на многих заводах оптического стекла, в частности в подмосковном городе Лыткарино.

Интерференционные светофильтры *отражают* свет тех длин волн, которые не предполагается использовать, и пропускают излучение только в достаточно узких интервалах длин волн. Типичные ширины полос пропускания интерференционных светофильтров — от единиц до немногих сотен ангстрем. Интерференционные светофильтры изготавливают путём напыления на прозрачную подложку попеременно нескольких пар слоёв диэлектриков, сильно отличающихся показателем преломления. Варьируя тип материалов и количество слоёв, интерференционный светофильтр можно изготовить практически на любую длину волны, и он может иметь любую ширину в интервале 1–200 Å.

Большое количество фотометрических систем было реализовано с помощью стеклянных абсорбционных светофильтров. Марки стеклянных светофильтров, применяемых в звёздной фотометрии, разнообразны. Рассмотрим некоторые из них на примере выбора светофильтров, реализующих кривые реакции четырёхцветной системы *WBVR* (рис. 4.3).

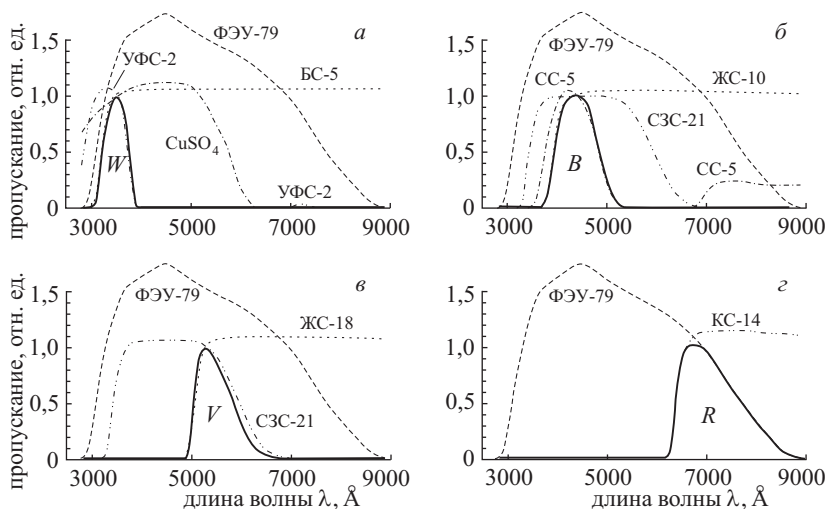


Рис. 4.3. Схема построения фотометрических полос системы *WBVR* с помощью стеклянных светофильтров

Ультрафиолетовая полоса *W*. Она должна вырезать часть ближнего ультрафиолетового излучения звёзд за бальмеровским скачком в интервале длин волн от 3000 \AA до 4000 \AA . Для этого нужно взять какое-либо ультрафиолетовое стекло. Из каталога кривых пропускания стандартных светофильтров, выпускающихся отечественной промышленностью (ГОСТ 9411–81), видно, что наиболее подходящим для этой цели (рис. 4.3а) является стекло УФС-2. Но это стекло, кроме основной области пропускания в ультрафиолетовой области, имеет дополнительный участок пропускания в красной области. В английском языке для подобного пропускания существует термин *red leak* (красная утечка). Избавиться от красной части пропускания трудно. Среди стандартных цветных оптических стёкол нет светофильтра с нужными свойствами. Если не ставить фильтр, обрезая красную область, то красное излучение придётся измерять отдельно. Это можно сделать, например, используя дополнительную комбинацию из оранжевого и ультрафиолетового фильтров. В таком дополнительном

фильтре придётся отдельно измерять долю излучения звезды в области красного пропускания фильтра УФС-2 и затем вычитать её из измерения ультрафиолетового излучения. При измерениях в полосе U Джонсон, пользовавшийся фильтром Corning 9863, который является аналогом фильтра УФС-2, считал, что в области красного пропускания этого фильтра чувствительность фотокатода фотоумножителя 1Р21 отсутствует. При отдельных инструментальных реализациях полосы U такое предположение оказывалось неверным. Исключить *red leak* можно, если использовать светофильтр из монокристалла медного купороса $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$. Такие изделия в 1960-х годах в небольшом количестве выпустило ЛОМО. Именно этот кристалл обладает нужной нам полосой пропускания. Он достаточно прозрачен в ультрафиолете и полностью поглощает излучение в красной области пропускания стекла УФС-2. Правда, кристалл CuSO_4 сильно гигроскопичен. Его необходимо тщательно оберегать от воздействия воды во всех видах. При температурах выше 0°C вместо кристалла можно использовать кварцевую кювету с водным раствором CuSO_4 .

Коротковолновая граница ультрафиолетовой области пропускания светофильтра УФС-2 несколько короче, чем коротковолновая граница пропускания земной атмосферы, обусловленная поглощением слоем озона (подробнее см. гл. 6). Поскольку количество озона в атмосфере непостоянно, эта граница может сдвигаться, что крайне нежелательно. Поэтому стабильность коротковолновой границы полосы W обеспечивается дополнительным светофильтром БС-5.

Технически фильтр W представляет собой шлифованный кристалл CuSO_4 , зажатый между двумя стеклянными фильтрами БС-5 и УФС-2. Вся складка помещается в металлическую оправу и герметизируется резиновыми прокладками. Чтобы избежать потерь на отражение при складке стёкол, воздушные зазоры между ними ликвидируются вводом между стеклами и кристаллом небольшого количества иммерсионной жидкости (силиконового масла), имеющей практически такой же показатель преломления, что и стекло. Итак,

$$W = \text{УФС-2 (3,0 мм)} + \text{БС-5 (1,5 мм)} + \text{CuSO}_4 \text{ (2 мм)} + \text{силикон.}$$

Синяя полоса B . Эта полоса должна быть близка к полосе B системы UBV Джонсона. В спектре звезды А0 она приходится на максимум излучения, захватывая ряд бальмеровских линий, но не захватывая бальмеровский скачок. Основная часть кривой пропускания задаётся синим светофильтром СС-5 (см. рис. 4.3 б). Аналогичным стеклом Corning 5030 пользовался Джонсон. Подобно ультрафиолетовому стеклу фильтр СС-5 имеет небольшое пропускание в красной части. Джонсон учитывал это пропускание, вычитая из измеренного

потока поправки, которые получал либо расчётным путём, либо дополнительным измерением с оранжевым светофильтром (в обоих случаях red leak служил источником дополнительных ошибок).

Избавиться от красного пропускания фильтра СС-5 можно, установив в качестве обрезывающего фильтра сине-зелёное стекло СЗС-21. Оно хорошо пропускает синие лучи и полностью срезает оранжево-красную область. Чтобы кривая пропускания комбинации фильтров СС-5 и СЗС-21 в совокупности с фотокатодом фотоумножителя ФЭУ-79 была ближе к такой кривой в системе *UBV*, следует слегка подрезать коротковолновое пропускание стекла СС-5 жёлтым стеклом ЖС-10. Складка трёх упомянутых фильтров с применением иммерсионной жидкости реализует светофильтр *B*. Итак,

$$B = \text{СС-5 (2,0 мм)} + \text{ЖС-10 (2,0 мм)} + \text{СЗС-21 (1,7 мм)}.$$

Следует отметить, что положение максимума пропускания цветных стёкол практически зависит только от марки стекла, а вот процент пропускания и ширина крыльев области пропускания зависят ещё и от толщины стекла.

Визуальная полоса *V*. Джонсон реализовывал эту полосу единственным стеклом Corning 3384 — аналогом стекла ЖС-18. Оно формировало коротковолновую границу области пропускания. Длинноволновая граница создавалась спадом чувствительности фотокатода ФЭУ марки 1Р21. При использовании фотоумножителей ФЭУ-79, имеющих кривую реакции, продолжающуюся до 8000 Å, а иногда и далее, создание полосы *V* требует установки дополнительного сине-зелёного стекла: того же СЗС-21, что и в полосе *B* (см. рис. 4.3*в*). Светофильтр СЗС-21 формирует длинноволновую границу полосы. Итак,

$$V = \text{ЖС-18 (3,0 мм)} + \text{СЗС-21 (1,7 мм)}.$$

Красная полоса *R*. В системе *UBV* подобной полосы не было. Когда впоследствии Г. Джонсон стал измерять потоки в красных лучах, он реализовывал красную полосу с помощью ФЭУ с кислородно-цезиевым катодом (см. ниже), и эта полоса была очень широкой. В нашем случае (см. рис. 4.3*г*) коротковолновая граница области пропускания фильтра *R* задаётся единственным красным стеклом КС-14, а длинноволновая граница — спадом чувствительности фотокатода (подобно тому, как было у Джонсона с полосой *V*). Итак,

$$R = \text{КС-14 (5 мм)}.$$

Подобранные таким образом комбинации стандартных стеклянных светофильтров вместе с кривой реакции фотокатода, а также с не слишком отличающимися от 100% и почти не зависящими от длины волны

Таблица 4.1
Основные сведения о кривых реакции системы WBVR

Полоса	Средняя длина волны $\lambda_{\text{мед}}, \text{Å}$	Длина волны максимума $\lambda_{\text{мах}}, \text{Å}$	Полу- ширина $\Delta\lambda, \text{Å}$	Пропуска- ние в макси- муме, %	Длина волны с про- пускиванием 1%, Å	
					Коротко- волновая	Длинно- волновая
<i>W</i>	3465	3500	530	45	3060	3970
<i>B</i>	4390	4350	900	47	3710	5350
<i>V</i>	5545	5300	810	55	4900	6800
<i>R</i>	6945	6600	1070	55	6130	8830

кривыми отражения от двух алюминированных зеркал и кривой пропускания кварцевой линзы Фабри дают нам итоговые кривые реакции полос *W*, *B*, *V* и *R*. Их основные параметры приведены в табл. 4.1.

Необходимо отметить, что кривые пропускания всех стеклянных светофильтров характеризуются зависимостью их положения от температуры. Повышение температуры вызывает сдвиг кривой пропускания в длинноволновую область. У жёлтых, оранжевых и красных стёкол (ЖС, ОС, КС) крутой фронт кривых пропускания сдвигается примерно на 1 Å при изменении температуры на 1 °С. При перепаде температур от зимы к лету на 30–40° сдвигом кривых спектральных полос уже нельзя пренебречь. Температурный сдвиг кривых пропускания других стёкол (УФС, СС, СЗС) аналогичен, но в 2–3 раза меньше. Исследования температурных зависимостей кривых пропускания цветных оптических стёкол выполнили и опубликовали в ряде статей литовские астрономы Р. Калитис, Г. Какарас и Ю. Спераускас. Их результаты были подтверждены измерениями, выполненными И. М. Волковым в Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ. Таким образом, необходимо либо термостатировать светофильтры, что технически очень неудобно и поэтому обычно не делается, либо получать лабораторным путём температурные зависимости пропускания стёкол и вводить в обработку эти поправки. Следует также не забывать 2–3 раза за ночь записывать температуру воздуха в башне телескопа, или, что ещё лучше, внутри корпуса фотометра.

4.4. Линза Фабри

Линза Фабри — это самое остроумное изобретение в звёздном электрофотометре. Фотоэффект был открыт во второй половине прошлого века. Уже в конце XIX и в начале XX века появились первые

фотоэлектрические измерения с фотоэлементами как на внешнем, так и на внутреннем фотоэффекте. Но когда астрономы только начинали применять электрофотометрические методы, они устанавливали свой светочувствительный элемент точно так же как фотопластинку — в фокальной плоскости телескопа, — и прямо на него проектировали изображение звезды. Говоря о фотографической фотометрии, мы уже отмечали, что чувствительность светоприемной поверхности изменяется от точки к точке. Погрешности такого типа присущи и фотоэлементам. Кроме того, на поверхность фотоэлемента, туда, где окажется изображение звезды, может попасть пылинка.

При следующем наведении на ту же звезду её изображение непременно попадёт на другой участок светочувствительной поверхности. Кроме того, из-за небольших неточностей часового ведения изображение звезды будет слегка перемещаться в фокальной плоскости, двигаясь по точкам с разной чувствительностью.

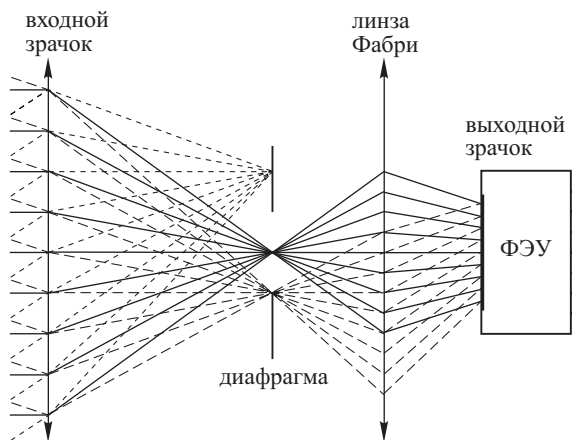


Рис. 4.4. Схема, иллюстрирующая действие линзы Фабри

По этим причинам первые фотоэлектрические измерения не отличались высокой точностью (в смысле точности они были не лучше фотографии). Дело обстояло так до тех пор, пока не появилась идея поставить в оптический тракт фотометра ещё одну линзу (рис. 4.4). Эта линза строит на светочувствительной поверхности уже не изображение участка неба, а действительное изображение входного зрачка оптической системы, т.е. изображение объектива рефрактора или изображение главного зеркала рефлектора. Диафрагма в фокальной плоскости телескопа обеспечивает освещение изображения объектива светом от одной-единственной (установленной в диафрагму) звезды, отрезая все остальные световые пучки, идущие от иных источников.

Итак, в фокусе объектива стоит диафрагма, а за фокусом — линза Фабри. Здесь важны две вещи.

Во-первых, объектив, диафрагма, линза Фабри и место, где построено изображение объектива, являются механическими и оптическими деталями системы «телескоп — фотометр». Они механически жёстко скреплены друг с другом, не имеют хода ни вдоль, ни поперёк оптической оси. Расстояния между ними (после соответствующих юстировок) достаточно точно выдерживаются. В результате изображение объектива получается всегда в одном и том же месте.

Во-вторых, в выходном зрачке оптической системы стоит светочувствительный элемент — фотокатод фотоумножителя. Фотокатоды (так же как фотопластики) имеют большие неравномерности чувствительности по полю как от точки к точке, так и от центра к краю. Обычно на фотокатоде в районе его центра (к сожалению, не всегда в центре) есть наиболее светочувствительное пятно. Двигая линзу Фабри в двух перпендикулярных направлениях, в свою очередь перпендикулярных оптической оси, можно слегка сдвигать на фотокатоде изображение входного зрачка оптической системы, совмещая его с пятном чувствительности.

Итак, на какую бы звезду мы ни навели телескоп и в какое бы место диафрагмы (только не на край!) мы ни поставили бы её изображение, изображение входного зрачка оптической системы, освещённое светом именно этой звезды, всегда попадёт точно в одно и то же место фотокатода. Именно в строгости установки светового пятна всегда на одно и то же место и заключена вся суть фотоэлектрического способа, позволяющего получить очень высокую точность. Если по каким-то причинам световое пятно на фотокатоде начинает смещаться, то точность теряется и не только ни о каких тысячных долях звёздной величины, но и о сотых нельзя говорить.

Когда в фотометрах появилась линза Фабри, фотоэлектрический метод измерения занял лидирующее положение по точности среди всех методов регистрации световых потоков от звёзд.

4.5. Фотоумножители

Отметим, что первый фотоумножитель был сделан в СССР в 1934 году. Светочувствительной поверхностью фотоумножителей является фотокатод. Если электрическим полем собрать электроны, вылетевшие с фотокатода, мы получим фотоэлемент. Подобные фотоэлементы применялись в астрономии до фотоумножителей. На фотоэлементе был построен в 1930-х годах первый советский фотоэлектрический фотометр. Его авторы — В. Б. Никонов и П. Г. Куликовский. На 30-сантиметровом телескопе этот фотометр позволял измерять звёзды до 8^m .

Фотоумножитель, в отличие от фотоэлемента, позволяет многократно усилить фототок.

При электрическом подключении фотоумножителя должен быть создан высокий положительный потенциал анода (относительно фотокатода). При освещении фотокатода из него выбиваются фотоэлектроны. Количество света и фототок с высокой степенью точности связаны линейной зависимостью.

Технически фотоумножитель представляет собой стеклянную цилиндрическую колбу, в которой создан вакуум. Чтобы изготовить полупрозрачный фотокатод, на внутреннюю поверхность переднего торца этой колбы сначала наносится очень тонкая подложка из металла (как правило, из хрома), а затем на неё напыляются вещества, хорошо выделяющие электроны под воздействием света. Такими веществами являются смеси металлов и их окислов с обязательным присутствием щелочных металлов: цезия, рубидия, калия, натрия. При попадании света на тонкую прозрачную плёнку из этих щелочных металлов создаются наилучшие условия для высвобождения электронов. Их называют *фотоэлектронами*.

Для каждой длины волны света количество попавшей на фотокатод энергии, выраженное в числе фотонов $N_{\phi} = E(\lambda)/h\nu$ ($\nu = c/\lambda$) и отнесённое к числу выбитых электронов, называется *спектральным квантовым выходом* $\kappa(\lambda)$:

$$\kappa(\lambda) = \frac{\text{число выбитых электронов}}{\text{число фотонов в данном интервале частот}}.$$

Часто квантовый выход выражают в процентах. Чем больше квантовый выход, тем выше чувствительность фотокатода.

Чтобы собрать воедино все вылетевшие фотоэлектроны, «умножить» их количество и создать измеримый электрический ток, на фотоумножитель подаётся ускоряющее и фокусирующее напряжение. Электрическая схема типичного фотоэлектронного умножителя показана на рис. 4.5. Ускоряющий потенциал подаётся на последовательность поверхностей, называемых *динодами*, или *вторичными эмиттерами*, обладающих положительным коэффициентом вторичной электронной эмиссии. При попадании на эти поверхности одного ускоренного электрона с энергией порядка сотен электронвольт из них освобождается несколько электронов. Так происходит «умножение» электронов. При типичном коэффициенте вторичной электронной эмиссии, равном 4, и 11 динодах (столько динодов имеет популярный ФЭУ-79) каждый фотоэлектрон, вылетевший с фотокатода, создаст на аноде ФЭУ электронную лавину из $4^{11} \approx 4,2 \cdot 10^6$ электронов. Это соответствует заряду $0,67 \cdot 10^{-12}$ Кл. (Напомним, что $1 \text{ Кл} = -6,24145 \cdot 10^{18}$ электронов, а $1 \text{ А} = -6,24145 \cdot 10^{18}$ электрон/с.) Если за секунду наш фотометр

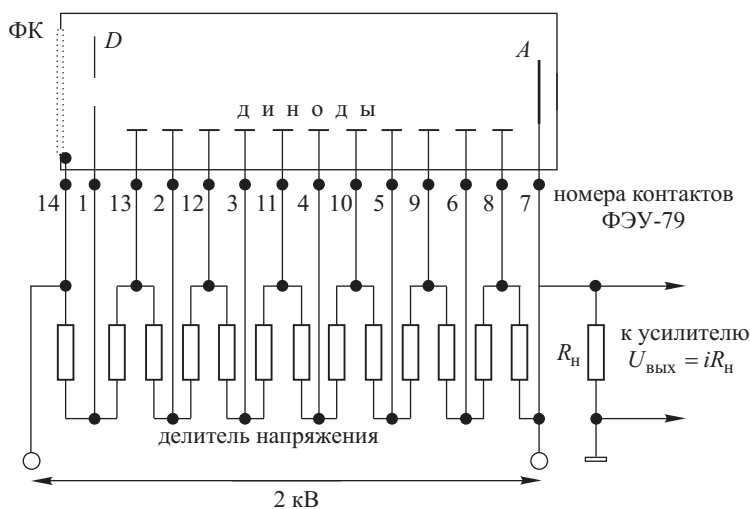


Рис. 4.5. Электрическая схема фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 и его электрического подключения

зарегистрирует 100 000 фотоэлектронов, то на выходе ФЭУ возникает ток $0,67 \cdot 10^{-7} \text{ A} = 0,067 \text{ мкА}$.

Таким образом, на выходе фотоумножителей создаётся уже ощутимый электрический заряд. Чувствительность фотоумножителей такова, что даже один вылетевший с катода фотоэлектрон на выходе даёт измеримый электрический заряд. Применение фотоумножителей с телескопами малого и среднего размеров сразу позволили продвинуться от 8^m до 15^m . На крупных (диаметр 3–5 м) телескопах с ФЭУ измеряют звёзды до 24^m .

При слабых световых потоках большое значение приобретает квантовый шум. Чтобы достичь высокой точности, нужно накопить достаточное количество световых квантов. Количество квантов в единицу времени распределено по закону Пуассона и флуктуирует с дисперсией, равной самому потоку. Так же распределены и регистрируемые импульсы. Если за секунду зарегистрировано N импульсов, то среднее квадратическое отклонение равно \sqrt{N} , а относительная ошибка $\varepsilon = \sqrt{N}/N = N^{-1/2}$. К сожалению, полная ошибка фотоэлектрических измерений обусловлена далеко не только этим эффектом.

4.6. Спектральная чувствительность фотокатодов

В зависимости от материала катода спектральные кривые $\kappa(\lambda)$ могут быть различны. Для распространённых типов фотокатодов они схематически показаны на рис. 4.6.

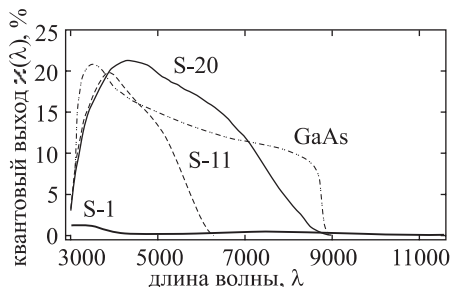


Рис. 4.6. Кривые реакции типичных фотокаатов: S20 — мультищелочной катод, S1 — серебряно-кислородно-цезиевый катод, S11 — сурьмяно-цезиевый катод, GaAs — арсенид-галлиевый катод

Наименьшую чувствительность в визуальной области имеет катод типа S-1 (обозначение по ГОСТ С1). Это серебряно-кислородно-цезиевый катод. Он обладает двумя замечательными особенностями. Во-первых, это исторически первый из катодов, применяющихся в фотоумножителях. Во-вторых, хотя у этого катода невысокая относительная чувствительность в видимой области, зона его спектральной чувствительности простирается до 11000–12000 Å, т.е. он работает в ближней инфракрасной области. Когда у Джонсона ещё не было современных фотокаатов, чувствительных в области 7000–8000 Å, он выполнял измерения в красной части спектра именно с помощью катода типа S-1. Поэтому полоса *R*, создаваемая с помощью светофильтра КС-14 и ФЭУ-79, сильно отличается от полосы *R* Джонсона. Последняя значительно шире и на пятипроцентном уровне чувствительности простирается от 5400 Å до 8900 Å.

Мышьяк и сурьма с некоторыми металлами образуют соединения — арсениды и антимониды, например GaAs, SbCs₃, SbNa₂K. При построении системы *UBV* Джонсон пользовался фотоумножителем марки 1P21. Это фотоумножитель с катодом типа S-11 (обозначение по ГОСТ С6). Это *сурьмяно-цезиевый* катод, т.е. химические вещества, входящие в его состав — это сурьма и цезий в соотношении SbCs₃. (Сначала напыляется сурьма слоем в несколько десятков нанометров, затем сурьма активируется цезием; на поверхности фото катода также адсорбируется плёнка цезия.) В области около 4000 Å он имеет в 20 раз больший квантовый выход, по сравнению с катодом типа S1. К длине волны примерно 6500 Å чувствительность этого катода падает практически до нуля. Именно этим спадом чувствительности определялись положение и форма длинноволновой границы спектральной полосы *V* у Джонсона. И, наконец, фотокаоды типа S-20 (обозначение по ГОСТ С11), называемые *мультищелочными* (или *многощелочными*). Они

состоят из SbNa_2K с адсорбированным слоем цезия на поверхности. Мультищелочные катоды обладают рядом бесспорных преимуществ и сейчас наиболее употребительны в звёздной фотометрии. Их чувствительность с длинноволновой стороны простирается до 9000 \AA . Чувствительность их в максимуме несколько выше, чем у сурьмяно-цезиевых. Именно с катодом такого типа строилась полоса R фотометрической системы $WBVR$.

На рис. 4.6 показана также кривая, отвечающая катодам, состоящим из GaAs . Это сравнительно новый тип фотокатодов. Они представляют заметный интерес для звёздной фотометрии, хотя пока ещё недостаточно распространены в нашей стране. *Арсенид-галлиевые* катоды являются непрозрачными, и фотоумножитель должен быть сконструирован с учётом того, что фотоэлектроны выходят с той же стороны, с которой падает свет. Эти фотокатоды отличаются высоким квантовым выходом в красной и ближней инфракрасной областях.

У любого фотокатода, к которому подключено напряжение, фототок возникает даже при отсутствии падающего света. Это так называемая *термоэлектронная эмиссия*, вызываемая тепловыми движениями электронов. Фототок, вызванный ею, называется *темновым* током. Отметим, что любой «темновой» электрон, вылетевший с фотокатода, пройдёт по тому же самому пути, что и сигнальный, и вызовет на выходе ФЭУ такую же электронную лавину и так же внесёт свой вклад в создание фототока.

У серебряно-кислородно-цезиевых катодов (S-1) при комнатной температуре термоэмиссия очень велика: каждую секунду вылетают десятки тысяч термоэлектронов. На таком фоне невозможно измерить долю фототока, вызванного светом звезды. Уменьшить темновой ток можно путём охлаждения фотокатода. Часто используется охлаждение твёрдой углекислотой до температуры около $-70 \text{ }^\circ\text{C}$. При этом темновой ток уменьшается до приемлемого уровня. По тем же причинам охлаждение необходимо для работы фотоумножителей с арсенид-галлиевым катодом.

Фотокатоды типов S-11 и S-20 имеют при комнатной температуре термоэмиссию на 3–4 порядка меньше, и для них обычно охлаждение не применяется. У отобранных экземпляров фотоумножителя ФЭУ-79 при комнатной температуре с рабочей площади катода вылетает в секунду всего несколько десятков темновых электронов. У многих других фотоумножителей (в том числе зарубежного производства) термоэмиссия больше, что ограничивает их применение для звёздной фотометрии. В настоящее время большой популярностью пользуются фотоумножители японской фирмы Hamamatsu. А до последних лет в нашей стране наиболее часто применялся ФЭУ-79. При работе с ним

в условиях окружающей температуры около $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (это типичная температура ясной зимней наблюдательной ночи на Тянь-Шаньской обсерватории) количество тепловых электронов уменьшается примерно в 10 раз и составляет единицы термоэлектронов в секунду. При таком значении темного сигнала и использовании телескопа с диаметром главного зеркала около 0,5 м можно измерять потоки излучения от звёзд до 14-й величины.

4.7. Регистрация фототока

Итак, свет, попавший на фотокатод с соответствующей спектральной характеристикой, выбил из него фотоэлектроны в соответствии с функцией квантового выхода. Эти электроны, собранные электрическим полем, «размножились» на диодах и собрались на аноде фотоумножителя, создав там некоторый электрический заряд, величину которого мы оценивали выше. Чтобы измерить величину этого заряда, его нужно пропустить на корпус прибора (см. рис. 4.5) через *нагрузочный* резистор с сопротивлением R_n . Фототок i создаст на резисторе падение напряжения iR_n , которое нужно измерить. Величина эта мала, и измерения представляют определённую трудность, тем более что фототок при наблюдениях звёзд испытывает значительные флуктуации во времени, обусловленные статистическими флуктуациями числа падающих фотонов, флуктуациями оптических параметров атмосферы, вызывающими мерцания и дрожания и т. п.

Рассмотрим два способа регистрации фототока, проходящего через нагрузочное сопротивление R_n .

Первый способ, который очень широко применялся на протяжении всей истории фотоэлектрической фотометрии, способ, который использовал Джонсон, проводя измерения в системе *UBV*, способ, с помощью которого работали очень широко в нашей стране до конца 60-х годов и работают иногда в настоящее время, — это способ усиления постоянного тока.

Пусть сопротивление R_n велико (порядка 10^8 – 10^9 Ом). Заряд с анода фотоумножителя (даже через такое большое сопротивление) медленно стекает на корпус. Малая величина i (порядка 10^{-7} – 10^{-10} А), умноженная на большое R_n , даёт измеримые величины iR_n . Стеkanie заряда через такое сопротивление происходит достаточно медленно. Постоянная времени $R_n C_n$ этого процесса определяется сопротивлением нагрузки R_n и паразитной ёмкостью входа усилителя C_n . Поскольку ёмкость обычно составляет величину порядка 10 пФ, легко вычислить, что постоянная времени равна 0,01 с. Так как за одну секунду на анод ФЭУ приходят 10^3 – 10^6 электронных лавин от фотоэлектронов, то к приходу следующей лавины предыдущая ещё не успевает полностью

стечь на землю. Таким образом, электрический заряд, возникающий на аноде, интегрируется за интервал, равный постоянной времени. При более или менее постоянном освещении фотокатода ток на выходе ФЭУ будет также более или менее постоянным, особенно если фотоэлектронов много и заряд, создаваемый ими, хорошо усредняется на аноде за время $R_n C_n$. Этот фототок можно усилить методами усиления постоянного тока, подробно описанными в литературе, и измерить. Не будем далее вдаваться в подробности методов усиления. Наиболее важно отметить достоинства и недостатки этого метода.

Резисторы с большим сопротивлением сами по себе, из-за теплового движения электронов в них, «шумят», и этот «шум» пропорционален величине сопротивления; сопротивление таких резисторов заметно зависит от температуры. При очень больших сопротивлениях нагрузки в первом каскаде усилителя необходимо применять или специальные электрометрические лампы, имеющие очень высокое сопротивление между управляющей сеткой и катодом, или полевые транзисторы. Усилительный каскад своим входным сопротивлением не должен шунтировать нагрузочное сопротивление R_n . При постоянной величине сопротивления R_n , как правило, можно измерять соотношение световых потоков звёзд, различающихся не более чем на 2–3 звёздные величины. Для расширения диапазона применяется переключение сопротивлений нагрузки, что приводит к изменению коэффициента усиления. На входе усилителя обычно устанавливается от 3 до 10 различных нагрузочных резисторов, последовательно отличающихся друг от друга в 1,5–2 раза. При работе, в зависимости от величины светового потока, выбирается один из них. Таким образом, измерения фототока от звёзд, значительно отличающихся по блеску, ведутся на разных *диапазонах усиления*. Соотношение коэффициентов усиления между разными диапазонами необходимо очень хорошо знать. Например, если отношение коэффициентов для каждой пары смежных диапазонов известно с точностью $\pm 1\%$, то при 10 диапазонах можно в итоге получить ошибку $\pm 10\%$. К сожалению, соотношение диапазонов не остаётся постоянным и может самопроизвольно изменяться на 2–3%. Одной из причин такого изменения могут быть колебания влажности воздуха в различные даты наблюдений. Неточное знание соотношения диапазонов напрямую вносит ошибку в результаты измерений.

При усилении очень слабых токов метод усиления постоянного тока встречается с большими трудностями. Во-первых, в результирующий ток полностью входит термоэмиссия с динодов. При измерении слабых световых потоков ток термоэмиссии становится сравнимым с сигналом и шумы динодного темного тока резко увеличивают ошибку измерений. Во-вторых, вообще становится трудно поддерживать постоянным коэффициент усиления и бороться с так называемым «дрейфом нуля»

усилителя. При слабых токах может оказаться, что мы работаем на нелинейном участке характеристики усилительной схемы, теряя самое основное преимущество фотоэлектрической фотометрии.

Практика показала, что если фотоэлектронов много, то схема усиления постоянного тока вполне работоспособна. Измерения ярких звёзд, выполненные Джонсоном в 1950-х годах с усилителем постоянного тока, достаточно хороши: на них, как на стандарты, опираются и поныне многие фотометристы во всём мире.

При слабых сигналах лучше применять другой способ. Если каждому заряду, образованному электронной лавиной, позволить быстро, т.е. через малое сопротивление нагрузки (например, через резистор с сопротивлением порядка $R_n = 100 \text{ Ом}$), стечь на корпус, то на этом сопротивлении возникнет короткий импульс напряжения iR_n . Постоянная времени $RC = 10^2 \text{ Ом} \cdot 10^{-11} \text{ Ф} = 10^{-9} \text{ с}$ в этом случае окажется меньше физической длительности импульса внутри ФЭУ, которая обычно составляет величину порядка $(5-20) \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Как мы оценили выше, каждая электронная лавина приносит на анод заряд величиной порядка 10^{-12} Кл . Среднее значение тока во время импульса равно $\bar{i} = 10^{-12} / (20 \cdot 10^{-9}) \text{ Кл/с} = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ А} = 50 \text{ мкА}$, а средняя амплитуда импульса равна $\bar{i}R = (0,05 \cdot 10^{-3} \text{ А})(10^2 \text{ Ом}) = 5 \text{ мВ}$. Такие импульсы можно усилить и зарегистрировать (сосчитать в штуках!) с помощью современных электронносчетных приборов. На этом принципе основан способ измерения фототока, известный как *метод счёта фотонов*. Более правильно было бы называть его методом счёта фотоэлектронов, но традиции заставляют придерживаться приведённого названия. К сожалению не каждый электрон, вылетевший с фотокатода, вызывает импульс анодного тока. При переносе фотоэлектронов с фотокатода на первый диод, а также при перемещении вторичных электронов между первыми диодами имеются потери. Поэтому ФЭУ в целом характеризуется квантовой эффективностью регистрации:

$$\chi(\lambda) = \frac{\text{число зарегистрированных импульсов}}{\text{число пришедших фотонов в данном интервале длин волн}}.$$

Метод счёта фотонов сейчас является основным в практике звёздной электрофотометрии. Главное преимущество этого метода состоит в том, что он линеен при слабых световых потоках. Правда, из-за того что коэффициенты умножения каждого диода могут флуктуировать, амплитуда импульсов будет несколько различной. Однако статистически средняя амплитуда сохраняется, и на практике показано, что метод счёта фотонов несколько не хуже по точности, чем метод усиления постоянного тока. На слабых же сигналах, где усилители постоянного тока работают плохо, считать импульсы гораздо выгоднее.

Сложнее обстоит дело с большими сигналами. Импульс всегда имеет отличную от нуля продолжительность. Она обусловлена тем, что отдельные электроны в лавине движутся по траекториям разной длины и приходят они (от одного и того же фотоэлектрона!) на анод в различные моменты времени. Для фотоумножителя ФЭУ-79 продолжительность импульса составляет около 25 нс. При усилении импульса необходимо считаться с тем, что частотная полоса усилителя не имеет бесконечной ширины. Это, в свою очередь, «растягивает» импульс, увеличивает его эффективную продолжительность. Усилители, применявшиеся в 1970-х годах, имели продолжительность выходных импульсов порядка 50–100 нс.

Если два фотоэлектрона вылетели с фотокатода практически в один и тот же момент, точнее, через промежуток времени меньший, чем эффективная продолжительность импульса, то они будут сосчитаны как один, и мы просчитаемся на один фотоэлектрон. Промежуток времени, отсчитываемый от переднего фронта импульса, в течение которого аппаратура не способна зарегистрировать очередной импульс, называется *мёртвым временем*. Пока световой поток слаб, число фотоэлектронов мало. Вероятность их совпадения во времени мала, и эффектом мёртвого времени можно пренебречь. Но при увеличении светового потока вероятность слияния импульсов быстро растёт. Количество сосчитанных фотоэлектронов становится нелинейно связанным с величиной светового потока.

4.8. Вывод формул учёта нелинейности в методе счёта фотонов

Несложно вывести формулы, использующиеся на практике для учёта эффекта нелинейности в методе счёта фотонов. В основе вывода лежит общепринятое допущение о том, что промежутки времени между приходом двух последовательных фотонов имеют экспоненциальное распределение.

Пусть в среднем каждые T секунд с фотокатода ФЭУ вылетает один фотоэлектрон, а промежутки времени между двумя последовательными вылетами частиц имеют экспоненциальное распределение со средним значением T . Это распределение описывается формулой

$$F(\Delta t) = 1 - e^{-\Delta t/T},$$

где $F(\Delta t)$ — вероятность того, что случайный интервал между двумя последовательными вылетами фотоэлектронов меньше величины Δt .

Если в секунду с фотокатода вылетает N фотоэлектронов и средний промежуток времени между ними $T = 1/N$, то вероятность того,

что временное расстояние между последовательными фотоэлектронами будет меньше *мёртвого времени* τ , равна

$$F(\tau) = 1 - e^{-\tau N}.$$

Поскольку полное число фотоэлектронов, вылетевших за секунду, равно N , то число «потерянных» для счёта событий ΔN пропорционально вероятности $F(\tau)$:

$$\Delta N = N \cdot F(\tau) = N(1 - e^{-\tau N}),$$

а количество зарегистрированных фотоэлектронов определяется как

$$N' = N - \Delta N = Ne^{-\tau N}. \quad (4.1)$$

Раскладывая экспоненту в ряд, имеем

$$e^{-\tau N} = 1 - \tau N + \frac{(\tau N)^2}{2} - \frac{(\tau N)^3}{6} + \dots + (-1)^k \frac{(\tau N)^k}{k!} + \dots,$$

а, ограничиваясь двумя первыми членами разложения, получаем

$$N' \approx N(1 - \tau N).$$

Разрешая последнюю формулу относительно N , имеем

$$N \approx N' / (1 - \tau N). \quad (4.2)$$

Требуемые формулы получены. Заметим, что из формулы (4.1) следует

$$N = N' e^{\tau N}. \quad (4.3)$$

Подставляя это значение N снова и снова в показатель степени в правой части выражения (4.3), т. е. «само в себя», получим

$$N = N' \cdot e^{\tau N'} \cdot e^{\tau N' \cdot e^{\tau N'}} \cdot e^{\tau N' \cdot e^{\tau N' \cdot e^{\tau N'}}} \dots \quad (4.4)$$

На практике вычисления можно вести как по приближённой формуле (4.2), так и по более точной (4.4). При разумных значениях τ и N' бесконечное выражение в формуле (4.4) сходится за 3–4 итерации.

При очень больших потоках результаты вычислений по формулам (4.2) и (4.4) начинают сильно различаться, но в этом случае вообще нельзя пользоваться какими-либо формулами, так как трудно учесть влияние совпадений импульсов с кратностью более двух и иных трудно предсказуемых эффектов. При таких потоках работать методом счёта фотонов не рекомендуется.

4.9. Оценка влияния нелинейности на измерение световых потоков

Оценим влияние нелинейности на отсчёт при разных значениях мёртвого времени. В 1975–1986 годах, когда в ГАИШ использовался фотометр с ФЭУ-79, импульсным усилителем системы Ю. Колпакова и А. Магницкого и отечественным электронносчетным частотомером ЧЗ-38, считалось типичным значение $\tau = 50$ нс. Современные счётные схемы, в том числе разработанные в ГАИШ В.Г. Корниловым, позволяют работать при существенно меньших величинах мёртвого времени $\tau = 20$ нс или даже $\tau = 10$ нс.

Из данных, приведённых в Пулковском курсе (1973, с. 192), следует, что в монохроматическом свете с длиной волны 5600 \AA в полосе шириной 1 \AA на площадку в 1 см^2 на верхней границе земной атмосферы за одну секунду приходит около 10^3 фотонов от звезды нулевой визуальной величины. Следовательно, в полосе V , имеющей ширину около 1000 \AA , на 1 см^2 приходит в секунду около 10^6 фотонов. Собранные зеркалом диаметром $0,5 \text{ м}$ ($S = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2$) и зарегистрированные приёмником со средним по спектральной полосе квантовым выходом 10% , эти фотоны должны дать почти $2 \cdot 10^8$ импульсов в секунду. Для звезды 5-й величины это значение составит $2 \cdot 10^6$, а для звезды 10-й величины — $2 \cdot 10^4$ импульсов в секунду.

При нелинейности, соответствующей величинам мёртвого времени $\tau = 50, 20$ и 10 нс, получаем значения, приведённые в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Влияние нелинейности при счёте фотонов

N	$\tau = 50$ нс		$\tau = 20$ нс		$\tau = 10$ нс	
	N'	$\frac{\Delta N}{N}, \%$	N'	$\frac{\Delta N}{N}, \%$	N'	$\frac{\Delta N}{N}, \%$
20 000	19 980	0,100	19992	0,040	19996	0,020
200 000	198 010	0,995	199 202	0,399	199 600	0,200
2 000 000	1 809 675	9,516	1 921 579	3,921	1 960 397	1,980
20 000 000	7 357 589	63,212	13 406 401	32,968	16 374 615	18,127
200 000 000	9080	99,995	3 663 128	98,168	27 067 057	86,466

Из табл. 4.2 видно, что влияние нелинейности может быть велико и требует учёта. На практике можно учитывать нелинейность по формулам (4.2) или (4.4), если недобор сосчитанных импульсов составляет несколько процентов. Для мёртвого времени 50 нс это соответствует

потокам фотоэлектронов примерно до 10^6 имп./с. При мёртвом времени 10 нс учесть нелинейность можно даже при потоках порядка 10^7 имп./с. Из таблицы видно, что при значительной величине мёртвого времени τ с увеличением потока регистрируемый сигнал сначала растёт, но затем начинает падать. На основе этого эффекта можно оценивать величину τ ; методика оценки будет изложена в разделе 10.5 (метод максимума сигнала).

Итак, при наибольших потоках метод усиления постоянного тока может оказаться выгоднее, чем метод счёта фотонов. При малых потоках значительно лучше считать фотоэлектроны. Впрочем, в обоих случаях возможны технические усовершенствования. При уменьшении мёртвого времени τ значительно расширяется диапазон измерений для счёта фотонов. Если техника счёта фотонов сделает ещё один шаг вперёд, то старый метод усиления постоянного тока, очевидно, будет принадлежать истории. Но пока вопрос так остро не стоит, тем более что существуют задачи, в которых нужно измерять очень большие световые потоки, например при фотометрии отдельных участков поверхности Солнца. Там достаточно света, даже если ширина полосы пропускания светофильтра составляет десятые доли ангстрема. Звёздные же электрофотометры практически все уже переведены на режим счёта фотонов. Именно про этот режим мы будем говорить при дальнейшем изложении материала.

4.10. Счётная характеристика фотоумножителя

Построим график зависимости числа импульсов $N_{и}$, возникающих в фотоумножителе, от величины питающего высокого напряжения $U_{выс}$ при освещении его фотокатода постоянным светом. Такая кривая называется *счётной характеристикой* фотоумножителя. Высокое напряжение, разделённое делителем напряжения почти поровну между диодами, создаёт потенциал, ускоряющий электроны. Для различных фотоумножителей напряжение между диодами составляет 100–200 В, а суммарная разность потенциалов между анодом и катодом $U_{выс} = 1000\text{--}2000$ В. Для фотоумножителей всех марок, пригодных к работе в режиме счёта фотонов, кривая качественно имеет один и тот же вид, но абсолютные значения питающего напряжения различны.

В качестве примера рассмотрим фотоумножитель ФЭУ-79 (см. рис. 4.7). При низких напряжениях питания амплитуда возникающих импульсов мала и регистрирующая аппаратура их не чувствует. Поскольку существуют флуктуации коэффициента умножения электронов на каждом диоде, амплитуды импульсов, соответствующие разным фотоэлектронам, несколько отличаются друг от друга. При напряжении около 1200 В наиболее мощные импульсы уже

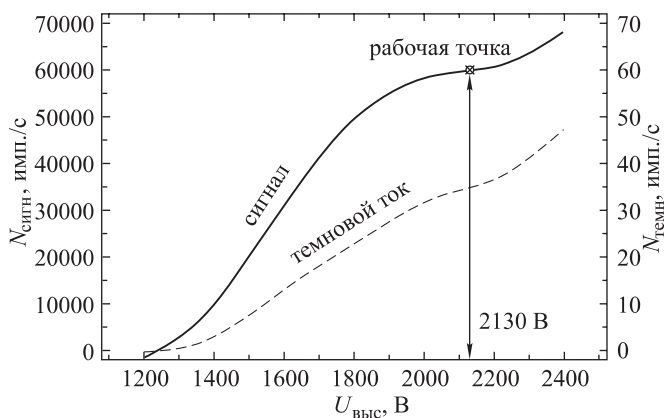


Рис. 4.7. Схематическое изображение счётной характеристики ФЭУ

регистрируются счётчиком. Отсчёт перестаёт быть равным нулю. При дальнейшем повышении напряжения кривая круто идёт вверх. Тот факт, что крутизна графика велика, говорит о том, что фотоумножитель нужно питать очень стабильным напряжением. Если питающее напряжение будет флуктуировать, то возникнет большая ошибка в измерениях. Это рассуждение совершенно безупречно для метода усиления постоянного тока. Но при использовании метода счёта фотонов ситуация несколько упрощается.

Когда ускоряющее напряжение возрастёт настолько, что практически все фотоэлектроны создадут измеримые импульсы и будут сосчитаны, рост количества импульсов при увеличении питающего напряжения должен временно прекратиться. На счётной характеристике появится плато. На практике полного прекращения роста числа импульсов обычно не происходит, но на плато производная $dN_{\text{и}}(U_{\text{выс}})/dU_{\text{выс}}$ имеет минимум. Если дальше увеличивать напряжение, то рост числа импульсов возобновится, но этот рост уже не будет связан непосредственно с регистрируемым световым потоком. Во-первых, регистрирующая схема начнёт считать большое количество импульсов малой амплитуды, возникающие из-за наличия термоэмиссии с динодов. Во-вторых, при высоких напряжениях станут существенными явления, связанные с существованием внутренних обратных связей (оптических, ионных и др.).

В нормальном режиме импульсы, связанные с динодной термоэмиссией, не должны регистрироваться. По этой причине счётная схема срабатывает начиная только с некоторой пороговой амплитуды, величина которой задаётся подстройкой специального электронного каскада в усилителе, называемого дискриминатором. Питающее напряжение

можно увеличивать только до тех пор, пока амплитуда импульсов с первого диода не станет выше установленного порога дискриминации.

Подобную кривую $N_T(U_{\text{выс}})$ можно получить и для темнового сигнала. Рабочее напряжение нужно выбрать вблизи точки минимума производной функций $N_i(U_{\text{выс}})$, так чтобы по возможности иметь при этом напряжении минимальное значение темнового тока и, следовательно, максимальное значение отношения сигнал/шум. В процессе работы с ФЭУ очень полезно знать его счётную характеристику, регулярно проверять её и обязательно исследовать после всякой перенастройки электроники фотометра.

Фотоумножители со временем теряют ряд своих полезных качеств, переставая быть пригодными к работе в электрофотометрах. Это в первую очередь сказывается на счётной характеристике: смещается плато, увеличивается его наклон. Получить счётную характеристику легко. Для этого не нужно тратить дорогое ночное время. Лучше всего снимать счётную характеристику не реже, чем раз в 2–3 месяца. В качестве источника света при этом обычно служит РЛИ.

4.11. Многоканальные астрофотометры

Кроме рассмотренного классического электрофотометра можно строить другие фотометры разных типов и классов.

Можно совместить несколько одноканальных электрофотометров, каждый из которых будет «смотреть» на свой объект в поле зрения телескопа. Тогда мы сможем в значительной степени ослабить влияние вариаций атмосферной прозрачности, так как наблюдения всех этих объектов будут проводиться одновременно. Полезно, чтобы один из каналов регистрации измерял фон неба в области рабочих звёзд. Такие фотометры строятся и применяются для задач обнаружения и исследования переменности звёзд на предельно малых амплитудах.

На рис. 4.8 показана схема простейшего трёхканального фотометра, изготовленного в астрономической обсерватории вильнюсского университета. Этот фотометр активно используется для исследований микроколебаний блеска белых карликов. В центре поля зрения находится неподвижный подсмотр 2. Этим подсмотром нужно навестись на одну из двух сравниваемых звёзд. Неподалёку на вращающемся основании находится второй подсмотр 4. В него нужно «поймать» вторую звезду. Вращением диска, на котором он установлен, можно изменять расстояние между подсмотрами, а вращением всего фотометра вокруг оси можно подобрать необходимый позиционный угол между сравниваемыми звёздами. После того как звёзды поставлены в подсмотры, в оба оптических тракта вводятся поворачивающие призмы полного

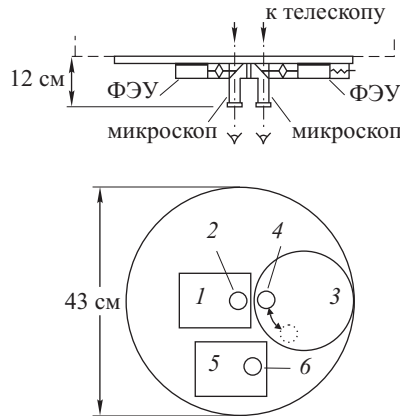


Рис. 4.8. Простейший трёхканальный фотометр Рапсаке, изготовленный в Вильнюсе и используемый для исследования микроколебаний блеска белых карликов: 1 — блок канала первой звезды; 2, 4, 6 — микроскопы; 3 — подвижный блок канала второй звезды; 5 — блок канала фона

внутреннего отражения, которые направляют световой пучок на фотоумножители 1 и 3. Третий зрачок 6 направляет на фотоумножитель 5 изображение близлежащего участка неба, в котором измеряется фон. Сигналы со всех трёх каналов усиливаются и поступают на регистрирующее устройство, сопряжённое с компьютером.

Внутренняя относительная ошибка одного измерения, выполненного с помощью этого фотометра на 1-метровом телескопе в условиях высокогорной обсерватории, составляет $\pm 0^m,001$ – $0^m,0005$. При исследовании периодического процесса, каковым являются пульсации блеска белых карликов, становится возможным обнаруживать колебания с амплитудами менее $0^m,001$.

На рис. 4.9 показана оптическая схема четырёхканального фотометра системы В. Г. Корнилова и А. В. Крылова, предназначенного для одновременной регистрации излучения одной и той же звезды, но в четырёх спектральных диапазонах. Плоское зеркало 8 и линзы 9 и 10 образуют внешний подсмотр. Если он выведен из пучка, то свет поступает на диафрагму 1. Если внутренний подсмотр 7 введён, то производится контроль положения звезды в диафрагме; если он выведен, то это режим измерений. С помощью светоделительного блока 2 пучок разводится в четыре направления. Светоделительный блок выполнен из дихроичных (цветоделительных) интерференционных светофильтров, каждый из которых отражает часть света с длиной волны короче заданной, а другую часть пропускает. В результате полный гетерохромный поток делится на части, каждая из которых содержит излучение только в выделенном интервале длин волн. В рассматриваемом фотометре

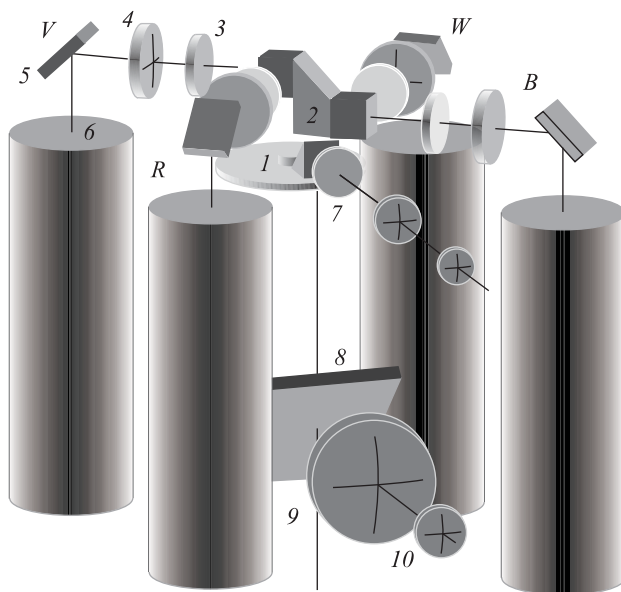


Рис. 4.9. Оптическая схема 4-полосного *WBVR*, фотометра конструкции В. Г. Корнилова и А. В. Крылова

выделяются фотометрические полосы *W*, *B*, *V* и *R*. Светофильтры *3* корректируют положения кривых реакции, а линзы Фабри *4*, после поворота направления пучков плоскими зеркалами *5*, создают на фотокатодах фотоумножителей *6* изображения выходного зрачка в лучах *W*, *B*, *V* и *R*.

Одновременная регистрация излучения сразу в нескольких фотометрических полосах позволяет резко повысить эффективность многоцветных измерений.

4.12. Фотоэлектрический сканирующий спектрометр системы Сейя–Намиоки

Для регистрации распределения энергии в спектре звезды необходимо, чтобы на линзу Фабри и фотоумножитель последовательно поступали лучи различных длин волн, создаваемые каким-либо диспергирующим устройством. Этого можно достичь с помощью дифракционной решётки, вращающейся вокруг оси, параллельной штрихам (т. е. перпендикулярно направлению дисперсии) и освещаемой светом звезды, проходящим через входную щель спектрометра. Входная щель, как и диафрагма фотометра, помещается в фокальную плоскость телескопа. С целью упрощения устройства спектрометра следует использовать

вогнутую сферическую решётку, позволяющую не применять никаких иных оптических элементов. Из теории вогнутой решётки известно, что решётка, входная щель и изображение спектра расположены на круге с диаметром, равным радиусу кривизны решётки. Этот круг называют *кругом Роуланда*. Если зафиксировать расстояния между центром решётки, входной и выходной щелями, то конструкция прибора сильно упрощается. Однако, как следует из теории вогнутой решётки, в этом случае можно достичь фокусировки спектра только в одной длине волны. Тем не менее, Сейя и Намиока показали, что можно подобрать такие углы и расстояния между центром решётки и входной и выходной щелями, когда расфокусировка для различных длин волн будет относительно невелика. Поскольку в практике спектрофотометрии ширина участка спектра, проходящего через выходную щель, обычно составляет $\approx 10 \text{ \AA}$, влияние расфокусировки, а также астигматизма, который в схеме Сейя–Намиоки довольно велик по сравнению с другими схемами монтаровок сферических решёток, при таком низком спектральном разрешении оказывается несущественным.

Условия, найденные Сейя и Намиокой, таковы. Если R — радиус кривизны вогнутой сферической решётки, то угол между прямыми, соединяющими входную щель с центром решётки, и центр решётки с выходной щелью, должен составлять $70^\circ 15'$. Если при этом расстояние между входной щелью и центром решётки $r = 0,818 R$, то и расстояние от решётки до сфокусированного спектра изменяется достаточно мало, оставаясь близким к $0,818 R$ при достаточно больших углах поворота решётки вокруг оси. Основываясь на этой идее, в 1960-е годы в Алма-Ате в Астрофизическом институте им. В. Г. Фесенкова изготовили несколько экземпляров такого спектрометра. В них использовалась вогнутая решётка с 600 штрихами на 1 мм и радиусом кривизны $R = 500,6 \text{ мм}$. Решётка работала в первом порядке. Для отсечения спектра второго порядка, при попадании на выходную щель света с длиной волны более 6000 \AA , вводился обрезавший оранжевый светофильтр. За выходной щелью, так же как и в фотозлектрических фотометрах, была установлена линза Фабри и фотоумножитель (ФЭУ-79). Фототок усиливался усилителем постоянного тока и регистрировался самопишущим электронным потенциометром или цифровым вольтметром. Для контроля чувствительности должен был периодически измеряться свет от радиолуминесцентного источника. Схема спектрометра показана на рис. 4.10.

Со спектрометрами, построенными по рассмотренной схеме, были выполнены все наблюдения для Московского и Алма-Атинского спектрофотометрических каталогов, о которых будет рассказано в гл. 7.

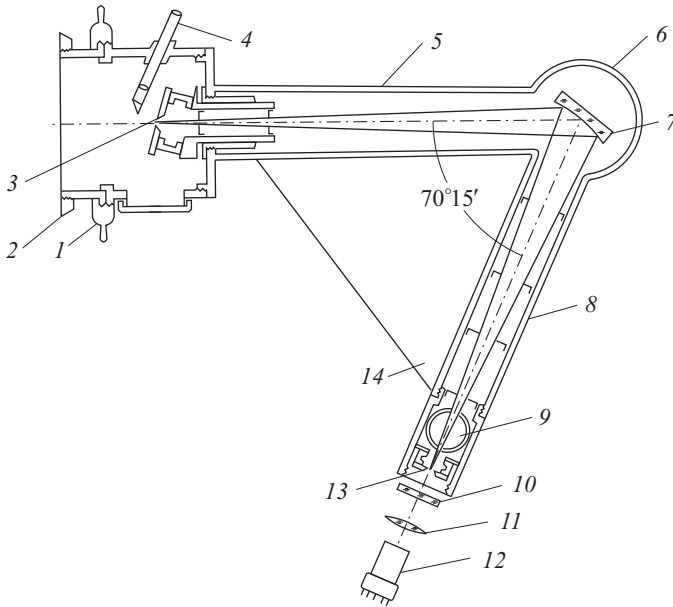


Рис. 4.10. Схема спектрометра системы Сейя-Намиоки: 1 — замок-байонет; 2 — плита, прикрепляемая к телескопу; 3 и 13 — входная и выходная щели; 4 — окуляр; 5 и 8 — патрубки; 6 — цилиндрическая камера; 7 — решётка; 9 — затворно-люминофорное устройство; 10 — фильтр, обрезаящий 2-й порядок; 11 — линза Фабри; 12 — фотоумножитель; 14 — плита жёсткости

Современная спектрофотометрия ждёт другого простого и удобного спектрометра, в котором спектр проектировался бы не на ФЭУ, а на ПЗС-матрицу, и который был бы приспособлен для массовых определений распределений энергии в спектрах звёзд.

4.13. Об эффектах, связанных с положением телескопа

Во время наблюдений фотометр, установленный в кассегреневском фокусе, изменяет своё положение в пространстве. В зависимости от ориентации трубы телескопа в некоторых случаях может изменяться выходной сигнал с фотоумножителя. Если такой эффект присутствует, то наиболее сильно он проявится при перекладке телескопа, при измерениях атмосферной экстинкции, когда необходимо поочерёдно производить наведение на звёзды в зените и на звёзды у горизонта, и при наблюдениях вблизи полюса мира, когда близко расположенные звёзды могут отличаться на несколько часов по прямому восхождению.

Среди причин, искажающих выходной сигнал, прежде всего нужно выделить влияние магнитного поля Земли. Под его воздействием постепенно намагничивается большая масса стальной колонны телескопа. Из-за меняющейся ориентации фотоумножителя по отношению к магнитным силовым линиям при наблюдениях звёзд в различных частях небесной сферы появляются систематические ошибки. Чтобы исключить эти ошибки фотоумножитель заключают в ферромагнитный кожух. Наличие металлического кожуха, кроме того, предохраняет фотоумножитель от влияния наведённых извне токов (т. е. он является ещё и электрическим экраном). С этой же целью всю электрическую подводку к фотоумножителю выполняют экранированным кабелем. Эффекты магнитного поля можно учесть, если иметь достаточно стабильный люминофор и контролировать измерения с его помощью. Неучтённое влияние магнитного поля может приводить к ошибкам измерений, достигающим $0^m,05-0^m,10$.

Другой причиной искажений может являться смещение изображения входного зрачка оптической системы на фотокатоде, вызываемое гнутием трубы или небольшим смещением главного зеркала в оправе. К сожалению, этот эффект уже нельзя учесть с помощью измерений люминофора. Его можно избежать только путём тщательного исследования и предварительного анализа возможных ошибок при составлении программы наблюдений.

Глава 5

АСТРОФОТОМЕТРИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

То на дне вещества
нескончаемый свист электронов
Невместимый в слова,
но вмещаемый в строгий промер.

Даниил Андреев
«Обсерватория»

Термин «приборы с зарядовой связью» или ПЗС — это прямая калька с английского термина *charge couple device* (CCD). Эти приборы появились в конце 1960-х годов. Они разрабатывались не как приёмники излучения, а как устройства памяти, как устройства хранения зарядов и передачи их из одной ячейки в другую. Но уже в 1975 году такой прибор был впервые применён в астрономии для регистрации изображения планеты Уран.

5.1. Устройство ПЗС

Основой для приборов с зарядовой связью является так называемый *МОП-конденсатор* (другой вариант: *МДП-конденсатор*). Аббревиатуры МОП и МДП расшифровываются, соответственно, как «металл — окисел — полупроводник» и «металл — диэлектрик — полупроводник». В качестве полупроводника обычно выступает кремний, окисел (диэлектрик) — это окись кремния (SiO_2). Металл — это тонкая металлическая обкладка (см. рис. 5.1).

Типичный ПЗС создаётся следующим образом. На полупроводниковой подложке (например, *p*-типа проводимости) формируется тонкий (0,1–0,15 мкм) слой диэлектрика, на котором располагаются полоски проводящих электродов (из металла или поликристаллического кремния). Эти электроды образуют регулярную линейную или матричную систему, причём расстояния между электродами столь малы, что существенными являются эффекты взаимного влияния соседних электродов.

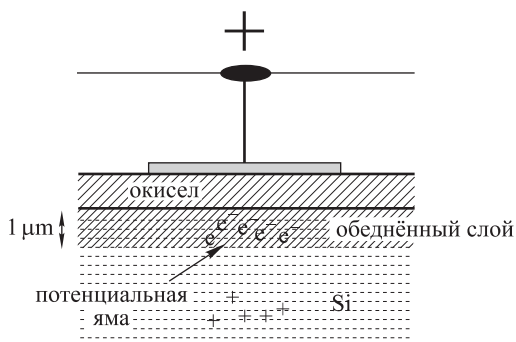


Рис. 5.1. Схема МОП-конденсатора

Принцип работы ПЗС основан на возникновении, хранении и направленной передаче зарядовых пакетов в потенциальных ямах, образующихся в приповерхностном слое полупроводника при приложении к электродам внешних электрических напряжений.

Если в таком конденсаторе приложить к металлическому электроду положительное напряжение, то в МОП-структуре возникает электрическое поле, под действием которого основные носители (дырки) очень быстро (за единицы пикосекунд) уходят от поверхности полупроводника. В результате у поверхности образуется *обеднённый слой*, толщина которого составляет доли или единицы микрометра. Неосновные носители (электроны), генерированные в обеднённом слое под действием каких-либо (например, тепловых) процессов или попавшие туда из нейтральных областей полупроводника под действием диффузии, будут перемещаться (под действием поля) к границе раздела полупроводник — диэлектрик и локализовываться в узком ($\approx 0,01$ мкм) инверсном слое. Таким образом, у поверхности возникает потенциальная яма для электронов, в которую они скатываются из обеднённого слоя под действием поля. Генерированные в обеднённом слое основные носители (дырки) под действием поля выбрасываются в нейтральную часть полупроводника. Через некоторое время (1–100 с) после приложения напряжения МОП-структура переходит в состояние термодинамического равновесия, характеризующегося образованием стационарного инверсного слоя, концентрация носителей в котором постоянна во времени.

В ПЗС используется нестационарное состояние МОП-структуры. Так как скорость термогенерации носителей мала, то потенциальную яму МОП-структуры можно использовать для временного хранения сигнальных зарядовых пакетов. Максимальное время хранения в основном ограничено процессами термогенерации электронно-дырочных пар на поверхности и в обеднённом слое. Естественно, что накапливаемый паразитный заряд искажает сигнальный, соответствующий

хранению цифровой или аналоговой информации. Максимальное время хранения определяется как свойствами полупроводника, так и допустимой степенью искажений и составляет в реальных устройствах (без принудительного охлаждения) единицы или десятки миллисекунд.

ПЗС представляет собой совокупность МОП-структур, сформированных на подложке таким образом, что они оказывают взаимное влияние друг на друга вследствие взаимодействия приложенных внешних электрических полей. Взаимодействие соседних потенциальных ям возникает либо благодаря малому ($0,1-1$ мкм) расстоянию между соседними электродами, либо при создании специальных легированных областей, сформированных в полупроводнике и электрически связывающих соседние потенциальные ямы. Благодаря взаимодействию соседних потенциальных ям можно осуществлять направленную передачу зарядов. Процессом такой передачи управляют специальные периодические последовательности электрических импульсов, подаваемые на управляющие электроды.

Если ПЗС осветить, то поглощаемые в полупроводнике фотоны вызывают генерацию электронно-дырочных пар. Для того чтобы в кремнии успешно освободить валентный электрон, энергия пришедшего кванта излучения должна превышать потенциал запрещённой зоны полупроводника. Для кремния это составляет чуть больше $1,1$ эВ. Если на ПЗС приходит фотон с $h\nu > 1,1$ эВ, то он, как правило, отрывает электрон, который скатывается в потенциальную яму. Если энергия пришедшего фотона превышает 4 эВ, то такой фотон может освободить и два электрона. Соответствующие дырки под действием электрического поля выносятся в нейтральную область полупроводника. Величина зарядового пакета, накапливаемая в данном элементе, в первом приближении пропорциональна усреднённому по площади элемента потоку фотонов и времени накопления.

Использование ПЗС в астрономической практике в условиях низкой освещённости часто требует больших времён накопления сигнала (секунды и десятки секунд). Для ослабления влияния термогенерации паразитного сигнала в этих случаях необходимо охлаждать приёмник.

Как и другие полупроводниковые детекторы, ПЗС имеют определённую область спектральной чувствительности. Длинноволновая граница определяется шириной запрещённой зоны полупроводника и для кремния составляет $1,1$ мкм. Коротковолновая граница равна $0,4-0,5$ мкм и обусловлена сильным поглощением коротковолновых квантов света в тонком приповерхностном слое, в котором одновременно с фотогенерацией носителей интенсивно происходит их рекомбинация. ПЗС могут быть реализованы на разнообразных полупроводниковых материалах (с разной шириной запрещённой зоны), что позволяет перекрывать широкую область спектра, включая инфракрасный диапазон.

Световая чувствительность МОП-структуры сильно зависит от характеристик отражения покрытия, которое в общем случае является многослойным. Если в качестве управляющих электродов используются металлы (Al, Mo и т. д.), непрозрачные для видимого света, то свет проходит в специально сформированные окна или в зазоры между электродами. В этом случае оптическое пропускание определяется системой воздух–диэлектрик–полупроводник (обычно воздух– SiO_2 –Si).

Если используются полупрозрачные электроды из поликристаллического кремния, то свет проходит в системе воздух — защитный слой SiO_2 — поликремний — подэлектродный слой SiO_2 — Si.

Итак, если на поверхности ПЗС сфокусировать некоторое изображение, то после кратковременного накопления (за время экспозиции) в потенциальных ямах создаётся потенциальный рельеф, повторяющий это изображение. Каждую потенциальную яму можно сравнить с ёмкостью для жидкости. Эта аналогия уместна, так как уравнения, описывающие движения пакетов электронов в электрическом поле сходны с гидродинамическими уравнениями, описывающими течение жидкости. Накопленный потенциальный рельеф нужно считывать раньше, чем термогенерация и расплывание зарядов исказят картину. Для считывания создаётся электрическая система (см. рис. 5.2), позволяющая на последовательные металлические шины (фазы) подавать положительные электрические потенциалы переменного уровня.

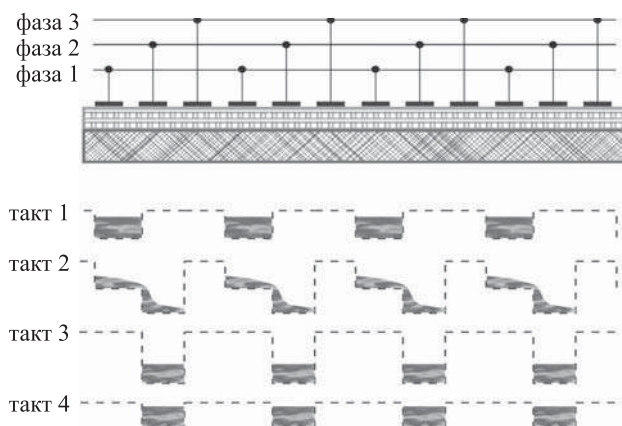


Рис. 5.2. Принцип передачи заряда между пикселями ПЗС

Пусть на первом такте на фазу 1 подаётся положительный потенциал и накапливается некоторое количество электронов. Во втором такте подаётся «плюс» и на вторую фазу, и этот потенциал постепенно увеличивается так, чтобы он стал существенно больше, чем на фазе 1.

Появляется вторая потенциальная яма, которая, в конце концов, становится более глубокой, чем первая. Поскольку эти конденсаторы находятся очень близко (физически близко) друг к другу, то потенциальные ямы соприкасаются; они оказываются связанными и могут обмениваться электронами. Когда потенциал на фазе 2 превысит потенциал на фазе 1, заряд начнёт перетекать из левого «стакана с электронной жидкостью» в правый. Если теперь уменьшать положительный потенциал первой фазы, то в итоге весь заряд окажется в потенциальной яме под второй фазой. Теперь можно потенциал второй фазы сделать таким же, каким был потенциал первой фазы в стадии накопления заряда. Мы передвинули заряд из первой фазы во вторую. Можно двигать дальше. Элемент пространственного разрешения нашего ПЗС — это три соседних ячейки, соответствующие трём фазам. Они составляют один пиксел.

Итак, мы умеем накапливать заряды, возникающие под воздействием света, и можем их передвигать. Мы рассмотрели одномерную структуру, в которой перенос зарядов происходит вдоль некоей линейки. Представим себе двумерную структуру.

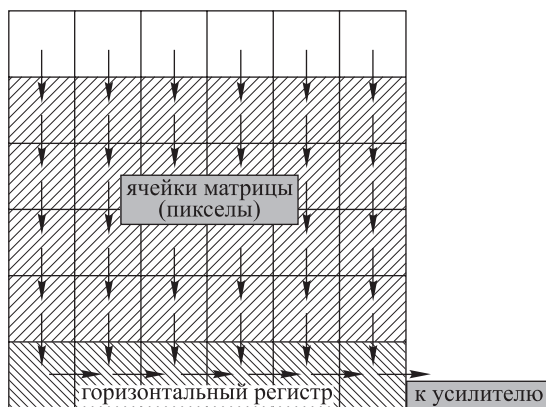


Рис. 5.3. Схема передачи зарядовых пакетов при считывании сигнала с ПЗС-матрицы

Рассмотрим прямоугольную матрицу — систему линеек из ячеек, над каждой из которых лежат по три металлических электрода (см. рис. 5.3). Каждая такая ячейка — это пиксел, элементарный элемент разрешения. Пусть во всех пикселях этой матрицы под воздействием света за некоторое время возникли заряды в потенциальных ямах. После накопления будем их считывать. Сначала считаем одну, самую нижнюю, строку в специальную дополнительную строку, которую часто называют *горизонтальным* регистром. Этот регистр отличается

от всех остальных строк тем, что он закрыт от света, а заряды в нём можно передвигать ещё и в перпендикулярном направлении.

«Перельём» заряды из каждого пиксела нижней строки матрицы в соответствующие пиксела горизонтального регистра. В освободившиеся ячейки нижней строки сдвинем заряды из второй строки снизу, а в неё — из третьей снизу и так далее. Затем, пиксел за пикселом, будем передвигать заряды в горизонтальном регистре в горизонтальном направлении во входной каскад усилителя. После считывания всех ячеек горизонтального регистра снова сдвинем в него заряды из нижней строки, в которой теперь уже содержатся сигналы, переданные из второй снизу строки. Таким образом, вся матрица будет последовательно считана и возникнет временная последовательность электрических сигналов, которую можно преобразовать в цифровую форму. Каждое из этих чисел, в идеале, пропорционально заряду, накопленному ранее в соответствующем пикселе. Об информации, считанной в результате одного накопления, говорят, что накоплен и считан один *фрейм* (англ. frame — рамка, кинокадр).

ПЗС обладают весьма высоким квантовым выходом. Напомним, что в фотографии требуется примерно 100–200 квантов, чтобы создать скрытое изображение в зерне фотоэмульсии. В фотокатоде для освобождения одного фотоэлектрона требуется в среднем 10 квантов. Их ещё нужно собрать и зарегистрировать. Типичная квантовая эффективность популярного ФЭУ-79 советского производства составляла около 6%. В благоприятных условиях ПЗС в максимуме спектральной чувствительности обладают квантовым выходом, достигающим 90%, а в среднем по всей области спектральной чувствительности квантовый выход ПЗС составляет 50–60%.

Типичные ПЗС-матрицы имеют размерности от 512×512 до 4096×4096 пикселов. Генерация электронов в ПЗС, также как и в случае фотокатодов ФЭУ, происходит пропорционально количеству пришедшей лучистой энергии. В сочетании с панорамностью, т.е. возможностью одновременной регистрации нескольких объектов в поле зрения, это огромное преимущество. В случае ПЗС-приёмников мы имеем сочетание преимуществ фотоэлектрической фотометрии (линейность) и фотографии (панорамность).

Итак, идея ПЗС очень проста и преимущества очевидны. А дальше начинаются тонкости, и тонкостей этих немало.

5.2. Спектральная чувствительность ПЗС

Область спектральной чувствительности ПЗС-приёмников занимает значительную часть оптического диапазона, от ультрафиолета до ближнего инфракрасного излучения включительно. Для ИК-излучения

с длиной волны более 1100 нм энергии одного кванта недостаточно, чтобы освободить один электрон из атома кристаллической решётки. Для далёкого ИК-излучения МОП-структура прозрачна. Для рентгеновских лучей эта структура тоже прозрачна. Высокоэнергетические рентгеновские кванты пронизывают ПЗС насквозь, не поглощаясь. Но в диапазоне энергий от мягкого рентгена до ближнего ИК ПЗС-приёмники являются весьма эффективными. На рис. 5.4 показаны типичные кривые спектральной чувствительности ПЗС-матрицы в диапазоне 2000–11000 Å.

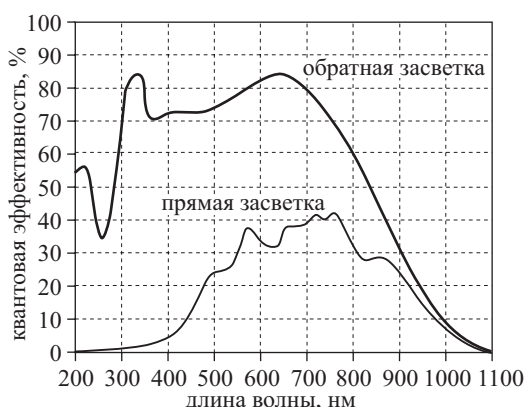


Рис. 5.4. Спектральная чувствительность ПЗС с прямой и обратной засветкой

При применении ПЗС в фотометрии особенно популярен спектральный диапазон 4000–10500 Å. В большинстве применяемых ПЗС-фотометров реализованы только фотометрические полосы *BVRI*. Причина здесь в следующем.

Освещение ПЗС-матрицы обычно происходит со стороны электродов. Такие матрицы называются приборами с *прямой засветкой* (front illumination). Электроды должны быть расположены очень близко друг к другу, чтобы потенциальные ямы были близки и эффективно осуществлялось взаимодействие между ними. Но если электроды очень близки друг к другу, то зазоры между ними будут узкими и в них проникнет только малая часть излучения. Квантовая эффективность такого прибора уменьшится. Электроды можно сделать полупрозрачными. Часто используются электроды из поликристаллического кремния (поликремния), которые пропускают видимый свет. Но полупрозрачные электроды могут изменить спектральный состав излучения нежелательным образом. Особенно это касается ультрафио-

летнего излучения. Ультрафиолет не проходит через такие электроды, так как УФ-кванты поглощаются и металлами, и кремнием. Кроме того, вследствие интерференционных эффектов, возникающих в многослойной структуре, на спектральной характеристике появляются пики и провалы.

Активное применение ПЗС привело в значительной степени к тому, что астрофотометристы перестали проводить измерения в ультрафиолетовых полосах, а работают в полосах *BVRI*, чаще всего только в *V* и *I*. Напрашивается естественный выход из этого положения. Матрицу нужно освещать со стороны, противоположной электродам. Этот режим известен как *обратная засветка* (back illumination). При освещении кремниевого кристалла с обратной стороны непрозрачный кремний поглощает кванты излучения, в нём возникают фотоэлектроны, которые можно соединить в потенциальных ямах под положительными электродами. При обратной засветке излучение проходит через подложку, на которой нет электродов. Поэтому можно эффективно реализовать ПЗС, чувствительный в ультрафиолетовой области. Спектральная характеристика при этом имеет вид плавной кривой.

Но не всё так просто! При прямой засветке нам, вообще говоря, безразлична толщина кремниевого полупроводника. В реальных приборах полная толщина трёхслойного «пирога» составляет доли миллиметра (например, 300 мкм). При обратной засветке происходит сильное диффузионное расплывание зарядового пакета, а следовательно значительная часть электронов, возникших под поверхностью в зоне фотогенерации, попадает не в ту потенциальную яму, над которой они освободились, и изображение размывается. Кроме того, при движении электрона в удалённую потенциальную яму он с гораздо большей вероятностью может рекомбинировать со встречной дыркой.

Чтобы ослабить эти нежелательные эффекты, нужно сделать кремниевую полосу тонкой. Характерная толщина МОП-структуры в матрицах с обратной засветкой уже не 300, а всего 15 мкм. Для изготовления такого прибора сначала на подложке создаётся обычный «пирог» толщиной порядка 0,3 мм, а затем он сошлифовывается до требуемой толщины в 15 мкм. Матрицы с обратной засветкой называют также *тонкими* матрицами.

Толстый кусок кремния обработать проще. Его поверхность может быть отшлифована весьма ровно. Но при шлифовании тончайшего слоя в 15 мкм возникают технологические сложности, и в результате толщина остающегося кремния оказывается неодинаковой. Следовательно, условия, в которых возникают и перемещаются в потенциальные ямы электроны, оказываются различными в разных участках матрицы.

В слое кремния толщиной в сотни микрометров глубина потенциальных ям такова, что в них помещается порядка миллиона электро-

нов. У тонкого слоя кремния менее глубокие потенциальные ямы. И, наконец, отметим ещё одно важное обстоятельство. Изготовление тонких матриц — процесс сложный, поэтому их стоимость существенно выше, чем обычных толстых матриц для работы в режиме с прямой засветкой.

Есть, по крайней мере, ещё один способ улучшить ситуацию с регистрацией ультрафиолета. На облучаемую поверхность наносится люминесцирующая краска. Она способна поглощать УФ-кванты и переизлучать их в видимый и ИК-диапазоны, которые уже хорошо воспринимаются ПЗС. Новые кванты выбивают электроны, которые распределяются по нужным потенциальным ямам. Пропорциональность падающей энергии и заряда, накапливаемого в потенциальных ямах, в основном сохраняется. Такие краски уже разработаны. Разумеется, применение люминесцирующих красок существенно изменяет кривую спектральной чувствительности, поскольку реагируя на УФ-кванты, эти краски никак не изменяют видимого излучения. В любом случае, в зависимости от поставленной задачи нужно решать, когда возможно применять ПЗС с прямой засветкой, а когда требуется использовать более дорогую матрицу с обратной засветкой.

5.3. Передача зарядовых пакетов

При передаче зарядов из одной фазы в соседнюю перетекание заряда не происходит полностью. Это можно сравнить с переливанием вязкой жидкости (своеобразного электронного «киселя») из стакана в стакан. Часть «киселя» обязательно остаётся на стенках стакана. Причём, чем выше частота актов передачи, тем бóльшая доля заряда не успевает передаваться. В первых матрицах коэффициент передачи из пиксела в пиксел составлял от 0,999 до 0,9999. Это весьма низкие показатели. Если, например, столбец матрицы имеет размерность 1024 пиксела, то из последнего пиксела при коэффициенте передачи 0,999 в горизонтальный регистр дойдёт всего 36 % первоначального заряда. Одной из причин такой ситуации была неидеальность поверхности шлифованного кремниевого кристалла. На уровне атомов там есть значительные дефекты и неровности. Они мешают передаче зарядовых пакетов. Кроме того, если потенциальные ямы находятся у самой поверхности кремниевого кристалла, то они оказываются разной глубины. Заряд передаётся из одного пиксела в другой неодинаково. Чтобы заряд во всех случаях практически полностью переходил в соседний пиксел, требуется снижать частоту передачи.

Проблема была решена следующим образом. При изготовлении ПЗС нужно под не слишком ровной поверхностью создать специально подготовленный *легированный* слой кремния. В этом слое образуется так называемый *скрытый канал*, по которому передача зарядовых пакетов становится гораздо более эффективной. В современных матрицах при частоте передачи порядка 100 МГц коэффициент передачи может достигать 0,99999. Однако даже в этом случае при передаче может потеряться непренебрежимая часть первоначального заряда. Сказанное иллюстрируют данные в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Доля заряда, проходящего через всю матрицу и достигающего горизонтального регистра

Коэффициент передачи \ Количество пикселей в столбце матрицы	512	1024	2048
0,999	0,60	0,36	0,13
0,9999	0,95	0,90	0,81
0,99999	0,994	0,989	0,980

5.4. Переполнение пикселей

Типичная величина зарядового пакета, который можно хранить в потенциальной яме и передавать, составляет 10^5 – 10^6 электронов. Для телескопа диаметром 113 см ($S = 1 \text{ м}^2 = 10^4 \text{ см}^2$) в фотометрической полосе V шириной 1000 Å при 100 % квантовой эффективности пополнение будет достигнуто:

- для звезды 5^m — за 0,01 с,
- для звезды 10^m — за 1 с,
- для звезды 15^m — за 100 с.

После учёта различных потерь можно считать, что заполнение пиксела произойдет примерно за 1 с, если наблюдать звезду 7-й величины в системе V на телескопе с диаметром зеркала 0,5 м. Если продолжать освещение, то возникнет пополнение. При этом перестанет соблюдаться пропорциональность количества освещения и заряда, а часть заряда переместится («перельётся») в соседние пиксели. В ходе считывания избыточный заряд создаст паразитный «хвост», тянущийся за изображением яркой звезды в направлении, противоположном направлению передачи зарядов. Этот эффект хорошо виден на фрейме окрестностей туманности Андромеды (рис. 5.5). Снимок был получен на 30-сантиметровом телескопе в частной астрономической observa-

тории А. В. Крылова, расположенной в Подмоскowie в посёлке Востряково Домодедовского района. На фрейме зарегистрированы объекты до 21-й звёздной величины. Очевидно, что если недалеко от яркой находится другая звезда, то сигнал от неё может быть искажён влиянием переполненных пикселей. Подчеркнём ещё раз, что в приборах со скрытым каналом и в тонких матрицах ёмкость потенциальной ямы существенно меньше, чем в случае толстых матриц с передачей зарядов непосредственно под поверхность. Чтобы не допускать переполнения, можно заменять одну длительную экспозицию несколькими короткими и далее складывать их математически. Но следует помнить, что эта процедура не эквивалентна одной длинной экспозиции с точки зрения влияния шумов. В частности, при считывании сигнала из горизонтального регистра возникает *шум считывания*, влияние которого будет тем сильнее, чем больше фреймов усреднено в итоговом кадре. Это особенно существенно для слабых звёзд.

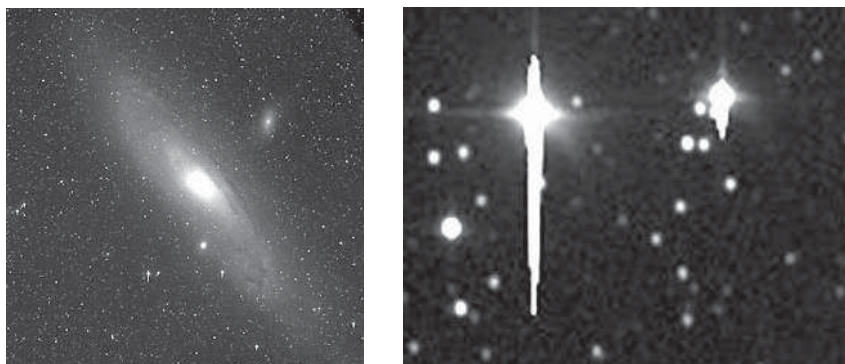


Рис. 5.5. На левой панели — ПЗС-фрейм с изображением Туманности Андромеды. Предельная величина на снимке 21^м. На правой панели — сильно увеличенная часть небольшого участка этого фрейма. Видны звёзды, переполняющие пиксели

Есть технический способ борьбы с переполнением пикселей. Для этого кроме управляющих электродов в структуру ПЗС напыляются дополнительные электроды, по которым уходит лишний заряд. Эти электроды называют *антиблуминговыми*. Разумеется, применение антиблуминговых электродов не приводит к возможности проводить фотометрию ярких звёзд, переполняющих свои пиксели. Эти электроды позволяют ослабить влияние ярких «передержанных» звёзд на соседние пиксели, в которых могут оказаться изображения нужных нам слабых объектов. Антиблуминговые электроды занимают порядка 30 %

площади освещаемой поверхности, поэтому они, как и управляющие электроды, экранируют свет и ухудшают квантовую эффективность ПЗС с прямой засветкой.

5.5. Учёт неравномерности чувствительности пикселей при фотометрии с ПЗС

При помощи ПЗС пока нельзя получить изображение большого участка неба. Типичный размер пикселя составляет 10 мкм, а типичная размерность большой матрицы 4096×4096 пикселей. Следовательно, такая матрица имеет линейный размер порядка 40×40 мм. При масштабе в фокальной плоскости $10''/\text{мм}$ это соответствует участку небесной сферы $6,7' \times 6,7'$. В таком поле поместится шаровое звёздное скопление или галактика, но только десяток звёзд ярче 15^m или несколько сотен звёзд до 20^m .

Для видимого света (0,5 мкм) в фокальной плоскости телескопа с зеркалом диаметром 1 м угловой размер дифракционного диска (диска Эри) от точечного объекта составляет $0,12''$. При масштабе $10''/\text{мм}$ линейный размер дифракционного изображения такой звезды практически равен размеру типичного пикселя. Это плохо по двум причинам. Если мы хотим измерить координаты такой звезды в кадре, то их можно получить только с точностью, не превосходящей половины размера этого пикселя. Измерение линейного размера с ошибкой 5 мкм — это очень низкая точность. Обычные координатно-измерительные приборы легко позволяют определить координату на фотопластинке с точностью до одной десятой доли микрона. Нужно, чтобы изображение звезды занимало по крайней мере 4 пикселя. Тогда можно оценить, какая доля света попала в каждый пиксел, и можно найти место фотометрического центра изображения звезды с точностью порядка 0,1 пикселя.

С фотометрической точки зрения тоже плохо, если размер изображения менее одного пикселя. Ведь только в идеале все пиксели одинакового размера, все потенциальные ямы одинаковой глубины, чувствительность (и спектральная чувствительность) всех пикселей одинакова и соответствует некоторой стандартной спектральной кривой. Это всё — идеализация.

Создание ПЗС-матрицы — тонкая технологическая процедура. Нужно напылить тончайшие металлические электроды, подвести к ним выводы. При этом невозможно сделать пиксели одинакового размера. И потенциальные ямы оказываются разной глубины и ёмкости (следовательно, одни уже могут приближаться к переполнению, когда другие ещё далеки от этого). И коэффициент передачи разный: может оказаться, что какой-то пиксел передаёт зарядовый пакет не так, как

другие. Когда весь свет от звезды приходится на один-единственный пиксел, все ошибки этого пиксела переходят в конечный результат, в ошибку измерения звёздной величины.

Чтобы учесть ошибки неравномерности чувствительности пикселов нужно измерить сигналы от равномерно освещённой площадки. В качестве такого объекта применяют либо экран, освещённый специальным осветителем, либо (что делают чаще) участок сумеречного неба. С каждого пиксела считывают отклик, относящийся к одинаковому сигналу. В результате получается вспомогательный фрейм, который называют неудачным термином *плоское поле* (англ. flat field). Впоследствии все отсчёты от пикселов рабочего фрейма нужно будет разделить на нормированные отсчёты на плоское поле. Фреймы плоского поля следует снимать в разных фильтрах. Тогда у нас будет некоторое представление о различиях не только общей, но и спектральной чувствительности каждого пиксела. Плоское поле нужно учитывать в любом случае.

Было бы лучше всего, если бы было возможно получить много откликов от разных пикселов на один и тот же сигнал, а потом все их усреднить. Тогда такая усреднённая характеристика, конечно, была бы более стабильной. Например, можно расфокусировать изображение. Тогда излучение каждой звезды попадёт на много пикселов, и можно надеяться, что в среднем чувствительность каждой такой пиксельной выборки будет одинакова. Но расфокусировка — плохой способ для слабых объектов. И нет идеального решения этой проблемы, пригодного для всех случаев. Каждый раз, в зависимости от поставленной задачи, нужно выбирать наиболее подходящий способ.

Есть ещё один, очень прогрессивный способ улучшения качества получаемой фотометрии. Это так называемый режим *с временной задержкой и накоплением* — *ВЗН* (англ. time delay integration, TDI). Его ещё называют *дрейфовым сканированием* (drift scan mode). Заставим измеряемое изображение двигаться (дрейфовать) по полю зрения. Это можно сделать, например, остановив или разрегулировав устройство часового ведения. Подобным образом изображение будет двигаться при наблюдениях со сканирующего прибора на борту вращающегося космического аппарата. Настроим систему передачи зарядовых пакетов так, чтобы заряды перемещались точно в том же направлении и с той же скоростью, с которой происходит смещение изображения. Тогда в ячейку выходного горизонтального регистра придёт сигнал, накопление которого происходило во всех ячейках столбца матрицы. Естественно, что средняя чувствительность столбцов изменяется гораздо меньше, чем чувствительность отдельных пикселов, поэтому такие усреднённые отсчёты будут гораздо менее шумящими.

5.6. Функция рассеяния точки

Поток излучения от звезды рассеивается по некоторой области вокруг центра объекта в фокальной плоскости, размер которой зависит от качества изображения. Световое пятно, создаваемое звездой на матрице, имеет вполне ощутимые размеры. Яркость в этом пятне максимальна в центре и спадает при удалении от центра изображения. Функция, представляющая закон спада яркости в изображении точечного объекта называется *функцией рассеяния точки*, причём чаще используется английское выражение *point spread function*, сокращаемое до аббревиатуры PSF («пи-эс-эф»). Поскольку отклик ПЗС-приёмника линейен, то распределение электрического сигнала, снятого с матрицы, с точностью до шумов, отображает функцию рассеяния точки. На рис. 5.6 показано трёхмерное представление PSF для четырёх звёзд различного блеска. Объёмы двух наиболее ярких звёзд частично пересекаются.

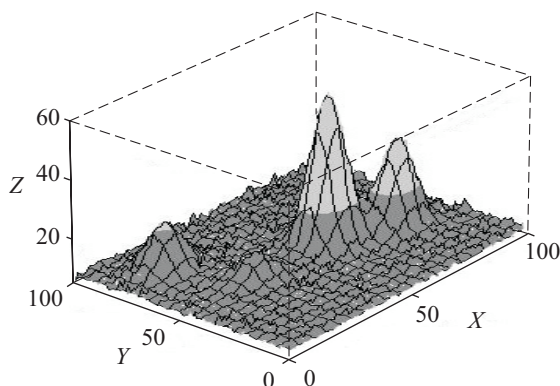


Рис. 5.6. Трёхмерные изображения четырёх звёзд из PSF-фрейма

На рис. 5.8 показаны двумерные представления PSF для четырёх ярких звёзд, взятые из измерений в окрестности шарового скопления M13, снимок которого показан на рис. 5.7. Видно, что PSF этих изображений при значительных различиях отсчётов на максимум подобны друг другу и имеют хорошо выраженное ядро и широкие крылья.

Чтобы получить отсчёт нашего ПЗС-фотометра от некоторой звезды, нужно просуммировать сигналы во всех пикселах, в которые попал свет звезды. Для этого, чтобы не потерять сигнал в крыльях, придётся взять сумму довольно большого числа пикселей на большой площади. Далее нужно из этой суммы вычесть суммарный сигнал от фона неба, приведённый к эквивалентной площади. Такая процедура

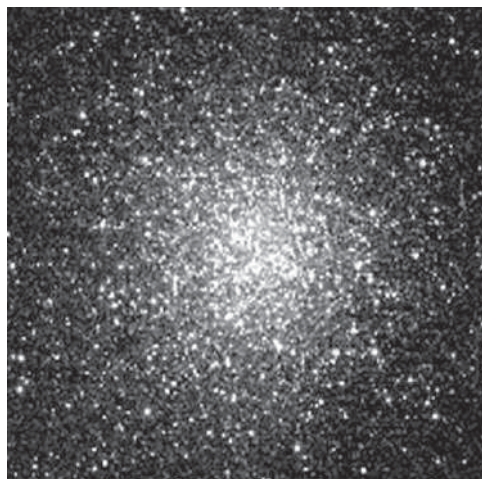


Рис. 5.7. ПЗС-изображение шарового скопления M13

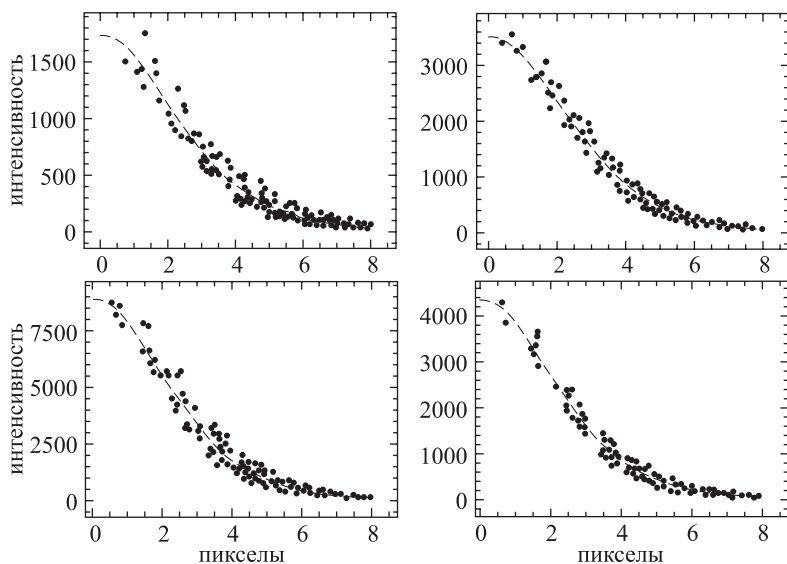


Рис. 5.8. Фотометрические разрезы ПЗС-изображений нескольких звёзд во фрейме, показанном на рис. 5.7

обычно называется *апертурной фотометрией* при помощи ПЗС. Чем больше площадь, в которой проводится суммирование, тем более полно учитывается вклад излучения звезды, но и в большей степени теряется контраст между сигналом от звезды и сигналом от фона. При сумми-

ровании фона на большой площади шум фона будет заметно ухудшать точность определения светового потока от звезды. Можно показать, что отношение сигнала от звезды к шуму фона будет максимальным, если суммировать сигнал только в тех пикселах, которые отстоят от центра изображения звезды не далее чем на расстояние, на котором интенсивность составляет половину максимальной.

Из рис. 5.8 видно, что закон спада яркости в изображениях в первом приближении одинаков для звезд различного блеска. Радиусы изображений на уровне половины интенсивности в максимуме одинаковы. Если бы крылья изображения не терялись в шуме, то их радиусы были бы одинаковы и на нулевом уровне интенсивности. Следовательно, PSF для звезд разного блеска можно характеризовать всего одним параметром — амплитудой максимума. Если для всех звезд во фрейме удалось представить наблюдаемые распределения яркости по пикселям в изображениях звезд относительно их центров общей функцией рассеяния, варьируя только амплитуду максимумов, то эти амплитуды пропорциональны интенсивностям потоков от измеряемых звезд. Такая процедура называется *PSF-фотометрией*. Методы PSF-фотометрии позволяют получить прецизионные оценки блеска даже в случае налагающихся изображений двойных звезд и перенаселённых полей в шаровых скоплениях.

Режим, при котором в поле зрения находится только одна звезда, ничем не отличается от классической одноканальной фотоэлектрической фотометрии. Но ПЗС-фотометрия в этом случае всегда будет уступать по точности классической фотоэлектрической фотометрии, так как ошибки панорамного приёмника, как бы мы их ни учитывали, будут больше, чем при измерениях в выходном зрачке.

Наибольшей эффективности при применении ПЗС можно добиться, конечно, тогда, когда в поле зрения мы имеем сразу много объектов. На рис. 5.7 показано изображение шарового скопления M13. Здесь, в поле зрения размером около $10'$, одновременно зарегистрированы изображения десятков тысяч звезд. Такой фрейм включает в себе очень большое количество информации.

В заключение на рис. 5.9 показан ПЗС-фрейм центральной части ядра шарового скопления NGC 6752, полученный с помощью планетной камеры на Космическом телескопе имени Хаббла. Здесь на участке неба размером всего $30''$ получены изображения примерно четырёх тысяч звезд. Отличные изображения космического телескопа и методика разделения изображений звезд в плотном поле позволили провести по этому снимку точную фотометрию объектов до 25^m . Ярчайшие объекты на этом фрейме имеют блеск около 18-й величины.

Если для всех изображений звезд во фрейме удалось представить наблюдаемые распределения яркости (относительно центров этих

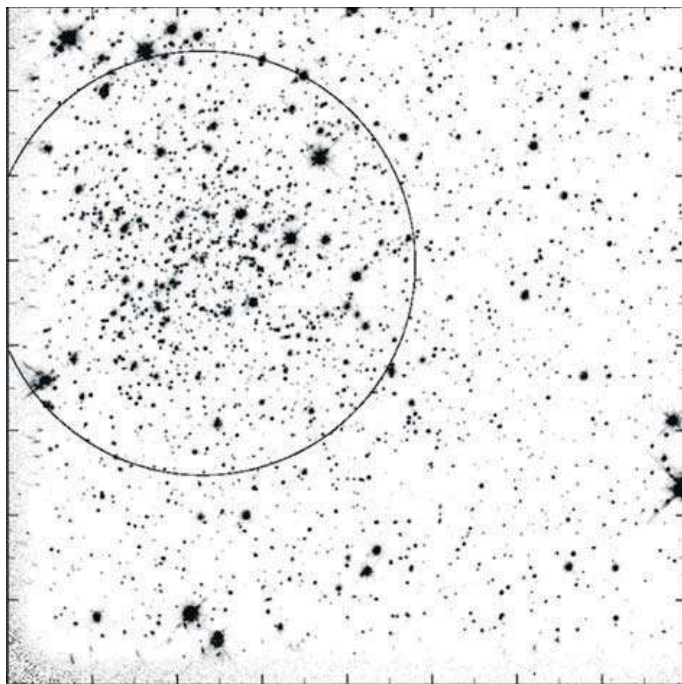


Рис. 5.9. ПЗС-фрейм ядра шарового скопления NGC6752, полученного на HST изображениях) общей функцией рассеяния, варьируя только амплитуду максимумов, то логарифмы этих амплитуд будут пропорциональны логарифмам потоков излучения от измеряемых звезд.

Глава 6

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Мутно небо, ночь мутна.

А. Пушкин

6.1. Прохождение света через поглощающее вещество

Из физических экспериментов давно получена и проверена на колоссальном интервале световых потоков формула Бугера. Если монохроматический свет с длиной волны λ проходит через слой поглощающего вещества толщиной M , то

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-k(\lambda)M}, \quad (6.1)$$

где $I_0(\lambda)$ — интенсивность света до прохождения, а $I(\lambda)$ — интенсивность после прохождения поглощающего слоя. Коэффициент $k(\lambda)$ называется *спектральным коэффициентом Бугера*. Формулу (6.1) легко записать в звёздных величинах:

$$-2,5 \lg I(\lambda) = -2,5 \lg I_0(\lambda) - kM \cdot (-2,5 \lg e) \quad (6.2)$$

или

$$m(\lambda) = m_0(\lambda) + \alpha(\lambda) M, \quad (6.3)$$

где

$$\alpha(\lambda) = 2,5 \lg e \cdot k(\lambda) \approx 1,086 \cdot k(\lambda). \quad (6.4)$$

Эти формулы абсолютно точны, если речь идёт о монохроматическом излучении. Именно поэтому все входящие в них функции имеют аргументом длину волны λ . Однако реальные приёмники всегда имеют ненулевую ширину полосы спектральной чувствительности, чаще всего довольно значительную. Из-за этого возникают различные эффекты, неприятные для учёта, а формула Бугера превращается в сложное интегральное выражение типа (1.18), которое в гл. 1 мы включили

в число основных формул гетерохромной фотометрии:

$$A_i = m_i - m_i^{\circ} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'(\lambda) p[\lambda, M(z)] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'(\lambda) d\lambda}. \quad (6.5)$$

Заметим, что эта интегральная формула переходит в формулу Бугера, если подставить в неё $p(\lambda, M) = 10^{-0,4\xi M}$, т. е. предположить, что в широком интервале длин волн от λ_1 до λ_2 можно пользоваться некоторым средним значением спектрального коэффициента Бугера, который не зависит от спектрального состава падающего света и равен ξ . Этим приёмом часто пользуются и считают, что в пределах каждой отдельной фотометрической полосы пропускания приёмника (с номером i) можно пользоваться единым коэффициентом ξ_i . В таком случае редукция звёздных величин за атмосферу проводится по упрощённой формуле

$$m_i^{\circ} = m_i - \xi_i M(z). \quad (6.6)$$

Приём достаточно хорош, если сравниваются звёздные величины двух звёзд, близких по спектральному классу и по расположению на небе. В иных случаях формула (6.6) слишком груба.

6.2. Эффект Форбса

Если монохроматический свет проходит n одинаковых слоёв поглощающего вещества, пропускание каждого из которых равно p и не зависит от длины волны, то по закону Бугера общее ослабление составит p^n раз. По-другому обстоит дело для фотометрической полосы конечной ширины. Если в пределах фотометрической полосы пропускания на интервале от λ_1 до λ_2 спектральные коэффициенты Бугера $k(\lambda)$ изменяются, то использование единого для всей полосы коэффициента ξ_i приведёт к возникновению ошибки в определении величины выноса. Проиллюстрируем это на следующем, несколько утрированном, но показательном примере.

Представим, что наша спектральная полоса простирается от длины волны λ_n до длины волны λ_k . Пусть в пределах этой полосы произведение $E(\lambda) R(\lambda)$ постоянно, а значение функции $p(\lambda)$ скачком изменяется у длины волны λ_{cp} , так что на участке от λ_n до λ_{cp} коэффициент пропускания равен 0,9, а на участке от λ_{cp} до λ_k он равен 0,1 (см. рис. 6.1). Пусть свет последовательно проходит четыре *одинаковых* поглощающих слоя.

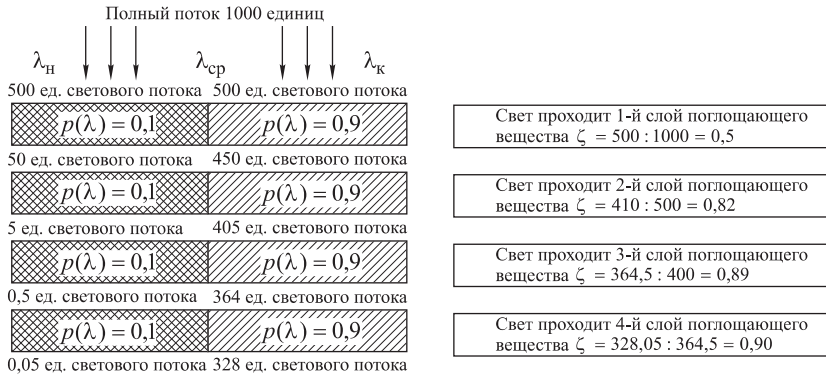


Рис. 6.1. К происхождению эффекта Форбса

При прохождении первого слоя полный поток ослабляется в 2 раза (пропускание $\zeta = 0,5$). Но при прохождении второго такого же (!) слоя он ослабляется только на 18%, а при прохождении четвёртого — всего на 10%. Если добавить пятый и дальнейшие поглощающие слои, то эта величина изменяться практически не будет. Величина ζ_i при прохождении первого слоя равна 0,5, а при прохождении всех четырёх слоёв — не $0,5^4 = 0,06125$, а только 0,328. Вот к чему может привести немонохроматичность полосы пропускания! Везде, где в пределах полосы нельзя пренебречь изменением функции $p(\lambda)$, происходит изменение спектрального состава проходящего света, т.е. изменение характера функции $E(\lambda) R(\lambda)$.

В случае земной атмосферы величина ослабления света сравнительно плавно уменьшается при увеличении длины волны. При этом в спектральном составе света происходит увеличение доли красных лучей. Покрасневший свет поглощается меньше, чем исходный. Это явление известно давно и обычно называется *эффектом Форбса*. Когда в пределах полосы пропускания вашего приёмника (независимо от её ширины!) в атмосфере имеются сильные области поглощения и коэффициент поглощения достаточно резко изменяется с длиной волны, вы обязательно столкнётесь с эффектом типа эффекта Форбса. Использование точной формулы (6.5) вместо приближённой (6.6) избавляет от забот об учёте этого эффекта, но требует знания всех подынтегральных функций!

6.3. Виды ослабления света в атмосфере

Существует значительное число различных факторов, ослабляющих излучение при прохождении его через атмосферу. Они делятся на два принципиально различающихся типа. Первый тип — это рассеяние

света. При рассеянии в земной атмосфере частота пришедшего фотона не изменяется, но меняется направление его распространения. В результате часть света от небесного объекта не приходит на приёмник излучения, а создаёт свечение фона неба. Рассеяние происходит как на молекулах воздуха, так и на мельчайших частицах аэрозоля, плавающих в атмосфере. Второй тип — это истинное поглощение. Квант излучения поглощается атомом и увеличивает его энергию. Затем атом может испустить эту энергию в виде одного или нескольких квантов. Но эти кванты и по направлению, и по частоте будут отличаться от первоначального фотона, возбудившего атом.

Далее мы рассмотрим некоторые агенты, которые имеются в атмосфере и ослабляют свет в видимой, ближней ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях.

6.4. Ослабление света за счёт рэлеевского (молекулярного) рассеяния

Молекулярные флуктуации плотности воздуха вызывают рассеяние световой волны. Часть света продолжает распространяться в прежнем направлении, а часть — распределяется под всеми углами к этому первоначальному направлению (в том числе и назад). Функция зависимости интенсивности рассеянного света от угла рассеяния (т.е. от угла между направлением рассеяния и первоначальным направлением) называется *индикатрисой рассеяния*.

Формула для сечения рассеяния в случае, когда размеры рассеивающих частиц малы по сравнению с длиной волны света, была впервые получена Рэлеем (Rayleigh). Из этой формулы, несколько видоизменённой в результате дальнейшего уточнения теории рассеяния (с учётом анизотропии молекул) следует, что поперечное сечение рассеяния σ_R , рассчитанное на одну молекулу, равно

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2\lambda^4} \cdot \frac{6 + 3d}{6 - 7d}. \quad (6.7)$$

Здесь n — показатель преломления воздуха, N — число молекул в 1 см^3 (число Лошмита). При нормальных условиях $t = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, $p = 1013,25 \text{ ГПа}$, $N = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Второй множитель формулы включает величину d , которая для атмосферного воздуха равна 0,035. Это так называемый *фактор деполяризации молекул*.

Поскольку $n \approx 1$ и $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$, то, учитывая что член с фактором деполяризации для воздуха равен 1,061, формулу (6.7) можно записать так:

$$\sigma_R(\lambda) = 1,061 \frac{32\pi^3 (n - 1)^2}{3N^2\lambda^4}. \quad (6.8)$$

Чтобы получить значение оптической толщи τ_R , обусловленной рэлеевским рассеянием, для всей атмосферы при наблюдении с высоты h над уровнем моря, нужно поперечное сечение рассеяния умножить на количество частиц на пути луча в воздухе:

$$\tau_R(\lambda, h) = \sigma_R(\lambda) \int_h^{\infty} N(h, T) dh = \int_h^{\infty} \beta_R(\lambda) dh. \quad (6.9)$$

Здесь T — температура воздуха, а β_R — объёмный (экспоненциальный) показатель ослабления света в воздухе:

$$\beta_R(\lambda) = 1,061 \frac{32\pi^3 (n-1)^2}{3N\lambda^4}. \quad (6.10)$$

Следует обратить внимание на то, что показатель ослабления обратно пропорционален четвёртой степени длины волны. Отсюда следует, что рассеяние коротковолнового излучения происходит существенно более интенсивно, чем длинноволнового. Именно этим голубым рассеянным светом объясняется цвет дневного неба. При фотометрических измерениях видно, что и ночное небо, подсвеченное Луной, также имеет голубой оттенок: измерения фона неба при наличии Луны показывают, что наибольший фон мы имеем в синих спектральных полосах. Может показаться странным, что количество молекул в единице объёма N стоит в формуле в знаменателе. Это следствие того, что величина $n - 1$ пропорциональна N :

$$n - 1 \sim (n_0 - 1) N,$$

где n_0 — показатель преломления воздуха на уровне моря. В итоге $\beta_R(\lambda)$ пропорционально N , а не $1/N$. В формуле имеется ещё небольшая неявная зависимость от длины волны, так как показатель преломления воздуха n , строго говоря, является функцией λ .

При грубых оценках величину интеграла $\int_h^{\infty} N(h, T) dh$ в формуле (6.9) заменяют *высотой однородной атмосферы*. Это условная атмосфера, в которой с высотой плотность воздуха не меняется, а давление при её основании равно давлению при основании соответствующего столба воздуха в реальной атмосфере. При замене предполагается, что число молекул, определяемое интегралом в формуле (6.9), равно их числу в столбе однородной атмосферы. Высота однородной атмосферы вычисляется по формуле

$$H(h) = H(0) p(h)/p(0), \quad (6.11)$$

где $H(0)$ — высота однородной атмосферы на уровне моря, а $p(h)/p(0)$ — отношение давления воздуха на высоте h к давлению на уровне моря. К сожалению, такая оценка довольно груба, так как высота однородной атмосферы на уровне моря заметно зависит от температуры: изменяется почти на 12% при изменении температуры от $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+15\text{ }^{\circ}\text{C}$.

При самых точных вычислениях по формуле (6.7) учитывают также зависимости показателя преломления воздуха от влажности и давления. Эти формулы можно найти, например, в справочнике К. У. Аллена «Астрофизические величины» (М.: Мир, 1977).

Высотное распределение давления в атмосфере учесть наиболее просто. В первом приближении логарифм давления является линейной функцией высоты над уровнем моря. Это иллюстрирует рис. 6.2.

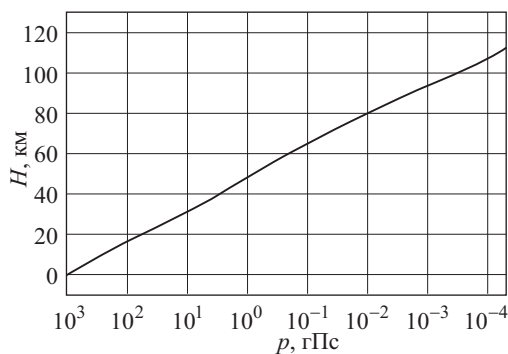


Рис. 6.2. Зависимость давления от высоты в атмосфере Земли

Значительно более сложным выглядит высотное распределение температуры. Средние зависимости температуры от высоты над уровнем моря для лета и зимы в разных широтах северного и южного полушарий показаны на рис. 6.3. Качественный ход зависимостей на всех четырёх панелях рисунка одинаков. Вначале, в тропосфере, температура почти линейно падает с высотой. В районе тропопаузы она почти постоянна и равна приблизительно $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$. Далее, в стратосфере, температура начинает расти, и в стратопаузе постоянна и приблизительно равна $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. В мезосфере температура вновь падает и достигает $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ в мезопаузе. Более высокие слои атмосферы практически не влияют на прохождение в них света, и мы их не будем рассматривать.

Однако при внимательном рассмотрении рис. 6.3 нетрудно заметить большое количество различий. Прежде всего, видно, что в разные сезоны и на разных широтах различаются высота и толщина тропопаузы, стратопаузы и мезопаузы, а также, как следствие, крутизна зависимости температуры от высоты для разных зон атмосферы.

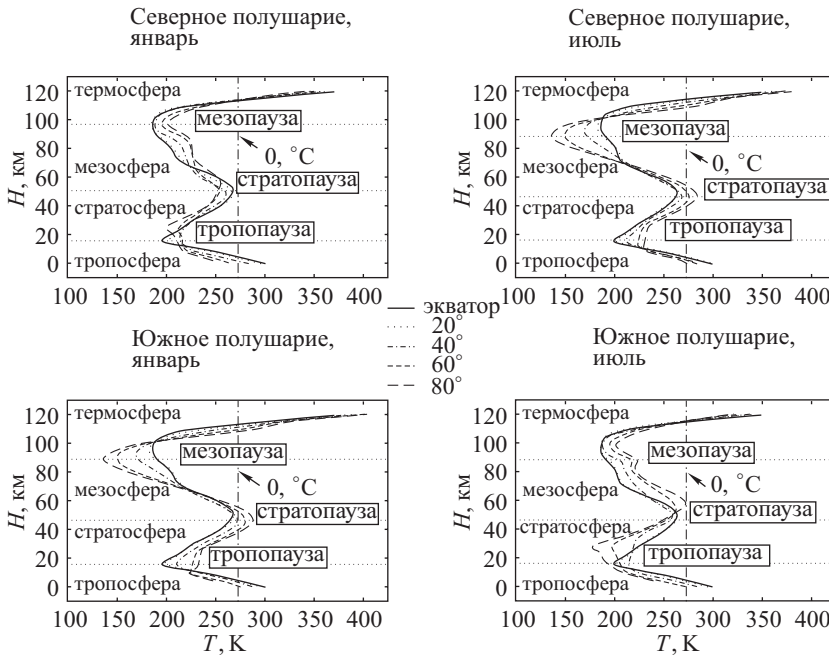


Рис. 6.3. Высотное распределение температуры в атмосфере Земли для лета и зимы на разных широтах обоих полушарий

Существует полиномиальная аппроксимация зависимости сечения рэлеевского рассеяния от длины волны. Формула имеет вид

$$\sigma(\lambda) = \frac{4,02 \cdot 10^{-28}}{\lambda^{4+x}}, \quad (6.12)$$

где $x = 0,389\lambda + 0,09426/\lambda - 0,3228$ для $0,2 < \lambda < 0,55$ мкм и $x = 0,04$ для $0,55 < \lambda < 1$ мкм. Погрешность аппроксимации составляет около 0,5%.

Если вычислен интеграл в формуле (6.9) или принято приближение однородной атмосферы, то спектральное пропускание атмосферы, ослабляющей свет за счёт рэлеевского рассеяния, равно

$$p_R(\lambda) = e^{-\tau_R(\lambda, h)} \quad (6.13)$$

или, в звёздных величинах,

$$\Delta m_R(\lambda) = -2,5 \lg p_R(\lambda) \approx -1,086 \tau_R(\lambda, h). \quad (6.14)$$

Вид функции $p_R(\lambda)$ показан на рис. 6.4 для двух высот над уровнем моря. Функция рэлеевского рассеяния — это плавная кривая. В коротковолновой области ослабление составляет более одной величины,

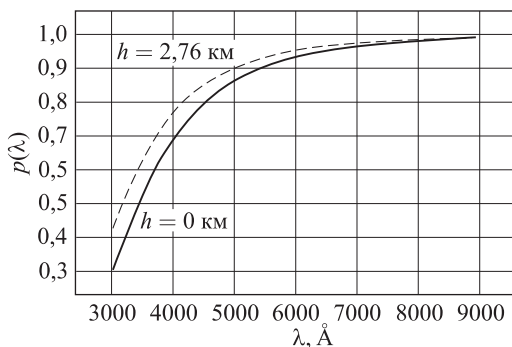


Рис. 6.4. Рэлеевское ослабление света

тогда как ослаблением в длинноволновой для некоторых приложений можно даже пренебречь: оно составляет 2–3%. Если мы рассмотрим изменение коэффициента ослабления на всей ширине спектра, то станут очевидны причины возникновения эффекта Форбса. В красной части ослабления практически нет, а в синей оно значительно.

6.5. Ослабление света рассеянием на аэрозолях

Кроме рассеяния на молекулярных неоднородностях, свет рассеивается аэрозольными частицами. Аэрозоля в атмосфере много. Это частицы окиси кремния — песка и пыли, это мельчайшие капельки воды и кристаллики морской соли. Океан — мощный источник водного и солевых аэрозолей. Большое количество аэрозолей поднимают ветры с поверхности суши. Немалую роль тут играют пылевые бури в пустынных и степных местностях. Третий по силе источник — это вулканическая деятельность. На фотографии на рис. 6.5 запечатлено извержение вулкана Пинатубо, произошедшее в 1991 году. В результате этого извержения мелкая пыль была вынесена на высоты до 24 км и держалась в атмосфере в течение трёх лет. По количеству вещества, вынесенного в атмосферу, извержение Пинатубо сравнимо со знаменитым взрывом вулкана Кракатау, произошедшим в 1906 году. Тогда тонкая аэрозольная пыль тоже около трёх лет держалась в атмосфере и создавала необычные атмосферно-оптические эффекты.

Сейчас много говорят об антропогенном факторе. Конечно, человек загрязняет атмосферу, но человеческое общество заблуждается в том, что по мощности аэрозольного загрязнения оно может сравниться с естественными механизмами, с пустынями, океаном и вулканами. Люди пока могут это делать только на ограниченном пространстве. Например, Москву при отсутствии ветра за несколько дней затягивает



Рис. 6.5. Извержение вулкана Пинатубо. Филиппинские острова, 12 июня 1991 года. Фото с сайта <http://www.geo.mtu.edu/volcanoes/pinatubo/volcano/>

как будто дымовой завесой. Со смотровой площадки перед главным зданием МГУ на Воробьёвых горах это хорошо видно.

Автору довелось наблюдать проблему с антропогенным аэрозолем, которая существует в Алма-Ате. Миллионный город со всех сторон окружён возвышенностями, причём с юга стеной стоит высокий хребет Заилийского Алатау. Как над Москвой, так и над Алма-Атой, в атмосфере нередко образуется инверсионный ход температуры с высотой. Это эффект того, что приземная атмосфера несвободна, что она взаимодействует с поверхностью. В случае температурной инверсии на высоте нескольких сотен метров над уровнем Земли находится наиболее тёплый воздух, а выше температура падает, как в свободной тропосфере. В Алма-Ате, центр которой расположен примерно на 500 м над уровнем моря, на инверсионном слое с максимальной температурой задерживаются облака. В городе может идти дождь, но при подъёме в горы, на высоте около 1000 м над уровнем моря, вы сначала попадаете в густой туман, а поднявшись ещё на 500 м, выходите из слоя облаков и оказываетесь в зоне ясной погоды. Весь городской аэрозоль — внизу под облаками, и свет от города ими же задерживается. Идеальные условия для обсерватории! Город рядом, а свет от него не мешает. (Заметим в скобках, что на Земле очень мало мест, где высокие горы начинаются сразу практически с уровня моря. Среди таких мест чилийские Анды и Заилийский Алатау, самый северный хребет системы Тянь-Шаня, у подножия которого расположена Алма-Ата.)

Исследования аэрозольной экстинкции в районе Алма-Аты показывают, что она заметно переменна во времени на разных характерных временах. В частности, за 30 лет с 1954 по 1984 годы по разным причинам и во всех длинах волн примерно на 10 % увеличилось аэрозольное ослабление света в атмосфере для окрестностей Алма-Аты. Это данные обсерватории Астрофизического института имени В. Г. Фесенкова, расположенной в пригороде Алма-Аты на высоте 1400 м над уровнем моря и примерно на 600 м выше верхней границы города. Существуют и сезонные изменения аэрозольной экстинкции. На рис. 6.6 показана зависимость аэрозольной части атмосферной экстинкции от времени года для Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории, принадлежавшей ГАИШ в 1957–1991 годах. В зимний период ещё сильнее проявляются эффекты, связанные с образованием инверсионного слоя. При этом большая часть приземного аэрозоля не в состоянии подняться на высоту обсерватории (около 3000 м над уровнем моря). Зимой аэрозольное ослабление минимально. Летом, из-за прогрева Солнцем земной поверхности, между горами и равниной устанавливается режим горнодолинной циркуляции. Это явление сходно с бризовыми ветрами на морском побережье. В результате воздушные потоки приносят в горы некоторое количество аэрозоля с равнины. В летний период содержа-

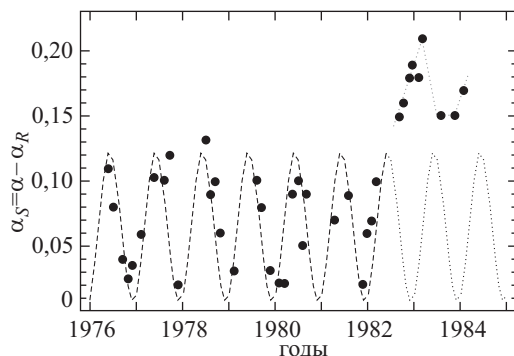


Рис. 6.6. Циклический характер изменения аэрозольной экстинкции в Заилийском Алатау. По данным В. Г. Мошкалёва, полученным в высокогорной обсерватории близ Алма-Аты

ние аэрозоля в воздухе над обсерваторией увеличивается. Циклический ход аэрозольной составляющей экстинкции показан на рис. 6.6. Последняя волна на этом рисунке проходит на другом, более высоком уровне. Это связано с влиянием катастрофического извержения вулкана Эль-Чичон в Мексике в 1982 году.

Плавающие в воздухе аэрозольные частицы в основном представляют собой смесь частиц пыли, льда и мельчайших капелек воды. Размеры этих частиц сравнимы с длиной волны видимого света, но, разумеется, могут изменяться в достаточно широких пределах. Теория рассеяния для случая сферических диэлектрических частиц аэрозоля подробно разработана Г. Ми. Изложение этой теории можно найти, например, в Пулковском курсе.

Ослабление света атмосферным аэрозолем описывается *объёмным коэффициентом аэрозольного ослабления света* $\beta_s(\lambda, h)$, зависящим от длины волны и от высоты над уровнем моря. Оптическая толщина атмосферного аэрозоля выше некоторого уровня h_0 в атмосфере, по аналогии с формулой (6.9), определяется интегрированием $\beta_s(\lambda, h)$ от высоты h_0 до верхней границы атмосферы:

$$\tau_s(\lambda, h_0) = \int_{h_0}^{\infty} \beta_s(\lambda, h) dh, \quad (6.15)$$

а пропускание атмосферы, зависящее от аэрозольного рассеяния,

$$p_s(\lambda, h_0) = e^{-\tau_s(\lambda, h_0)}. \quad (6.16)$$

Оптические свойства аэрозоля изменяются с высотой над уровнем моря. Чем крупнее частица, тем слабее зависимость ослабления от длины волны при рассеянии. Для частиц определённого размера, как

и в случае рэлеевского рассеяния, эту зависимость можно представить как обратную пропорциональность некоторой степени длины волны:

$$\tau \sim \lambda^{-n}. \quad (6.17)$$

Если размеры аэрозольных частиц сравнимы с размерами молекулярных флуктуаций, то зависимость от длины волны будет подобна рэлеевской, т. е. ослабление обратно пропорционально примерно четвертой степени длины волны. Для более крупных частиц показатель степени n будет меньше, и, наконец, для частиц, размеры которых много больше, чем длина волны, рассеяние сменится экранированием и зависимость от длины волны полностью исчезнет. Самые крупные частицы ослабляют свет нейтрально, неселективно. Поэтому в атмосфере, сильно запылённой крупными частицами, когда оптическая толщина такого аэрозоля превышает оптическую толщину рэлеевского рассеяния, небо выглядит белёсым, а яркие светила (Солнце, Луна) даже у самого горизонта не имеют красного оттенка: «белое Солнце пустыни»! На рис. 6.7 показано, как изменяется объёмный коэффициент

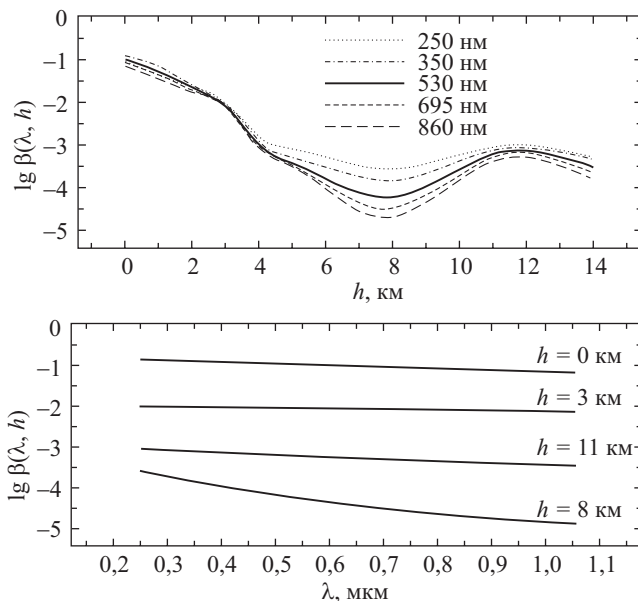


Рис. 6.7. На верхней панели — зависимость $\beta(\lambda)$ от высоты над уровнем моря для пяти длин волн. Видно, что в районе тропопавузы аэрозольный коэффициент ослабления света имеет инверсный характер. На нижней панели — зависимость $\beta(h)$ от длины волны на четырёх уровнях. Видно, что на высоте 8 км над уровнем моря наклон зависимости наиболее крутой. Это свидетельствует о том, что самые мелкие аэрозольные частицы находятся под тропопавузой

аэрозольной экстинкции в зависимости от высоты над уровнем моря и от длины волны.

Поскольку в атмосфере плавают частицы самых различных размеров, то характеризовать полную зависимость аэрозольного ослабления от длины волны можно только очень приближённо. На разных уровнях атмосферы показатели степени в формуле (6.17) различны. В нижних слоях атмосферы поглощение более нейтрально, а выше, при меньших размерах аэрозольных частиц, оно более селективно. Правда, в этой зависимости существуют инверсии. Как видно на рис. 6.7, на высоте тропопаузы собираются несколько более крупные частицы и в большем количестве, чем выше и ниже неё. Величина показателя β уменьшается в 10 раз примерно к высоте 3 км. Потом, к высоте 4 км, она падает ещё почти в 10 раз. Далее скорость падения убывает, и уменьшение β ещё на один порядок происходит к высоте примерно 6 км. Затем объёмный коэффициент аэрозольной экстинкции возрастает. Видно, что на высоте около 14 км коэффициент β имеет примерно такую же величину, как на высоте 5 км. Поглощение, в 10 раз меньшее, чем на высоте 6 км, достигается только к 30 км над уровнем моря.

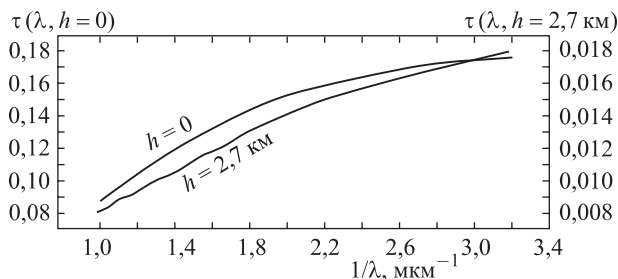


Рис. 6.8. Зависимость аэрозольной оптической толщины атмосферы от обратной длины волны

Основываясь на формуле (6.15), построим график зависимости $\tau(\lambda)$ от обратной длины волны $1/\lambda$ (рис. 6.8). Видно, что зависимость имеет, но сделать однозначный вывод о величине углового коэффициента нельзя. Очевидно, что от какой бы степени λ мы ни строили график, это будет не совсем правильно, так как в разных слоях атмосферы расположены частицы разного размера и на самом деле здесь мы имеем некоторую «смесь» разных зависимостей. При различных состояниях атмосферы размеры частиц могут изменяться, что также будет влиять на изменение селективности. В основном, ослабление света аэрозолем происходит в самых нижних слоях атмосферы, и, поднявшись на 3 км, мы получаем коэффициент β уже на порядок меньше, чем на уровне моря. Поэтому не случайно, что очень многие астрономические об-

серватории расположены на высотах от 2500 до 3500 м над уровнем моря. На этой высоте уже в значительной степени ослаблено влияние атмосферного аэрозоля, но условия для жизни и деятельности человека ещё вполне пригодны.

Из числа атмосферных поглощающих агентов аэрозоль — один из самых переменных. В нижних слоях атмосферы особенно сильно может изменяться неселективная часть аэрозольного ослабления. В Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории под Алма-Атой, нередко случаются дни и ночи с очень высокой атмосферной прозрачностью. В дневное время этот эффект проявляется в практическом отсутствии ореола вокруг Солнца. В такие дни можно пальцем прикрыть Солнце и убедиться, что цвет неба в 10–20 градусах от Солнца и около пальца одинаков, не виден белёсый ореол. В практике работ в этой обсерватории было много наблюдательных ночей, когда неселективное поглощение составляло 1–2%. Однако однажды зафиксирована наблюдательная (!) ночь, когда аэрозольное поглощение в зените составляло свыше 0,8 звёздной величины. (В журнале наблюдений под этой датой наблюдатель написал: «свирепая дымка».) Поэтому для точных фотометрических измерений крайне важно одновременно с измерениями световых потоков от звёзд уметь определять компоненты атмосферной экстинкции, прежде всего атмосферный аэрозоль.

Если мы не в состоянии измерить с помощью дополнительного фотометра состояние атмосферы и синхронно определить значение атмосферных параметров поглощения, то в общем случае точность выше 1% ($\approx 0^m,01$) не может быть достигнута. Хотя общее поглощение аэрозолем в хорошую ясную ночь на высокогорной обсерватории составляет в зените не более $0^m,02$ – $0^m,03$, оно может изменяться с амплитудой в несколько десятков процентов.

Не так страшно, если по всему небу медленно изменяется неселективная часть атмосферного аэрозоля. Это означает, что световые потоки от исследуемой звезды и звезды сравнения (стандарта) будут ослаблены в одно и то же число раз (на одну и ту же звёздную величину). Хуже, если ослабление различно в разных направлениях: в направлении на исследуемую звезду и в направлении на звезду-стандарт (так называемый азимутальный эффект прозрачности).

Когда аэрозольное поглощение велико (т.е. много частиц на луче зрения), могут быть значительны (в абсолютном выражении) и флуктуации этого поглощения (флуктуации числа частиц) в разных направлениях и в разные моменты времени. Если же аэрозольное ослабление мало, то даже большие относительные его флуктуации будут незначительны в абсолютном выражении и дадут малый вклад в общее поглощение. Другими словами, гораздо лучше, если поглощение составляет, например, $0^m,01$ и меняется на 100%, чем если флуктуации поглоще-

ния составляют 10%, но само поглощение порядка 1^m . В обсерваториях, где наблюдаются азимутальные эффекты, для достижения высокой точности фотометрии их требуется изучать и учитывать. (Этого, как правило, не делается при обычных фотометрических наблюдениях!)

Итак, чтобы реализовать высокую точность электрофотометрии, необходимо хорошо знать атмосферное аэрозольное поглощение в направлении наблюдений в каждый момент времени.

6.6. Поглощение света атмосферным озоном

Поглощение озоном является *истинным поглощением*, при котором фотон, поглощённый атомом, изменяет энергетическое состояние этого атома. Впоследствии возбуждённый атом может вновь испустить фотон, но это может произойти в другом направлении и другой части спектра. Линии и полосы истинного поглощения в земной атмосфере называются *теллурическими*. В визуальном окне прозрачности атмосферы только три газа участвуют в истинном поглощении: озон, кислород и водяной пар.

Озон образуется тогда, когда ультрафиолетовое излучение Солнца, а иногда и частицы космических лучей, разбивают молекулу кислорода на два атома и атомарный кислород соединяется с двухатомным кислородом в присутствии третьей частицы, которая уносит лишний импульс. Образуется трёхатомная молекула кислорода — озон. Наиболее эффективно этот процесс идёт на высоте порядка 20 км. Через некоторое время молекула озона распадается, она не очень устойчива. В атмосфере устанавливается динамическое равновесие между образованием и распадом молекул озона. Парциальное давление озона меняется с высотой, и максимум его находится там, где озон наиболее эффективно образуется — на высотах от 20 до 25 км от поверхности Земли. Эти вопросы рассматривает теория фотохимического равновесия озона. Некоторое количество озона есть и в нижней части атмосферы, сюда он заносится перемешиванием. Озон, пожалуй, единственный из стратосферных газов, который обладает высокой оптической активностью. Даже относительно небольшое количество озона сильно изменяет условия прохождения света через атмосферу Земли.

В озонметрии принято пользоваться не экспоненциальными, а десятичными коэффициентами. Пусть $\alpha_{O_3}(\lambda)$ — *десятичный объёмный коэффициент поглощения озоном*. Размерность этого коэффициента — см^{-1} . Пусть, далее, μ — толщина однородного слоя озона (в см) по направлению луча зрения. Тогда оптическая толщина атмосферы для озонного поглощения будет равна

$$\tau_{O_3}(\lambda) = \alpha_{O_3}(\lambda) \cdot \mu \quad (6.18)$$

и формула Бугера для озонного поглощения запишется в виде

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cdot 10^{-\tau_{O_3}(\lambda)}. \quad (6.19)$$

Пропускание земной атмосферы в зените, связанное с поглощением озоном, выразится формулой

$$p_{O_3}(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \cdot 10^{-\tau_{O_3}(\lambda)}. \quad (6.20)$$

Толщина слоя озона в сантиметрах, если его привести к стандартным температуре и давлению, т. е. высота однородной атмосферы озона, — одна из наиболее употребительных величин для выражения общего количества озона с атмосфере. Обычно эта толщина составляет около 0,3 см. Слой озона толщиной в одну тысячную долю сантиметра называется в озонметрии *единицей Добсона*.

Сложные процессы образования и разрушения озона ведут к двум следствиям. Во-первых, количество озона может заметно изменяться, и, во-вторых, наиболее благоприятные условия для его возникновения реализуются на высотах около 20–25 км над уровнем моря. Идеализируя картину, можно сказать, что весь озон в атмосфере распределён тонким шаровым слоем на высоте примерно 21 км. На рис. 6.9 показано типичное распределение озона с высотой.

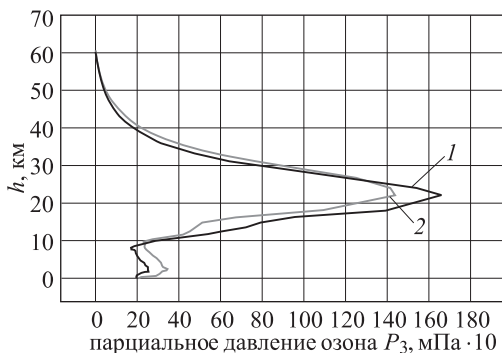


Рис. 6.9. Типичное распределение количества атмосферного озона с высотой над уровнем моря в северном полушарии для зимнего (1) и летнего (2) сезонов

При поглощении энергии молекулой газа происходят переходы электронов с одного энергетического уровня на другой, а также изменения её колебательной и вращательной энергии. Эти процессы — квантованные и ведут к образованию *линий поглощения*, причём малые изменения колебательной энергии и ещё меньшие — вращательной, создают тонкую структуру полос поглощения. Избыточное электронное возбуждение приводит к ионизации молекул, а избыточное возбуждение коле-

бательных уровней — к их диссоциации. Ионизация и диссоциация — процессы не квантованные; они происходят с поглощением широкого диапазона длин волн (континуума). Эти процессы формируют *полосы поглощения озона*.

Главная полоса поглощения озона — *полоса Гартли*. Максимальное поглощение достигается в ней у длины волны 2552 \AA . Здесь при толщине слоя озона $0,3 \text{ см}$ ослабление составляет 10^{40} раз. Оно убывает в коротковолновую сторону до $10^{5,6}$ при $\lambda = 2020 \text{ \AA}$ и в длинноволновую сторону до $10^{6,3}$ при $\lambda = 2972 \text{ \AA}$. Эта полоса полностью поглощает излучение, которое могли бы зарегистрировать фотокатоды в области чувствительности от 2500 \AA до 3000 \AA .

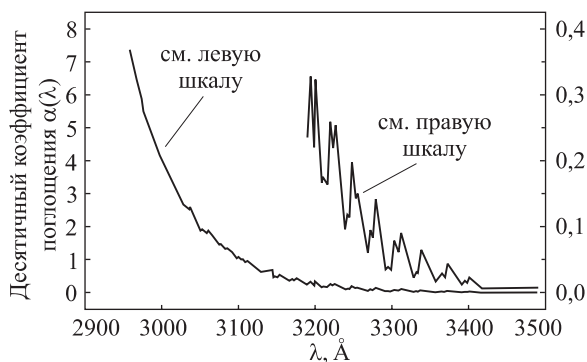


Рис. 6.10. Полосы Хюггинса поглощения озоном

При $\lambda > 3000 \text{ \AA}$ к полосе Гартли примыкает область *полос Хюггинса*. Коэффициенты $\alpha_{\text{O}_3}(\lambda)$ в области этих полос показаны на рис. 6.10. В области полос Хюггинса располагаются крылья ультрафиолетовых полос пропускания фотометрических систем. Непостоянство количества озона в атмосфере ведёт к неправильному учёту поглощения. При различных условиях количество озона в атмосфере может меняться примерно в 2 раза, так что высота однородной атмосферы озона может составлять то $0,2$, то $0,4 \text{ см}$. Существует систематическое изменение количества атмосферного озона с широтой. Количество озона относительно велико в северных полярных широтах, далее убывает к югу, сравнительно мало в области между 35° с. ш. и 35° ю. ш. , затем нарастает, и вторичный максимум приходится на $50^\circ\text{--}60^\circ \text{ ю. ш.}$ Над Антарктидой намечается новый «провал».

Количество озона изменяется с сезоном. В средних широтах северного полушария максимум ($0,43 \text{ см}$) наступает в середине марта, а минимум ($0,27 \text{ см}$) в октябре.

Одно из абсолютно максимальных значений содержания озона, зарегистрированное на земном шаре, составляет 0,76 см. (Это рекордное значение зарегистрировано на острове Кергелен, расположенном в южной части Индийского океана, 20 октября 1967 г.) Типичное минимальное значение (в так называемых «озонных дырах») равно 0,09 см. Для наблюдателя наиболее опасен тот факт, что содержание озона может меняться более или менее случайным образом в течение суток и амплитуда этих изменений сравнима с амплитудой широтных и сезонных вариаций. Междусуточные изменения содержания озона могут быть очень велики. Так, на озонметрической станции на острове Кергелен в 1968 году были получены следующие данные:

22 марта 1968 г. — 0,583 см;

23 марта 1968 г. — 0,749 см;

25 марта 1968 г. — 0,283 см.

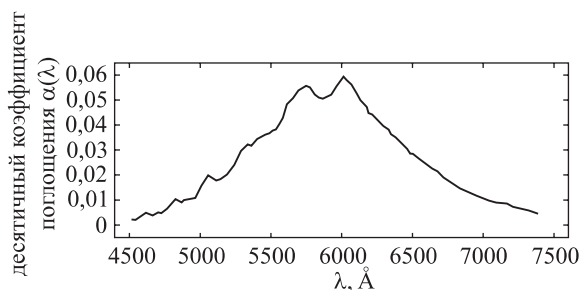


Рис. 6.11. Полосы Шапью поглощения озоном

Кроме ультрафиолетовой области озон поглощает ещё в слабых, но очень широких *полосах Шапью* в визуальной области спектра. Показатели поглощения для этих полос показаны на рис. 6.11. Полосы простираются почти на всю визуальную область от 4500 Å до 7500 Å. Максимум поглощения приходится на область 5700–6000 Å и составляет в звёздных величинах около $0^m,04$. Как раз в этой области располагается полоса *V* многих фотометрических систем. Сильные ультрафиолетовые полосы поглощения озоном затрагивают лишь коротковолновое крыло полос *U* или *W* нашего фотометра. Кривая реакции в этом месте убывает до нуля. Поэтому влияние озонного поглощения не слишком велико: проценты, а не десятки раз. Слабые полосы Шапью приходится на весьма широкую область максимальной чувствительности полосы *V* и несмотря на их слабость влияют на ошибки измерений всего в 2–4 раза меньше, чем полосы Хюггинса.

6.7. Поглощение света водяным паром

Не будем путать рассеяние света на капельках воды с истинным поглощением его молекулами водяного пара, т. е. газа, одной из составляющих земной атмосферы.

В синей и видимой областях спектра практически нет линий или полос поглощения водяного пара. Газообразная вода поглощает в красной и инфракрасной частях спектра. Количество водяного пара в атмосфере часто измеряется количеством осаждённой воды, т. е. высотой слоя воды w (в мм или см), которая образовалась бы при полной конденсации водяного пара из атмосферного столба с площадью основания 1 см^2 . Одному сантиметру осаждённой воды соответствует количество водяного пара, имеющее высоту однородной атмосферы 1245 см. Количество осаждённой воды на уровне моря, в зависимости от метеорологических и географических условий, меняется от 0,65 до 17,5 см. При подъёме в атмосфере плотность водяного пара убывает быстрее, чем плотность воздуха. Поэтому если мы ведём наблюдения, скажем, с высоты около 3000 м над уровнем моря, где атмосферное давление при хорошей погоде составляет чуть менее 550 мм рт. ст., то на этой высоте атмосферное давление падает на $(760 - 550)/760 \approx 27\%$, а парциальное давление водяных паров уменьшается в 3,6 раза. (Напомним, что миллиметр ртутного столба иногда называют *торричелли*.)

На рис. 6.12 показано положение основных полос поглощения водяного пара в области фотометрических полос V и R . В этом спектральном диапазоне поглощение в максимумах полос водяного пара сравнительно невелико и составляет в звёздных величинах $0^m,05-0^m,06$ при количестве осаждённой воды около 3 мм. Заметим, что это очень характерное количество осаждённой воды для высокогорных observa-

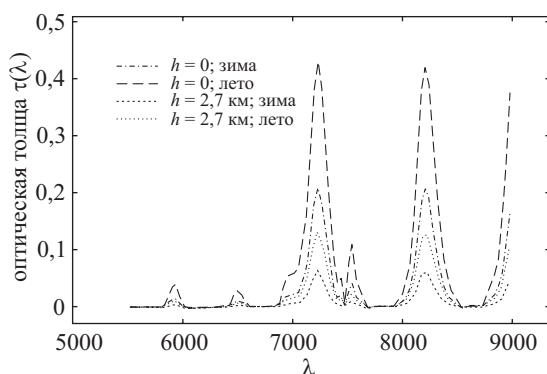


Рис. 6.12. Основные полосы поглощения водяного пара в области фотометрических полос V и R

торий. Понятно, что при изменении количества водяного пара в атмосфере при использовании неправильного количества осаджённой воды будет получена ошибка в величине выноса. На рис. 6.13 показан годовой

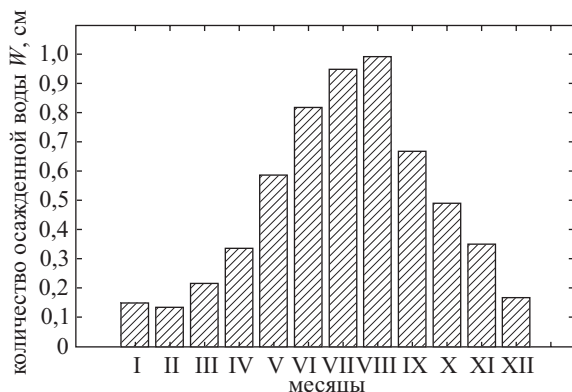


Рис. 6.13. Годовой ход количества осаджённой воды в Тянь-Шаньской высокогорной астрономической обсерватории (высота 2760 м)

вой ход количества осаджённой воды в Заилийском Алатау (по данным Е. Ф. Ризова) на высоте 2,8 км над уровнем моря, что соответствует расположению Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории. Данные выведены на основе обработки сведений, полученных из измерений при запусках высотных шаров-зондов. Летом, когда тёплые ветры из долины Алма-Аты «надувают» в горы водяной пар, когда идёт интенсивное таяние ледников и испарение воды, количество осаджённой воды приближается к 1 см. В зимние месяцы в северном Тянь-Шане очень сухо, и в воздухе всего около 1 мм осаджённой воды. Это идеальные условия для измерений в красной и инфракрасной областях спектра, где именно поглощение водяным паром играет главную роль. В полосах V и R при таких значениях w влиянием воды иногда можно просто пренебречь.

Зависимость поглощения водяным паром от длины волны чаще всего задаётся в форме таблицы, где приводится оптическая толщина $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$, отнесённая к слою осаджённой воды толщиной $w = 1$ см. Для слабых полос оптическая толщина пропорциональна количеству осаджённой воды и пропускание земной атмосферы в зените, связанное с наличием поглощения водяным паром, выразится формулой

$$p_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) = e^{\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) \cdot w}, \quad (6.21)$$

или, в звёздных величинах,

$$\Delta m_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) = -1,086 \tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) \cdot w. \quad (6.22)$$

6.8. Поглощение света атмосферным кислородом

Последним поглощающим агентом земной атмосферы, который мы здесь рассмотрим, является молекулярный кислород O_2 . Полосы кислорода расположены в красной части видимой области спектра. Положение одной из основных полос кислорода совместно с одной из полос водяного пара показано на рис. 6.14. Это репродукция участка

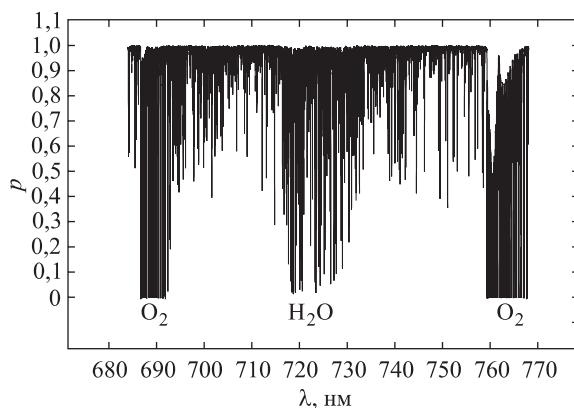


Рис. 6.14. Полосы поглощения молекулярного кислорода в области фотометрических полос V и R . Между полосами кислорода расположена полоса поглощения водяного пара

солнечного спектра из атласа солнечных спектральных линий. В полосе, начинающейся около 7600 \AA , ослабление в максимуме достигает почти звёздной величины на одну атмосферную массу. На рис. 6.15 (правая панель) показан участок солнечного спектра в районе головы этой полосы.

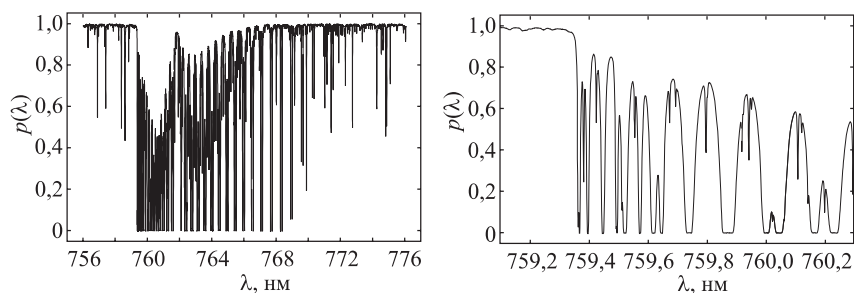


Рис. 6.15. Структура головы полосы поглощения кислорода. На правой панели рисунка показана подробная структура первых двух ангстремов этой полосы

На рисунке хорошо видно, что отдельные линии полностью поглощают солнечное излучение, но величина поглощения в разных точках полосы может очень сильно меняться. Так же как в случае с эффектом Форбса, при резком изменении коэффициента поглощения в пределах полосы пропускания приёмника зависимость от воздушной массы (в звёздных величинах) перестаёт представляться линейной формулой.

Пусть в зените оптическая толща атмосферы, связанная с поглощением кислородом и зависящая от длины волны, есть $\tau_{\text{O}_2}(\lambda)$. (Для кислорода в литературе обычно приводится именно оптическая толща, рассчитанная на одну атмосферную массу.) Тогда пропускание атмосферы в зените, обусловленное поглощением кислородом,

$$p_{\text{O}_2}(\lambda) = e^{\tau_{\text{O}_2}(\lambda)}. \quad (6.23)$$

Однако закон изменения пропускания с увеличением воздушной массы будет отличаться от такового для, например, рэлеевского рассеяния. Пока линия поглощения слабая, при увеличении количества поглощающего вещества её эквивалентная ширина растёт пропорционально этому количеству. Напомним, что зависимость эквивалентной ширины линии от количества частиц, участвующих в её образовании, называется *кривой роста*. Кривая роста состоит из трёх основных участков. На первом участке для слабых *ненасыщенных* линий эквивалентная ширина растёт линейно с количеством вещества. На следующем участке, когда поглощение в максимуме линии становится равным практически 100%, кривая роста идёт значительно более полого. Эквивалентная ширина на этом участке растёт приблизительно как корень квадратный из логарифма количества поглощающего вещества. Наконец, на третьем участке, когда становится существенным поглощение в крыльях линии, картина вновь изменяется и эквивалентная ширина растёт приблизительно пропорционально квадратному корню из числа поглощающих частиц. Это явление называют *законом квадратного корня*. В видимой области спектра из всех теллурических линий наиболее насыщенными являются линии кислорода.

Для направления луча зрения, отличного от зенита, формула (6.23) переписывается в следующем виде:

$$p_{\text{O}_2}(\lambda) = e^{\tau_{\text{O}_2}(\lambda)\sqrt{M(z)}}. \quad (6.24)$$

6.9. Полное ослабление света в атмосфере

Полное поглощение света в атмосфере в видимой области спектра складывается из влияния рассмотренных нами факторов. Для направления на зенит можно записать

$$p_{\text{атм}}(\lambda) = p_{\text{R}}(\lambda) p_{\text{S}}(\lambda) p_{\text{O}_3}(\lambda) p_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) p_{\text{O}_2}(\lambda). \quad (6.25)$$

Для наблюдений при зенитном расстоянии z , каждый из сомножителей в правой части этого равенства нужно возвести в степень, равную значению атмосферной массы для данного поглощающего агента. Учитывая закон квадратного корня для насыщенных линий, имеем

$$p_{\text{атм}}(\lambda, M_z) = p_R^{M(z)} p_s^{M_s(z)} p_{\text{O}_3}^{\mu(z)} p_{\text{H}_2\text{O}}^{m(z)} p_{\text{O}_2}^{\sqrt{M(z)}}. \quad (6.26)$$

Здесь $M(z)$, $M_s(z)$, $\mu(z)$, $m(z)$ — величины воздушных масс соответственно для рэлеевского рассеяния, аэрозольного рассеяния, озона и водяного пара. При вычислениях, в которых требуется достигнуть точности выше 1%, следует пользоваться такой формулой. Приведённые во многих руководствах и учебниках таблицы и значения выражения $p_{\text{атм}}(\lambda)$ не дают необходимой точности. На рис. 6.16 показано полное пропускание чистой (т.е. при отсутствии аэрозоля) земной атмосферы $p_{\text{атм}}(\lambda)$ в зените на уровне моря. При вычислениях было принято, что толщина слоя озона составляет 0,3 см, а количество осаждённой воды равно 1 см.

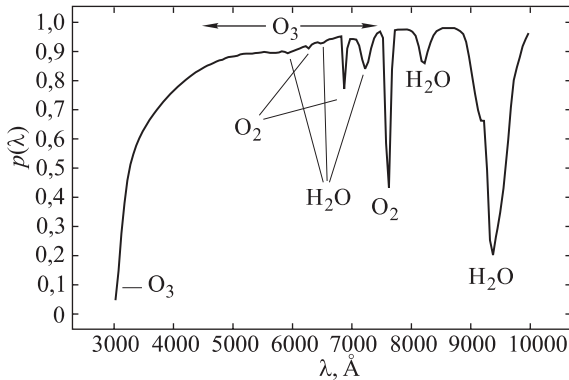


Рис. 6.16. Сводная зависимость прозрачности чистой атмосферы от длины волны

При расчёте атмосферных масс $M_s(z)$, $\mu(z)$ и $m(z)$, соответственно для аэрозоля, озона и водяного пара, нужно помнить, что распределение их плотности с высотой отличается от распределения плотности воздуха. При очень точных вычислениях следует учитывать также зависимости коэффициентов поглощения разных ослабляющих факторов от температуры и помнить о распределении температуры в атмосфере.

Глава 7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ ЗВЁЗД РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ

... краски без числа
Струятся с высоты, что нежным
Лучом ласкает купола.

В. Брюсов

7.1. Фотометрия, спектрофотометрия и спектроскопия

Как уже было описано выше, при астрофотометрических наблюдениях мы всегда измеряем количество лучистой энергии в определённом интервале частот (длин волн). В зависимости от того, какую ширину спектрального участка мы захватываем кривой реакции приёмника, фотометрические полосы обычно делятся на три типа в зависимости от их *полуширины*. Полушириной называется ширина полосы реакции приёмника на уровне половины от отклика в максимуме. В начале 1960-х годов Стрёмгрен предложил называть *широкополосными* такие полосы, полуширина которых превышает 300 Å. Полосы с полушириной от 100 до 300 Å он предложил называть *среднеполосными*, а с полушириной менее 100 Å — *узкополосными*.

Под спектрофотометрией мы понимаем такие фотометрические измерения, при которых определяются величины светового потока в большом количестве узких спектральных участков, так чтобы в результате получить распределение энергии в спектре изучаемого небесного объекта. Таким образом, спектрофотометрия в принципе не отличается от фотометрии, проведённой в многочисленных узких полосах. Традиционно узкополосной фотометрией называют процесс измерений в нескольких узких полосах, выделяемых светофильтрами, а спектрофотометрией — измерения в очень большом количестве полос, для чего свет звезды сначала разлагается в спектр с помощью спектрографа с невысокой дисперсией, а затем нужные участки выделяются выходной щелью. Впрочем, измерения с большим количеством узких светофильтров, которые сравнительно равномерно расставлены по всему исследуемому спектральному интервалу и позволяют определить

распределение энергии в спектре, также вполне закономерно называть спектрофотометрией.

Следует различать спектрофотометрические и спектроскопические измерения. Задачей спектроскопии является определение параметров спектральных линий. Для этого необходимы спектральные аппараты с высокой дисперсией, с помощью которых возможно восстановить контуры спектральных линий или, по крайней мере, определить их эквивалентную ширину. Спектроскопические измерения проводятся по отношению к непрерывному спектру, на фоне которого выделяется спектральная линия. В атласах спектральных линий все промежутки между линиями имеют условную интенсивность, равную единице. При спектрофотометрических измерениях нас в основном интересует именно уровень непрерывного спектра, а спектральные линии, чаще всего, лишь немного влияют на этот уровень.

Всегда следует хорошо знать, с каким спектральным разрешением мы представляем функцию $E(\lambda)$ — распределение энергии в спектре. Например, при исследовании распределения энергии в спектре Солнца обычно используются очень высокие разрешения (доли ангстрема). Когда говорится о спектрофотометрии звёзд, то, как правило, имеются в виду данные с гораздо более низким спектральным разрешением, а именно 10–30 Å.

Во многих работах, как отечественных, так и зарубежных, спектрофотометрические данные о звёздах приводятся к стандартному интервалу 50 Å. Интервалы шириной порядка 50–100 Å обладают полезным сочетанием свойств. В такой полосе уже приходит достаточно много света, особенно от ярких звёзд. В то же время пятидесятиангстремный интервал, за исключением немногочисленных участков спектра с очень резкими и сильными спектральными линиями и полосами, сохраняет практически все свойства монохроматического излучения. В интервалах шириной 50 Å представлены данные во многих спектрофотометрических каталогах и атласах.

7.2. Абсолютное распределение энергии в спектре звёзд

Распределение энергии в спектре, вообще говоря, может быть выражено тремя основными способами.

В первом способе получают функцию, которую принято называть *абсолютно-абсолютным* распределением энергии. Она выражается в абсолютных энергетических единицах с размерностью спектральной плотности освещённости: $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1}$ или $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}$. Понятно,

что с физической точки зрения так представлять данные наиболее предпочтительно. Сделать это, однако, трудно.

По общепринятому соглашению в качестве первичного спектрофотометрического стандарта принята Вега. И фотометристы, и спектрофотометристы обычно пытаются привести свои данные к Веге. Для того чтобы получить абсолютно-абсолютное распределение энергии в спектре, необходимо:

- выполнить спектрофотометрические измерения звезды по отношению к какому-либо звёздному стандарту; это позволит надеяться, что аппаратурные и атмосферные искажения войдут в оба измерения примерно в одинаковой степени;
- таким же образом привязать использованный стандарт к первичному спектрофотометрическому стандарту (Веге);
- распределение энергии в спектре первичного стандарта (Веги) привязать к эталону физической величины «спектральная плотность энергетической освещённости».

Первичным эталонным источником излучения обычно является модель *абсолютно чёрного тела*, которая излучает по закону Планка и даёт распределение энергии в спектре своего излучения в соответствии с формулой

$$I(\lambda) = \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

где $c_1 = 3,741\,771 \cdot 10^{-16}$ Вт · м², $c_2 = 1,438\,775 \cdot 10^{-2}$ м · К. Модель абсолютно чёрного тела представляет собой закрытую полость, нагретую до определённой, очень хорошо известной температуры. Схема модели чёрного тела показана на рис. 7.1.

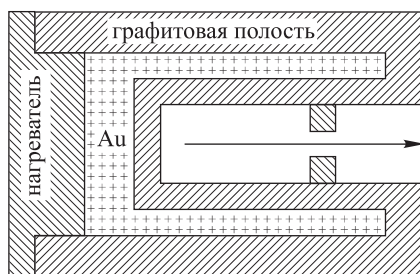


Рис. 7.1. Схематическое изображение модели абсолютно чёрного тела

Желательно, чтобы максимум излучения абсолютно чёрного тела был по возможности ближе к видимой области спектра. Для этого нужно, чтобы оно было разогрето до достаточно высоких температур. При калибровках астрономической спектрофотометрической аппаратуры наиболее важна температура точки затвердевания золота. На жар-

гоне метрологов даже существует такой термин: «точка золота». Индикатором и одновременно гарантией точной температуры полости чёрного тела являются реперные точки *Международной практической температурной шкалы* (МПТШ). В соответствии со шкалой МПТШ-90, затвердевание золота происходит при температуре 1337,33 К.

Итак, в полости модели абсолютно чёрного тела находится расплавленное золото, и в стадии затвердевания, когда температура не изменяется, из этой полости через небольшое отверстие (в минимальной степени нарушая «черноту») воспринимается выходящее излучение. Оно считается излучением абсолютно чёрного тела при температуре плавления золота.

Более высокотемпературной точкой является точка плавления платины, 2042 К. Однако до сих пор в метрологии существуют проблемы с измерением температуры плавления платины с точностью до десятых долей градуса.

От модели чёрного тела необходимо «донести» излучение с известным распределением энергии до звезды, т. е. осуществить привязку $E(\lambda)$ звезды к $E(\lambda)$ абсолютно чёрного тела. Поставить модель чёрного тела рядом с телескопом практически невозможно. Вне лабораторных условий трудно добиться соответствующей стабильности температуры, соответствующей теплоизоляции. Следовательно, не будет уверенности, что получено излучение именно заданной температуры. Создать в неотапливаемом подкупольном помещении условия для хорошего воспроизводства излучения чёрного тела, причём не мешая нагревом астрономическим наблюдениям, весьма затруднительно. Трудности возникают также при попытке поместить модель чёрного тела на некотором удалении от башни телескопа, так чтобы в телескоп можно было пронаблюдать выходящее излучение. Поэтому необходим промежуточный вторичный стандарт излучения.

Таковыми стандартами чаще всего являются *ленточные спектрофотометрические лампы*. По принципу своего устройства они сходны с обычными лампами накаливания с вольфрамовой нитью. Но в этих лампах используется не нить, а лента шириной 1–2 мм. Одна из таких ламп показана на рис. 7.2.

Яркость ленты в избранной её точке калибруется в лаборатории по абсолютно чёрному телу. Обычно накал лампы осуществляется от низковольтного (7–10 В) высокостабилизированного источника питания током 15–25 А. Типичная температура накала вольфрамовой ленты 2800 К. Для осуществления калибровки необходимо иметь соответствующий приёмник излучения и монохроматор, чтобы выделять узкие участки спектра чёрного тела и лампы и сравнивать их друг с другом. Разумеется, при каждом сравнении могут возникать ошибки. Ошибки могут возникать также и из-за того, что лампа очень чувствительна



Рис. 7.2. Ленточная спектрофотометрическая лампа

не только к изменениям силы электрического тока, но и к тому, насколько вертикально вы её поставили и с какой точки её ленты вы берёте излучение (температура вдоль и поперёк ленты может немного меняться). Для фиксации определённой точки на ленте используют дополнительную оптику и небольшую диафрагму, настроенную так, чтобы использовать не всё излучение лампы, а только излучение данной (калиброванной) точки. Потом вы берёте эту лампу, везёте в обсерваторию (иногда за несколько тысяч километров) и там зажигаете её снова. И приходится верить, что распределение энергии в спектре излучения лампы, зажжённой в обсерватории, такое же, какое оно было в лаборатории рядом с моделью абсолютно чёрного тела, т. е. источник питания выдаёт тот же самый ток, диафрагма проектируется на то же самое место, и т. д.

Излучение лампы, как и излучение звезды, должно пройти через оптику вашего телескопа. Для этого лампа должна быть удалена от телескопа на несколько сотен метров, иначе невозможно будет сфокусировать изображение в фокальной плоскости. Там нужно создать укрытие для лампы и аппаратуры питания, подать электроэнергию. Можно поставить лампу ближе, но тогда понадобится дополнительный коллиматор, спектральные свойства которого, в свою очередь, нужно хорошо знать. Далее, с помощью астрономического спектрофотометра на телескопе в разных длинах волн попеременно измеряется световой поток от лампы и от стандартной звезды. Таким способом сравниваются два распределения энергии. В разные ночи лампа может оказаться зажжённой по-разному, может измениться вертикальная или горизонтальная атмосферная экстинкция, и в результате вы можете получить

плохо совпадающие результаты. Измерения вертикальной экстинкции проводят путём измерения потоков от звёзд на различных зенитных расстояниях. Горизонтальную экстинкцию учитывают либо расчётным путём, либо измеряют поток от равномерно освещённого экрана, который перемещают на различные точно измеренные расстояния от телескопа.

Короче говоря, чтобы получить $E(\lambda)$ какой-либо звезды, нужно выполнить целый комплекс прецизионных измерений. В итоге из-за сложения погрешностей измерений многих разнородных величин (площади диафрагмы, расстояния до лампы и т. д.) накапливается ошибка абсолютно-абсолютного распределения. На подобные привязки астрономы потратили много времени и сил. В частности, этими работами много занимались в Астрофизическом институте имени В. Г. Фесенкова в Казахстане и в Пулковской обсерватории. В результате многочисленных привязок разных ленточных ламп к первичному спектрофотометрическому стандарту, произведённых в разное время, в разных равнинных и горных обсерваториях, в результате лабораторных сличений этих ламп с чёрным телом и друг с другом, в итоге длинных рядов астрономических наблюдений выведено и принято за стандартное *распределение энергии в спектре Веги*.

С одной стороны, Вега — очень удачный выбор для первичного стандарта. Яркая звезда с простым спектром (A0 V). В большинстве обсерваторий северного полушария кульминирует недалеко от зенита. С другой стороны, Вега — крайне неудачный выбор для первичного стандарта.

Во-первых, Вега — переменная звезда. Ещё классик астрофотометрии Гарольд Джонсон опубликовал данные, согласно которым Вега изменяла блеск неправильным образом и амплитуда этих изменений достигала $0^m,08$. Вега включена в Общий каталог переменных звёзд как переменная типа DSCTC. Некоторым утешением может служить то, что при изменении блеска относительное распределение энергии у звёзд типа Дельты Щита меняется мало. Во-вторых, Вега — звезда, у которой инфракрасными измерениями с помощью орбитальных телескопов обнаружена пылевая оболочка. Звезда показывает сильный избыток далёкого инфракрасного излучения. Отметим также, что до сих пор не устранены разногласия между данными разных авторов по поводу наклона спектра Веги в ближней ультрафиолетовой области.

Вовсе не идеальная это звезда — красавица Вега. Но традиция остаётся упорной. Основным спектрофотометрическим стандартом на небе остаётся α Лиры. Согласно Д. Хейесу монохроматическая освещённость от Веги на верхней границе земной атмосферы на длине волны 5000 \AA составляет $0,0349 \text{ Вт/м}^2$.

В спектрофотометрических каталогах приводятся таблицы принятого калиброванного распределения энергии в спектре Веги. При этом взвешены и усреднены результаты многих работ. В настоящее время можно считать, что распределение энергии в спектре Веги как первичного спектрофотометрического стандарта в области $5000 \text{ \AA} < \lambda < 9000 \text{ \AA}$ не имеет ошибок, превосходящих 1% в смысле среднеквадратичного отклонения. В ближней ультрафиолетовой области и в районе бальмеровского скачка надёжность спектрофотометрических данных заметно ниже. В частности, одной из причин ошибок служит то, что максимум излучения ленточных ламп приходится на инфракрасную область, а в ультрафиолете они излучают мало и точность измерения там ниже.

Как ни странно, в XX веке оригинальные спектрофотометрические каталоги звёзд для визуального окна прозрачности атмосферы создавались практически только в СССР: в ГАИШ, в Пулково и в АФИ АН КазССР. Результатом этих работ стали три спектрофотометрических каталога: Московский, Пулковский и Алма-Атинский¹⁾.

Московский спектрофотометрический каталог создан группой исследователей ГАИШ, которой руководила И. Н. Глушнева. В него вошли результаты наблюдений, выполненных в основном в Крыму. В Московский каталог входит около 800 звёзд. Алма-Атинский каталог создан под руководством А. В. Харитонова. Наблюдения для него выполнялись в обсерватории «Каменское плато» близ Алма-Аты. В каталоге около 1150 звёзд. Наконец, Пулковский каталог, включающий около 600 звёзд, построен по наблюдениям, проведённым в горных обсерваториях в Армении, Чили и Боливии. В Пулковском каталоге представлены как северные, так и южные звёзды. В Алма-Атинском и Пулковском каталогах результаты приведены непосредственно в виде абсолютных энергетических величин. Московский и Алма-Атинский каталоги выпущены отдельными книгами, Пулковский — опубликован в виде отдельного тома журнала *Baltic Astronomy*. Все три каталога существуют в компьютерном виде. Данные Алма-Атинского каталога относятся к спектральному интервалу 3225–7675 Å. Пулковский и Московский каталоги приводят для части звёзд данные интервала 3125–7700 Å, а для другой части — для интервала 3025–11000 Å.

Итак, получение абсолютно-абсолютного распределения энергии сопряжено с накоплением большого количества ошибок. Сравнение

¹⁾ В настоящее время создаётся новая библиотека распределений энергии в спектрах звёзд различных спектральных типов на основе данных, полученных с помощью космического телескопа им. Хаббла и в плане подготовки к запуску нового космического телескопа (Next Generation Spectral Library).

Московского и Алма-Атинского спектрофотометрических каталогов показывает, что иногда спектры звёзд в двух каталогах очень хорошо сходятся (различие между ними во всех длинах волн составляет около 1%). Но при всех тех же методиках для других звёзд различия могут достигать в том или ином участке спектра 5–10%. Такие большие ошибки остаются ещё весьма типичными для абсолютной спектрофотометрии.

На основании спектрофотометрических данных можно вычислить показатели цвета для любой пары фотометрических полос, если в них заданы кривые реакции и нуль-пункты. Сравнение вычисленных и наблюдаемых показателей цвета позволяет сделать поправки, компенсирующие систематические ошибки спектрофотометрии. Основой для коррекции служат точные электрофотометрические измерения, выполненные в разных фотометрических системах. С наибольшим эффектом применяются данные, относящиеся к среднеполосным фотометрическим системам, о которых пойдёт речь в гл. 9.

Здесь вновь следует подчеркнуть, что фотоэлектрическая фотометрия звёзд позволяет, в смысле аппаратной точности, измерять световые потоки со среднеквадратичной ошибкой в тысячную (!) долю звёздной величины. И вот, от погрешности в десятые доли процента, с которой производит измерения регистрирующий излучение прибор, мы приходим к единицам, а то и к десяткам процентов ошибки, когда пытаемся получить абсолютно-абсолютное распределение энергии в спектре.

Сложности с получением надёжных абсолютно-абсолютных распределений энергии приводят к тому, что в наблюдениях чаще получают другую величину, называемую *относительно-абсолютным* распределением энергии в спектре. В этом случае значения энергетических величин, приведённых к одинаковому интервалу длин волн, нормируются на значение в одном избранном и, как правило, хорошо измеряемом интервале. Измеренные распределения энергии чаще всего относят к значению энергии в спектральном интервале, центрированном на длину волны 5550 Å. Почти в таком виде (нормированном на длину волны 5500 Å) приведены нормальные распределения энергии в спектрах звёзд различных спектральных типов, опубликованные в нескольких номерах Бюллетеня Вильнюсской астрономической обсерватории В. Страйжисом и З. Свидерскене (подробнее см. ниже).

Другим вариантом относительно-абсолютного распределения являются данные, приведённые в Московском спектрофотометрическом каталоге. Там для каждой звезды все измеренные освещённости умножены на нормировочный множитель. Этот множитель выбирался из условия, чтобы световой поток в фотометрической полосе V соот-

ветствовал звезде нулевой визуальной величины. Значения принятого нормировочного множителя для каждой звезды приведены в каталоге.

Распределения энергии в спектре всегда получаются сравнением потоков от исследуемой звезды с потоками от звезды-стандарта. Можно оставить результат прямо в такой форме, т. е. выразить энергетические потоки от вашей звезды в долях соответствующих потоков от стандарта, например от Веги или какого-либо другого спектрофотометрического стандарта. Кроме Веги на северном небе хорошим стандартом является звезда α Пегаса. Такие данные называются *относительно-относительными* распределениями энергии в спектре. В случае относительно-относительных распределений вы полностью снимаете с себя всю ответственность за переменность стандарта, за качество привязки его к лабораторным источникам и перекладываете её на других исследователей, метрологов и астрономов.

7.3. Спектральная классификация и распределение энергии в спектре

Подчеркнём, что согласно принципам спектральной классификации, спектральный класс — это *качественная* характеристика, которая говорит нам о том, что отношение эквивалентных ширин специально подобранных спектральных линий находится в некотором заданном диапазоне. Для определения спектрального класса берутся отношения интенсивностей (эквивалентных ширин) избранных линий поглощения, и эти значения сравниваются со стандартными калибровочными величинами. Подробный перечень таких пар линий дан, например, в Пулковском курсе. Приведём некоторые примеры. При продвижении от одного спектрального класса к другому мы двигаемся по шкале температур. При этом спектральные линии возникают, достигают максимальной интенсивности и исчезают. Для каждого интервала спектральных классов классификация проводится по своим парам линий. Например, чтобы установить принадлежность звезды к спектральному классу B5, применяют отношение эквивалентных ширин линий бленды ионизованного кремния Si II ($\lambda 4128 \text{ \AA} + \lambda 4131 \text{ \AA}$) и линий нейтрального гелия He I ($\lambda 4121 \text{ \AA}$ и $\lambda 4144 \text{ \AA}$). Для оценки принадлежности звезды к спектральному классу A3 используют отношение линий K Ca II и сложной линии H Ca II + He и т. п.

Распределение энергии в спектре — это *количественная* характеристика, опирающаяся не на отношение интенсивностей спектральных линий, а на относительную интенсивность непрерывного спектра в разных спектральных участках. Разумеется, поскольку оба этих параметра являются в первую очередь функциями температуры, они

сильно коррелируют друг с другом. Однако всегда следует помнить, что отношение интенсивностей линий пары и отношение интенсивностей двух участков непрерывного спектра — это не одно и то же!

Кроме температуры на определение спектральных классов влияет целый ряд других факторов. Прежде всего, это изменение поверхностного ускорения силы тяжести при переходе от звёзд главной последовательности к гигантам и сверхгигантам и вариации химического состава звёздных атмосфер. Определив спектральный класс по отношению интенсивностей нескольких пар спектральных линий, мы в общем случае ещё не можем достаточно точно сопоставить этому спектральному классу то или иное распределение энергии в спектре. Существуют звёзды с одинаковой спектральной классификацией по линиям, но с различающимися распределениями энергии, т. е. с разными показателями цвета. В противоположность этому можно указать на существование звёзд с почти одинаковым распределением энергии в визуальной области спектра (т. е. с одинаковыми показателями цвета), классифицирующихся по линиям как звёзды разных спектральных подклассов.

7.4. Каталоги нормальных спектрофотометрических данных

Довольно часто нам нужна кривая распределения энергии в спектре не для конкретной звезды, а для того или иного *типа* звёзд, например для звёзд спектрального класса А0 главной последовательности. Опубликовано несколько каталогов таких усреднённых распределений энергии, нормированных на интенсивность в некоторой длине волны. Наиболее популярными являются сводки распределений энергии в спектрах звёзд различных спектральных классов и классов светимости, составленные вильнюсскими астрономами В. Страйжисом и З. Свидерскене и астрономом с Гавайских островов А. Пиклзом.

Страйжис и Свидерскене начали эту работу ещё в 1960-х годах. По всему доступному библиографическому материалу ими были собраны спектрофотометрические данные о распределениях энергии в спектрах различных звёзд. Все сведения были внимательно просмотрены и представлены для набора 50-ангстремных интервалов. В необходимых случаях в распределениях энергии были исправлены искажения, вносимые небольшим межзвёздным поглощением, хотя авторы старались отбирать звёзды, для которых поглощение пренебрежимо мало. Затем эти данные были усреднены для всех рассмотренных звёзд данного типа и представлены в нескольких каталогах. Наиболее полный вариант такого каталога вышел в 1988 году. Ка-

талог доступен на сайте Страсбургского центра звёздных данных: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/vis-bin/Cat?VI/50>. В нём представлены 98 типов спектров в спектральном интервале 120–1050 нм. Данные приведены через 5 нм.

В каталогах Страйжиса и Свидерскене все данные освобождены от влияния межзвёздного покраснения и относятся к звёздам определённого спектрального подкласса. Такие кривые, по аналогии с термином *нормальный показатель цвета*, мы будем называть *нормальными распределениями энергии в спектре*.

Пиклз, приняв за основу работы Страйжиса и Свидерскене, дополнил их данными, опубликованными к настоящему времени. Каталог Пиклза доступен по адресу: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/vis-bin/Cat?J/PASP/110/863>. В каталоге представлены данные для 131 типа спектров в спектральном диапазоне 115–2500 нм. Данные приведены через 0,5 нм. Спектры наиболее горячих звёзд в каталоге Пиклза оставлены неотбеленными, со средним для них значением межзвёздной экстинкции. Все данные Пиклза и Свидерскене нормированы на длину волны 5500 Å.

7.5. Примеры распределений энергии в спектрах звёзд разных спектральных типов

7.5.1. Эффекты температуры. На основе данных, приведённых в перечисленных каталогах, рассмотрим примеры распределений энергии в спектрах звёзд разных спектральных типов, т. е. рассмотрим, каким бывает первый сомножитель в подынтегральном выражении основных формул гетерохромной фотометрии (1.11), (1.12), (1.18). На рис. 7.3 показаны распределения энергии в спектрах звёзд 4 спектральных классов (O5, B3, A0 и F5) главной последовательности, как они даны в каталоге Пиклза¹⁾.

У звезды спектрального класса A0 полный перепад освещённостей на рассматриваемом интервале примерно 250 раз, причём абсолютный максимум приходится на длины волн около 4000 Å. Хорошо видны бальмеровский скачок (около 3700 Å и линии водородных серий Бальмера (0,36–0,66 мкм) и Пашена (0,89–1,88 мкм). Высота бальмеровского скачка у звёзд A0 наибольшая среди всех спектральных классов. Спектр более горячей звезды B3 гораздо более плавный. Скачки и линии водородных серий хорошо заметны, но амплитуда их гораздо меньше, чем у A0. Спектр звезды O5 наиболее плавный. На интервале

¹⁾ Рисунки 7.3–7.6 и 7.8–7.12 построены на основании данных каталога Пиклза (см. список литературы).

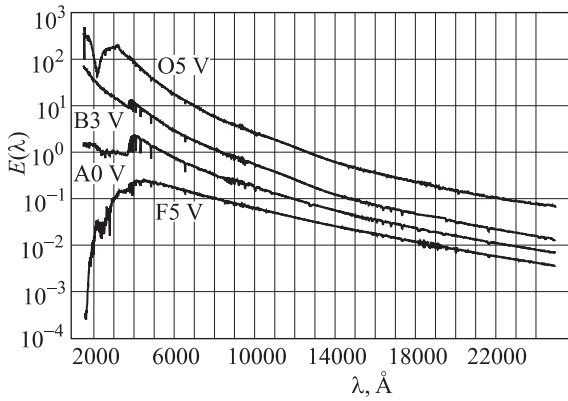


Рис. 7.3. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд спектральных типов O5 V, B3 V, A0 V, и F5 V в спектральном диапазоне 1000–25000 Å. Масштаб по оси ординат логарифмический. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

от 3000 Å и до 2,5 мкм в нём наименьшее количество деталей. Депрессия в диапазоне 1900–3000 Å не принадлежит собственному спектру звезды, а вызвана межзвёздным поглощением. Перепад освещённостей, создаваемый звёздами спектральных типов O5 V и B3 V, превышает 6000, поэтому на графике применён логарифмический масштаб по оси ординат.

На рис. 7.4 показаны те же спектры, но в спектральном диапазоне оптического окна прозрачности атмосферы. На этот раз масштаб по ординате — линейный. Спектр звезды класса F5 в области оптического окна прозрачности имеет наименьший размах среди графиков, показанных на рис. 7.4. Однако в полном оптическом диапазоне (рис. 7.3) перепад интенсивностей этого спектра также очень велик. Только это вызвано не увеличением спектральной плотности потока в ультрафиолете, как у звёзд O и B, а наоборот, резким падением количества излучения в областях длин волн короче бальмеровского скачка.

Простые и гладкие спектры, такие как у спектральных классов O, B и даже A, очень удобно использовать для подстановки в основные формулы (1.11) и (1.12), когда нужно определять параметры, не связанные с самим распределением энергии, например параметры атмосферной экстинкции. Чем проще вид спектра $E(\lambda)$, тем менее вероятно, что в спектральные полосы будут входить участки с большими градиентами.

Из формул излучения абсолютно чёрного тела следует линейная зависимость между различными (чернотельными) показателями цвета. Детали в спектрах реальных звёзд, появляющиеся вследствие спек-

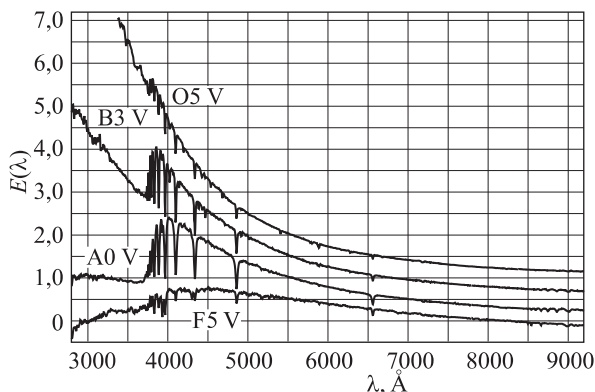


Рис. 7.4. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд O5 V, B3 V, A0 V и F5 V в спектральном участке, соответствующем оптическому окну прозрачности атмосферы. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

трального перераспределения энергии в звёздных атмосферах, делают взаимные зависимости этих показателей цвета нелинейными и немонотонными. Применяемые обратные функции становятся при этом неоднозначными, что сильно затрудняет все редукции, связанные с необходимостью приводить результаты наблюдений в инструментальных фотометрических полосах в систему со стандартными полосами.

По мере продвижения к более поздним спектрам вид распределения энергии начинает усложняться. На рис. 7.5 показаны распределения энергии в спектрах звёзд A0 V, F5 V, G2 V и K0 V. Все спектры, кроме A0 имеют резкий спад в ультрафиолете. При переходе ко всё более поздним спектрам линии водородных серий ослабевают. Особенности этих спектров в оптическом окне прозрачности атмосферы можно видеть на рис. 7.6.

Спектр G2 V — это спектр, близкий к спектру Солнца. Максимум кривой излучения приходится на район длин волн 4500–5000 Å. Перепад удельных освещённостей в интервале длин волн 4500–7000 Å составляет всего 3–5 раз. Бальмеровские линии ещё чётко видны, но глубина их невелика, а бальмеровский скачок выражен не так явно, как у звёзд A и F. Кроме того, на графике спектра G2 V виден «шум». Однако это не ошибки измерений, вызывающие разброс точек.

«Шум» на кривых распределения энергии звёзд G–K — это реальные изменения гладкости кривой. Они связаны с тем, что при эффективных температурах, характерных для звёзд этих спектральных классов, в спектрах становится гораздо больше спектральных линий и полос, принадлежащих различным атомам и молекулам и имеющих

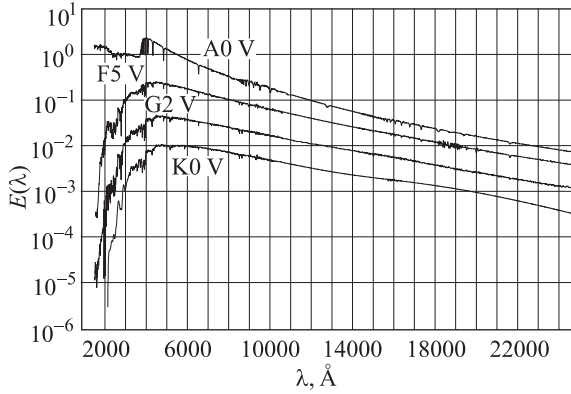


Рис. 7.5. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд спектральных типов A0 V, F5 V, G2 V, и K0 V в спектральном диапазоне 1000–25000 Å. Масштаб по оси ординат логарифмический. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

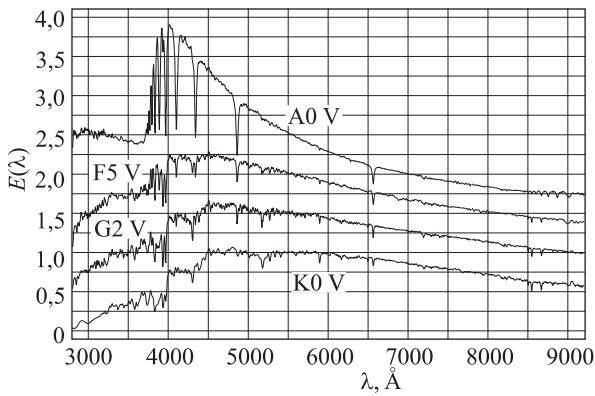


Рис. 7.6. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд A0 V, F5 V, G2 V и K0 V в спектральном участке, соответствующем оптическому окну прозрачности атмосферы. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

достаточную интенсивность. Они и искажают «гладкость» спектра. В частности, перед бальмеровским скачком у звёзд G2 и K0 прекрасно видны знаменитые линии H и K ионизованного кальция. Заметим, что для проведения классификации ранних подклассов спектрального типа G при определении спектрального класса рассматривают отношения эквивалентных ширин линий FeI($\lambda 4045 \text{ \AA}$)/H δ и CaI($\lambda 4226 \text{ \AA}$)/H γ .

В ультрафиолетовой части спектра карлика K0 излучается ещё вдвое меньше энергии, чем в спектре звезды F5.

В каталогах Свидерскене и Пиклза распределения энергии в спектрах представлены с нормировкой на излучение с длиной волны 5500 \AA . Это соответствует случаю рассмотрения звёзд разных спектральных классов, но с одинаковой монохроматической звёздной величиной у 5500 \AA . Если для таких распределений вычислить звёздные величины в фотометрической полосе V по формуле (1.12), то эти величины, разумеется, будут разными для разных спектральных типов. Рассматриваемое явление называется *эффектом ширины полосы*. Его иллюстрирует рис. 7.7.

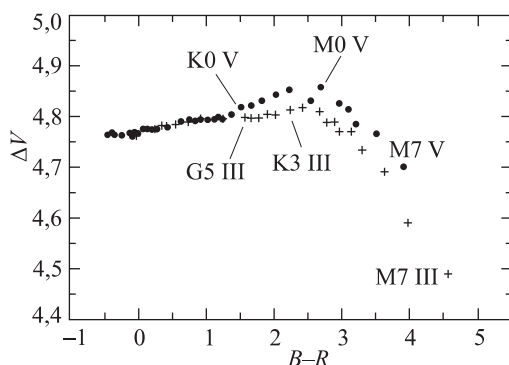


Рис. 7.7. Различие величин V для звёзд разных спектральных типов с одинаковой монохроматической величиной при $\lambda 5500 \text{ \AA}$. Кружками обозначены звёзды главной последовательности, а крестиками — гиганты

Для звёзд главной последовательности в интервале спектральных классов от $B0$ до $G8$ изменения составляют примерно $0^m,05$. Это означает, что при сравнении, например, звезды G со звездой B в фотометрических полосах разной ширины, хотя бы и имеющих одинаковую среднюю длину волны 5500 \AA , можно получить различие в разности звёздных величин на $0^m,05$. Положение с более холодными звёздами значительно хуже. Там в полосу V начинают попадать спектральные полосы молекулярного поглощения и различие может достигать почти $0^m,1$. И это происходит в очень «спокойной» визуальной полосе! В ультрафиолетовой и синей частях спектра близ бальмеровского скачка и в районах с мощными бальмеровскими и другими линиями и полосами подобный эффект может проявляться гораздо сильнее. На рис. 7.7 показаны также вычисленные величины для спектров звёзд-гигантов. В интервале спектральных классов от B до K гиганты располагаются на этом графике почти так же, как и звёзды главной последовательности. А вот для поздних гигантов различие монохроматических и гетерохромных величин доходит до $0^m,3$.

Спектры ещё более холодных звёзд показаны на рис. 7.8 и 7.9.

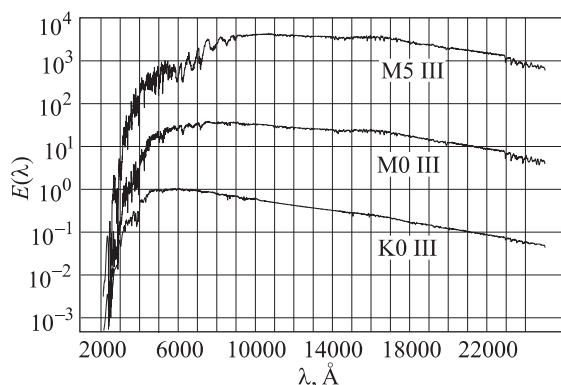


Рис. 7.8. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд K0 III, M0 III и M5 III. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

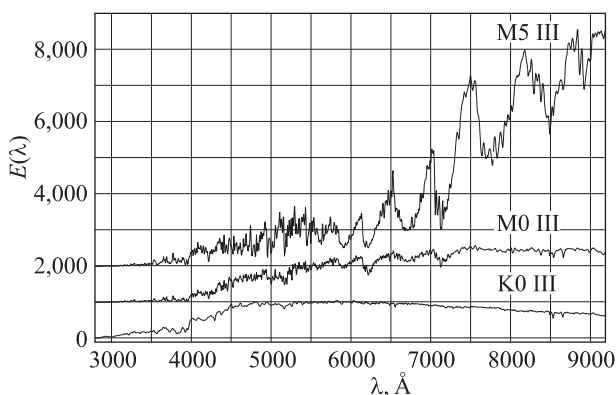


Рис. 7.9. Относительное распределение энергии в спектрах звёзд A0 V, K0 III, M0 III и M5 III в спектральном участке, соответствующем оптическому окну прозрачности атмосферы. Кривые сдвинуты вдоль оси ординат на произвольную константу

Отметим, что невооружённым глазом на небе видно очень мало звёзд класса К главной последовательности. И нет вообще видимых глазом карликов класса М. Все яркие холодные звёзды — гиганты и сверхгиганты (среди них гигант Арктур и сверхгигант Бетельгейзе). Все спектры красных звёзд резко спадают в УФ-области. В видимой и инфракрасной областях спектры имеют весьма сложный вид. Они испещрены огромным количеством линий, в том числе линий и полос, создаваемых молекулами. Особенно сильные полосы создаёт окись

титана TiO в спектрах холодных звёзд M. На рисунке показаны такие полосы для спектра M5 III.

В Гарвардской спектральной классификации после спектра G последовательность раздваивалась, создаваявилку:

$$\begin{array}{c} \text{S} \rightarrow \text{R} \rightarrow \text{N} \\ \nearrow \\ \text{O} \rightarrow \text{B} \rightarrow \text{A} \rightarrow \text{F} \rightarrow \text{G} \rightarrow \text{K} \rightarrow \text{M} \end{array}$$

Однако впоследствии выяснилось, что классы S, R и N не создают температурной последовательности. Их спектры сходны с поздними M-звёздами тем, что также содержат мощные молекулярные полосы, но это полосы других молекул и в других местах спектра. Атмосферы таких звёзд оказываются засорёнными продуктами горения CNO-цикла и (или) s-процесса. Важнейшие среди них — углеродные звёзды.

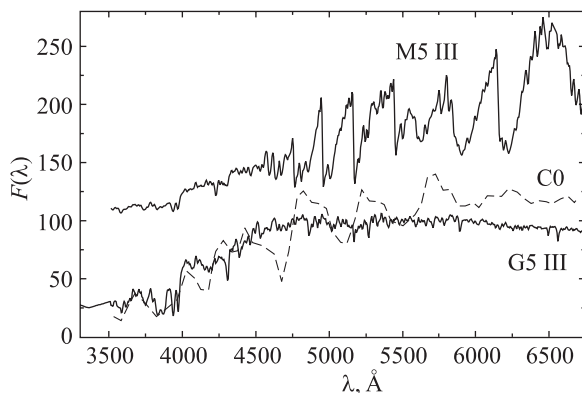


Рис. 7.10. Распределение энергии в спектре углеродной звезды спектрального класса C0 в сравнении со спектрами нормальных гигантов G5 III и M5 III. Спектры C0 и G5 нормированы на значение 100 при $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Кривая для спектра M5 III сдвинута вверх на произвольную величину

Спектральная классификация углеродных звёзд была разработана Кинаном и Морганом в 1940-х годах. В результате ими была введена последовательность подклассов от C0 до C9, имеющая температурный характер. Распределение энергии в спектре звезды подкласса C0 показано на рис. 7.10. Спектр звезды C0 в синей и зелёной областях в среднем идёт сходно со спектром G5 III, но из-за химического состава атмосферы в её спектре имеются глубокие полосы углерода и его соединений. Для сравнения на рисунке показан спектр звезды M5 III. Чётко видно, что положения полос поглощения у M-гиганта находятся в других местах, нежели полосы поглощения в спектре углеродной звезды.

Если смотреть в телескоп на углеродную звезду подкласса С5 или более позднюю, то поражаешься окраске её излучения. Красные звёзды класса М выглядят в телескоп оранжеватыми, а слабые звёзды, независимо от показателя цвета, — все одинакового серовато-жемчужного оттенка. И только углеродные звёзды на этом сером фоне выделяются интенсивно красным, малиновым цветом. Этот цвет виден даже тогда, когда цветовые оттенки всех остальных слабых звёзд уже не ощущаются глазом. Ведь углеродные звёзды практически не излучают в синей, зелёной и даже оранжевой области. При наблюдениях в телескоп с зеркалом 0,5 м звёзды слабее 10^m цвета уже не имеют и только углеродные продолжают сиять рубинами даже в 12^m .

7.5.2. Эффекты светимости. Ещё во время создания гарвардской спектральной классификации стало ясно, что сверхгиганты имеют более тонкие спектральные линии, чем звёзды главной последовательности. Позднее выяснилось, что класс светимости, наряду с температурой, также влияет на вид распределения энергии в спектре звёзд.

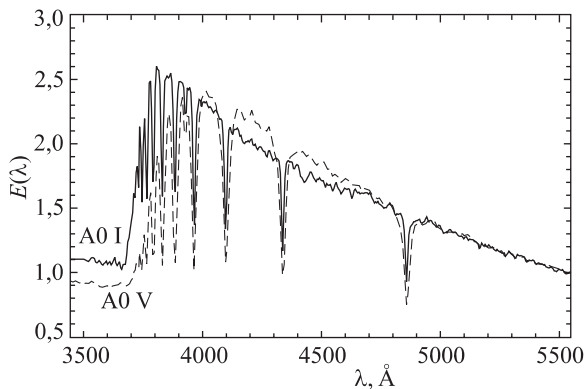


Рис. 7.11. Распределение энергии в спектрах звёзд класса A0 разных классов светимости

На рис. 7.11 показаны распределения энергии в спектрах звёзд класса A0, но разных классов светимости. Это область бальмеровского скачка. Несмотря на то что на этом рисунке показан спектр с невысоким спектральным разрешением (около 5 \AA), хорошо видно, что линии сверхгиганта более узкие. В то время как широкие крылья линий звезды главной последовательности сливаются и экранируют непрерывный спектр, в промежутках между узкими линиями сверхгиганта есть почти неискажённые участки непрерывного спектра. В результате поглощение линиями сверхгиганта оказывается меньше, и огибающая спектра проходит через более коротковолновую область.

Фотометрическая полоса, расположенная около длины волны 3700 \AA , будет чувствительной к светимости звезды. Такая ситуация характерна не только для области скачков.

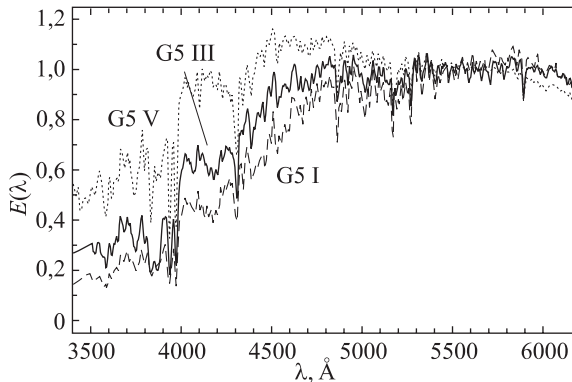


Рис. 7.12. Распределения энергии в спектре сверхгиганта, гиганта и звёзды главной последовательности спектрального класса G5. Спектры нормированы на единицу в длине волны 5500 \AA

На рис. 7.12 показаны три кривые распределения энергии в спектрах звёзд класса G5. (Напомним, что для определения класса светимости звёзд спектрального класса G5 используются отношения эквивалентных ширин линий $\text{Sr II} (\lambda 4077 \text{ \AA}) / \text{Ca I} (\lambda 4226 \text{ \AA})$ и $\text{Sr I} (\lambda 4077 \text{ \AA}) / \text{Fe I} (\lambda 4045 \text{ \AA})$). Спектры, показанные на рис. 7.12, совершенно определённо различаются, и им соответствуют различные показатели цвета, приведённые в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Показатели цвета звёзд спектрального класса G5

Показатели цвета	Классы светимости				
	V	IV	III	II	I
$U-B$	-0,065	0,154	0,298	0,401	0,639
$B-V$	0,663	0,739	0,887	0,903	1,050

7.5.3. Эффекты химического состава. В окрестностях Солнца можно встретить как звёзды более богатые металлами, чем Солнце, так и звёзды с дефицитом тяжёлых элементов. В частности, к богатым металлами звёздам относятся члены ближайшего к нам рассеянного

звёздного скопления Гиады. В атмосферах звёзд Гиад элементов тяжелее гелия в $10^{0,2} = 1,58$ раза больше, чем в атмосфере Солнца. Немало звёзд имеют пониженное содержание металлов. В частности, Арктур и α Волопаса имеют примерно десятикратный дефицит металлов по отношению к Солнцу. В звёздах, бедных металлами, непрозрачность атмосферы меньше. Поэтому мы видим более глубокие слои фотосферы звезды. Эффективная температура звёзд с дефицитом металлов при одном и том же спектральном классе, определяемом по линиям водорода, выше, а показатели цвета голубее.

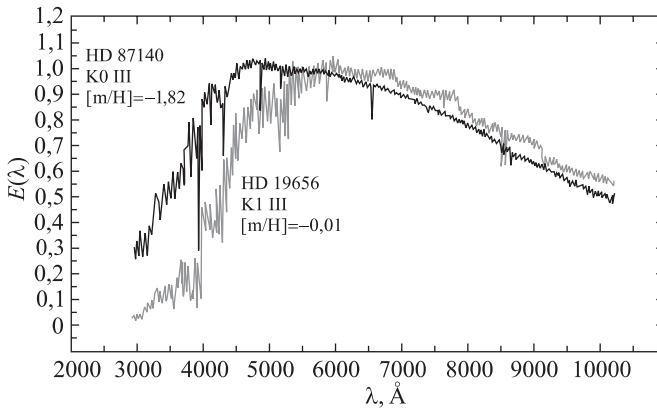


Рис. 7.13. Распределения энергии в спектрах бедного металлами красного гиганта HD 19656, K1 III (тёмная линия) и красного гиганта HD 87140, K0 III с нормальным содержанием металлов (светлая линия)

На рис. 7.13. показано распределение энергии в спектрах двух красных гигантов близких спектральных классов¹⁾. Звезда HD 19656 имеет спектральный класс K1 III и нормальное (т. е. близкое к солнечному) содержание металлов. Звезда HD 87140 имеет спектральный класс K0 III, но количество тяжёлых элементов в её атмосфере в 66 раз меньше, чем в атмосфере Солнца. Спектры нормированы на единицу в длине волны 5555 Å. Видно, что в фиолетовой и ультрафиолетовой областях звезда с нормальным химическим составом излучает существенно слабее, чем гигант с дефицитом металлов. В красной области наклоны спектров близки друг к другу, поэтому показатели цвета $R-I$ у этих звёзд отличаются не сильно: 0,55 для нормальной и 0,51 для металлодефицитной звезды. Но показатели цвета $U-B$ и $B-V$

¹⁾ Распределения энергии в спектрах HD 19656 и HD 87140 взяты из нового набора спектрофотометрических данных «Next Generation Spectral Library» (см. список литературы).

разительно отличаются. Если для звезды с нормальным химическим составом $U-B = 0,92$, а $B-V = 1,08$, что характерно для ранних К-звёзд, то звезда с дефицитом металлов показывает $U-B = -0,07$, и $B-V = 0,64$. Такие значения характерны для нормальных звёзд спектрального класса G, а не K!

7.6. Моделирование распределения энергии в спектрах звёзд. Атласы модельных спектров

В течение последних десятилетий несколько коллективов теоретиков проводили работу по созданию моделей звёздных атмосфер в широком интервале эффективных температур, ускорений силы тяжести на поверхности звезды и химического состава атмосфер. В настоящее время наибольшее распространение имеют модели и результаты расчёта излучаемых потоков, полученные коллективом исследователей под руководством Куруца. Созданные ими программы широко распространены на компактных дисках по всему миру и позволяют рассчитывать модели атмосфер и спектральную интенсивность выходящего излучения в диапазоне от 1000 до 20000 Å. В последнее время несколько групп исследователей рассчитали на основе программ Куруца теоретические распределения энергии в спектрах для большого количества моделей звёздных атмосфер. Это очень объёмные документы, поэтому они доступны только в электронном виде. Например, результаты расчётов, которые выполнили Лежён, Кузинер и Бузер, опубликованы и собраны в двух атласах, доступных на сайте Страсбургского центра звёздных данных (см. список литературы). Эта библиотека содержит данные более чем о 8000 моделей в интервале эффективных температур от 2000 до 50000 K, диапазоне ускорений силы тяжести $\log g$ от 5,50 до $-1,02$ и 19 вариантов содержания тяжёлых элементов $[M/H]$ от $-5,0$ до $+1,0$. Каждый спектр представлен в 1221 точке с длинами волн от 9,1 нм до 160 000 нм со средним разрешением 10 Å в ультрафиолете и 20 Å в видимом диапазоне.

Другая подобная, но ещё более обширная библиотека теоретических спектров создана Мунари и др. В ней представлено свыше 50 тыс. моделей для широкого набора температур, ускорений силы тяжести, металличностей и скоростей осевого вращения. Полная библиотека синтетических спектров доступна по адресу <http://archives.pd.astro.it/2500-10500/>.

Таким образом, в последние годы создана серьёзная теоретическая основа для калибровок наблюдаемых распределений энергии и получаемых на их основе показателей цвета.

7.7. Влияние межзвёздного поглощения света на внеатмосферное распределение энергии

Великий астрофизик Артур Эддингтон любил говорить: «Солнце — это звезда, которая у нас под рукой». Но остальные звёзды не находятся «у нас под рукой». В пространстве, отделяющем нас от звёзд, находится межзвёздное вещество, которое искажает истинное распределение энергии в спектре. Свет звезды, проходящий через слой межзвёздного вещества, ослабляется, и это ослабление различно в различных длинах волн. Следовательно, искажается и абсолютное, и относительное распределение энергии. Формулы или таблицы, которые позволяют определить, во сколько раз (на сколько звёздных величин) ослабевает излучение при прохождении единичного слоя межзвёздного вещества, называют законом межзвёздной экстинкции.

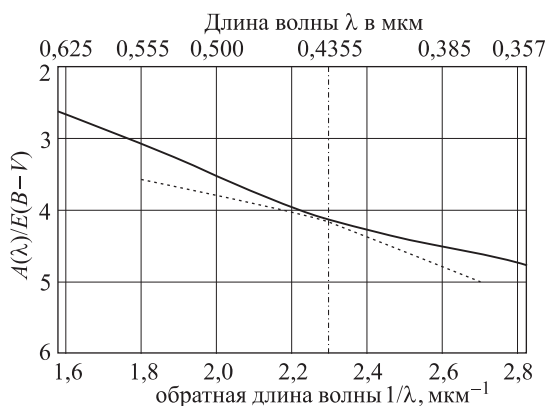


Рис. 7.14. Нормальный закон Уитфорда межзвёздного поглощения света. Пунктирные линии экстраполируют отрезки линии нормального закона по обе стороны от точки излома, показывая отклонения от закона λ^{-1}

Величина ослабления света межзвёздной средой (в звёздных величинах) в видимой области спектра в первом приближении пропорциональна обратной длине волны $1/\lambda$. До сих пор не потеряла своего значения кривая закона межзвёздного поглощения, выведенная А. Уитфордом и опубликованная им в 1958 году. Это так называемый нормальный закон межзвёздной экстинкции. Он представлен на рис. 7.14. По оси ординат отложено отношение полного поглощения света $A(\lambda)$ в звёздных величинах в некоторой длине волны λ к *избытку цвета*, т. е. разности поглощения в полосах B и V : $E(B - V) = A_B - A_V$. Таким

образом, на графике рис. 7.14 величины на оси ординат соответствуют такому количеству межзвёздного вещества, при прохождении которого возникает избыток цвета $E(B - V) = 1^m$. Это количество межзвёздного вещества можно принять за единицу. Часто за единицу принимают другую величину: такое количество вещества, при прохождении которого свет в полосе V ослабляется на $A_V = 1^m$. Для нормального закона межзвёздной экстинкции отношение $A_V/E(B - V) \approx 3,1$.

На рис. 7.14 видно, что в рассматриваемом интервале длин волн кривую закона межзвёздной экстинкции можно представить двумя отрезками прямых, соединяющихся в области у $\lambda = 2,2\text{--}2,3$ мкм (4350–4550 Å). Харрис в 1969 году предложил считать длину волны точки пересечения равной $\lambda = 4355 \pm 15$ Å.

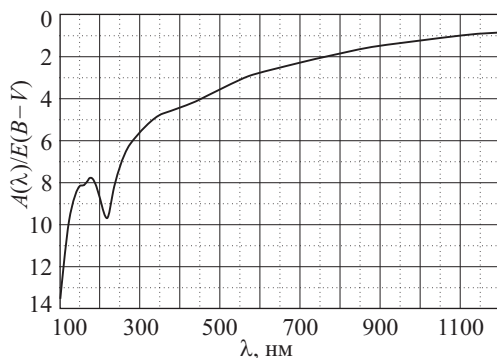


Рис. 7.15. Закон межзвёздной экстинкции в диапазоне от 1000 до 12000 Å

Закон межзвёздной экстинкции в более широкой спектральной области показан на рис. 7.15. На рисунке ярко выделяется сильное отклонение закона от монотонности в районе 1800–2800 Å. Максимальное отклонение приходится на длину волны 2175 Å. Именно этим эффектом обусловлена депрессия в спектре звёзд спектрального класса O, показанном на рис. 7.3. По-видимому, здесь играет роль особое соотношение длины волны и типичного размера и формы межзвёздных частиц. К сожалению, для наблюдений это трудная область. С Земли спектральный диапазон 1800–2800 Å полностью экранируется полосой Гартли поглощения озоном. Наблюдений с орбиты в ультрафиолетовой области также пока недостаточно для надёжного выяснения природы этого явления. Но некоторые качественные соображения можно высказать. Дело в том, что показанная форма закона межзвёздной экстинкции не является одинаковой во всех направлениях в Галактике. При наблюдениях горячих молодых звёзд в областях звездообразования установлено, что депрессия в их спектрах в области 1800–2800 Å суще-

ственно ослаблена, а иногда практически отсутствует. Следовательно, в этих направлениях излучение молодых горячих звёзд изменило свойства частиц межзвёздной пыли так, что аномальное поглощение вокруг $\lambda = 2175 \text{ \AA}$ перестало существовать. Например, давление света могло вымести частицы тех размеров, которые ответственны за наличие рассматриваемого максимума на кривой закона межзвёздной экстинкции.

В направлениях на области звездообразования наблюдаются и другие отклонения от нормального закона межзвёздной экстинкции. Например, известна аномалия в направлении созвездия Ориона, причём она усиливается по мере приближения к центру Большой туманности Ориона. В спектральной области $3000\text{--}7000 \text{ \AA}$ закон межзвёздной экстинкции в Орионе нельзя представить двумя прямыми. Он показывает значительную кривизну, причём если грубо совместить его с нормальным законом в видимой области спектра, то кривая Ориона покажет заметно уменьшенную экстинкцию как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной областях. Очевидно, что эта аномалия вызывается воздействием на межзвёздное вещество горячих звёзд, способных влиять на состав пыли нагревом и световым давлением. Отличается от нормального и закон межзвёздной экстинкции в направлении созвездия Лебедя. Он имеет меньший излом у 4355 \AA , т. е. меньше отличается от закона λ^{-1} .

Тем не менее, в большинстве исследованных областей неба закон можно считать нормальным. Вильнюсский астроном Й. Суджюс подробно исследовал межзвёздное поглощение в направлениях созвездий Цефея, Персея и Единорога и установил, что в этих направлениях закон межзвёздной экстинкции можно считать нормальным.

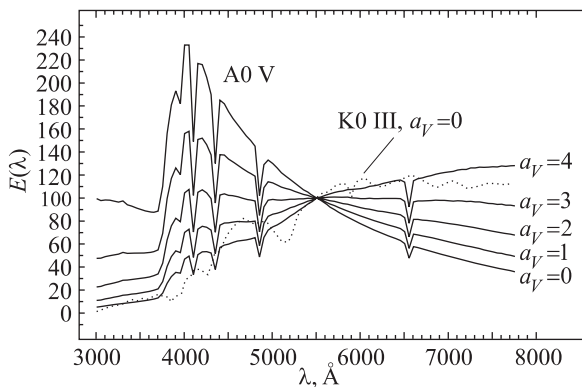


Рис. 7.16. Изменение наблюдаемого распределения энергии в спектре звезды A0 под воздействием межзвёздного поглощения света. Для сравнения приведена кривая для непокрашенной звезды K0 III

В заключение настоящей главы проиллюстрируем влияние нормального межзвёздного поглощения света на распределение энергии в спектре звезды спектрального типа A0 V. На рис. 7.16 показаны распределения энергии в спектре звезды A0 V, искажённые межзвёздным поглощением различной величины. Видно, что кривая заметно изменяется. В составе излучения увеличивается относительная доля красных лучей. Неудивительно, что астрономические термины *межзвёздная экстинкция* и *межзвёздное покраснение* употребляются в литературе как синонимы, хотя первое понятие относится к звёздным величинам, а второе — к показателям цвета. При величине поглощения $A_V = 4^m$ показатели цвета покраснённой звезды A0 V сходны с показателями цвета непокраснённой звезды K0 III.

Глава 8

СИСТЕМА *UBV*

**И СХОДНЫЕ С НЕЙ ШИРОКОПОЛОСНЫЕ
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ**

— Тут всё дело, — он таинственно понизил голос, — всё дело в зелёных очках, которых никогда не снимают мои подданные.

А. Волков. «Волшебник изумрудного города»

**8.1. Возникновение и определение понятия
фотометрическая система**

Содержание предыдущих глав должно было привести нас к твёрдому убеждению, что результаты любых астрофотометрических наблюдений представляются в той или иной *фотометрической системе*. В настоящее время обычно наблюдения ведутся в многоцветных фотометрических системах, в состав которых входит несколько фотометрических полос. В 1-й главе мы уже выяснили, что определить фотометрическую систему — это значит:

- задать количество фотометрических полос системы; различают одноцветные, двухцветные, трёхцветные и вообще N -цветные системы;
- определить кривые реакции для каждой полосы; это могут быть кривые реакции конкретного прибора в определённых условиях, либо аксиоматически заданные функции длины волны;
- в каждой полосе задать нуль-пункт, т. е. аксиоматически приписать некоторому источнику излучения конкретную звёздную величину в данной полосе.

Эти выводы непосредственно следуют из основных формул гетерохромной фотометрии (1.11), (1.12). В настоящей главе мы обсудим более строго вопросы, связанные с определением и применением понятия *фотометрическая система*.

До тех пор пока в астрономии существовал единственный приёмник излучения — человеческий глаз, — актуален был лишь третий пункт из вышеприведённого определения и существовала единствен-

ная визуальная фотометрическая система. Вопрос о других системах остро встал только после появления фотографии. Именно тогда возникла *фотографическая* величина, а впоследствии ещё *фотовизуальная* и *фотокрасная* величины. Стало ясно, что если одной из звёзд приписать единую для всех систем величину, то величины других звёзд, имеющих другие распределения энергии в спектре, не будут одинаковыми. Так возникло понятие о *показателе цвета*. Визуальная кривая реакции человеческого глаза и кривая реакции несенсибилизированной фотографической эмульсии легли в основу первой двухцветной фотометрической системы, получившей название *международной (интернациональной) фотометрической системы IPg, IPv*. Кривая реакции полосы *IPg* создавалась с помощью несенсибилизированных фотоэмульсий. Кривая реакции полосы *IPv* создавалась с помощью ортохроматических фотоэмульсий так, чтобы максимум чувствительности был близок к максимуму спектральной чувствительности человеческого глаза (см. раздел 3.4). Нуль-пункт системы задавался величинами звёзд Северного полярного ряда. Показатель цвета *IPg-IPv* обозначался буквой *C*.

Всю первую половину XX века молчаливо считалось, что различные виды фотоматериалов незначительно отличаются по спектральной чувствительности и влияние невидимых для глаза излучений невелико. Тем более не принимались во внимание различия в спектральном пропускании оптики телескопов. Отчасти астрономы были в этом правы, считая что случайные ошибки фотометрии того времени существенно превосходят систематические ошибки, и потому последние можно не учитывать. В этой уверенности фотометристов укрепляло сознание того, что удалось с хорошей внутренней точностью определить величины звёзд Северного полярного ряда. Но с появлением фотоэлектрической фотометрии стало совершенно очевидно, что систематические ошибки велики, существенно зависят от блеска и цвета звезды и их нельзя не учитывать. Однако было уже поздно. Восстановить кривые спектральной чувствительности применявшихся фотографических материалов, кривые реакции фотоэмульсий и методики учёта нелинейности фотографии оказалось невозможно. Не лучше оказалась ситуация и с фотоэлектрическими измерениями, при которых пытались имитировать кривые реакции фотографических полос *IPg* и *IPv*. При высокой внутренней точности измерений фотоэлектрическая фотометрия показывала значительные расхождения между измерениями, сделанными с использованием разных приборов на разных телескопах. Коротковолновая полоса международной системы воспроизводилась то с рефракторами, то с рефлекторами, из-за чего был существенно различен вклад ультрафиолетового излучения. Поэтому, к огромному сожалению, практиче-

ски все фотометрические измерения, выполненные в первой половине двадцатого столетия, носят только оценочный характер.

Мы уже отмечали, что системы, у которых полуширина кривых реакции превышает 300 \AA , называются широкополосными, системы с полушириной полос $100\text{--}300 \text{ \AA}$ — среднеполосными, и системы с полушириной полос менее 100 \AA — узкополосными. В узких полосах свойства излучения мало отличаются от свойств монохроматического света. Такие полосы называются *квазимонохроматическими*.

Фотометрическую полосу можно считать квазимонохроматической, если все редукции (в том числе учёт атмосферной экстинкции и перевод величин в стандартную систему), выполненные с учётом функций реакции, зависящих от длины волны, дают, в пределах заданной точности, такие же значения звёздных величин, какие получаются при обработке с коэффициентами редуций, едиными для всей полосы. Для квазимонохроматических полос справедлива классическая формула Бугера (6.1), отсутствует эффект Форбса и т. п.

В некотором смысле наблюдениями в узкополосной и очень многоцветной системе являются спектрофотометрические данные, представленные в спектрофотометрических каталогах, где потоки от звёзд усреднены по спектральным интервалам шириной 50 \AA или, тем более, 10 \AA . Широкополосные системы возникли как реализация «естественных» фотометрических полос, таких как кривая видности глаза или кривая спектральной чувствительности фотографической пластинки. Главное достоинство широкополосных систем — их высокая проникающая способность. Среднеполосные системы возникли из желания наблюдателей совместить простоту и квазимонохроматичность узких полос и высокую проникающую способность, сближающую их с широкополосными системами.

В. Страйжис рекомендует говорить, что фотометрическая система с двумя спектральными полосами — это *двухцветная* система, с тремя — *трёхцветная*, и т. п. В связи с этим он называет *цветом* или *лучами* (например, цвет R , визуальные лучи V) основную цветовую окраску той или иной кривой реакции и возражает против применения термина *цвет* в смысле *показателя цвета*. Он подчёркивает, что если цветом называть показатель цвета, то система $UBVRI$ с пятью спектральными полосами, из которых можно образовать десять различных показателей цвета, должна была бы называться десятицветной, что явно неудобно.

Для трёхцветной системы, например для UBV , можно составить три показателя цвета: $U-B$, $B-V$ и $U-V$. Любые два из них можно принять независимыми. Тогда третий выражается через них, например: $U-V = (U-B) + (B-V)$. Если полос четыре, например $UBVR$, то можно

составить шесть показателей цвета, из которых три независимы. Если полос n , то из них составляются $n(n - 1) / 2$ показателей цвета, из которых $n - 1$ независимых. Показатели цвета определяются по формуле (1.14).

В настоящее время астрономами создано большое количество фотометрических систем и в них выполнены разнообразные наблюдения. Все эти системы и наблюдения с практической точки зрения направлены на решение основных задач астротометрии, которые мы перечислили в разделе 1.3.

8.2. Создание системы *UBV*

Существенные расхождения между величинами, полученными разными авторами в международной фотометрической системе, заставили внимательно отнестись к этой проблеме. Причину возникновения расхождений понял в конце 1940-х годов молодой сотрудник обсерватории Макдональд (США) Гарольд Джонсон. Он обнаружил, что связи показателей цвета для разных рядов наблюдений являются нелинейными и неоднозначными и что причиной этого является неодинаковое включение излучения в области бальмеровского скачка в синюю фотометрическую полосу.

Джонсон понял, что наиболее простой способ справиться с проблемой — это добавить в состав синей кривой реакции светофильтр, обрезающий ультрафиолетовое излучение бальмеровского скачка. Джонсон, располагая распространённым тогда в США фотоумножителем типа RCA 1P21, выделил из области его спектральной чувствительности три полосы.

Ультрафиолетовый светофильтр вырезал область бальмеровского континуума в ближнем ультрафиолете и зону бальмеровского скачка. Синий светофильтр выделял область длин волн длиннее бальмеровского скачка, примерно до 5300 \AA . И, наконец, с помощью жёлтого светофильтра строилась полоса в области максимума чувствительности глаза. Его длинноволновая сторона формировалась естественным спадом спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода. Кривые реакции полосы системы *UBV* показаны на рис. 8.1.

Заслуга Джонсона состояла ещё и в том, что он по возможности строго определил и опубликовал кривые реакции системы *UBV*. В 1951 и 1953 годах в *Astrophysical Journal* вышли две статьи Джонсона и Моргана: «On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades» (О диаграмме цвет — звёздная величина Плеяд) и «Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas» (Фундаментальная звёздная фотометрия для стандартов спектральных типов в ревизованной системе Йеркского спек-

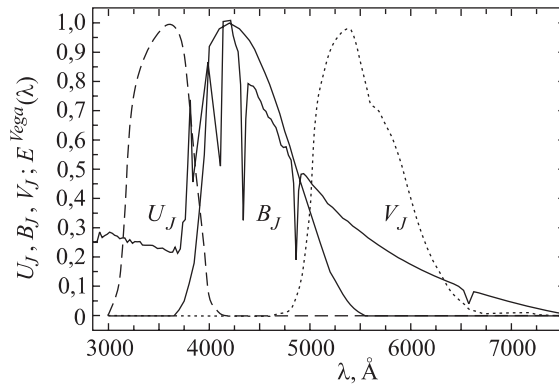


Рис. 8.1. Кривые реакции фотометрических полос системы *UBV*. Индекс «*J*» подчёркивает, что это кривые, использованные Джонсоном. Для сравнения показано распределение энергии в спектре Веги

трального атласа.) Эти статьи положили начало новой эпохе звёздной фотометрии — эпохе системы *UBV*.

Со свойственными ему энергией, старанием и усердием Джонсон с различными соавторами выполнил с системе *UBV* многочисленные наблюдения большого количества звёзд. Среди них были яркие звёзды, звёзды в различных участках неба, звёзды рассеянных и шаровых звёздных скоплений и др. Нуль-пункт величин *V* системы *UBV*, был перенесён из международной системы с помощью девяти звёзд Северного полярного ряда. Опираясь на этот нуль-пункт, были определены величины десяти первичных стандартов системы *UBV*, разнесённых вокруг всего неба. Нуль-пункты показателей цвета *U–B* и *B–V* были определены как среднее значение инструментальных показателей цвета для шести избранных звёзд спектрального типа *A0 V*.

Система *UBV* благодаря строгому определению, точности и обилию стандартов получила широкое распространение и полностью вытеснила из употребления международную систему *IPg*, *IPv*. В середине 1990-х годов Мермийо опубликовал очередную сводку измерений в системе *UBV*, содержащую измерения более чем для 100 000 звёзд (см. список литературы).

8.3. *UBV* и двухцветные диаграммы

На примере данных, полученных в системе *UBV*, рассмотрим один из самых важных видов представления фотометрической информации. Это двухцветные, или двухиндексные, диаграммы.

Если в фотометрической системе более двух полос, то можно составить более одного показателя цвета и представить на диаграмме зависимость одного показателя от другого. Такие диаграммы имеют очень большое значение, как для определения ряда физических параметров, так и для решения вопросов, связанных с различными редуциями фотометрических наблюдений.

Двухцветные фотометрические системы позволяли строить очень важные для астрофизики диаграммы Герцшпрунга–Рессела (диаграммы Г–Р в варианте «показатель цвета — звёздная величина»). Но чтобы построить диаграмму Г–Р, нужно либо знать расстояния и вычислить абсолютные звёздные величины, либо быть уверенным, что все изучаемые объекты находятся на одинаковом расстоянии от Солнца (например, звёздное скопление). Двухцветная диаграмма не требует знания абсолютной величины.

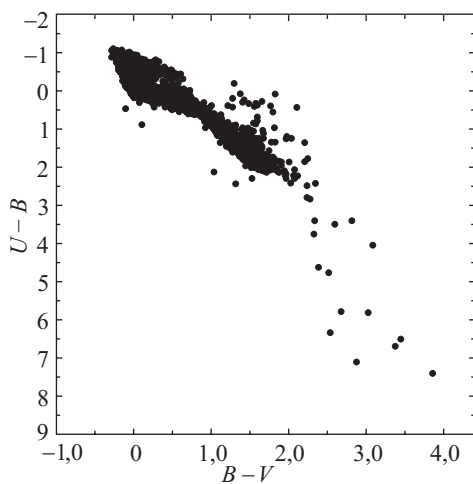


Рис. 8.2. Двухцветная диаграмма $U-B$, $B-V$ для объектов Каталога ярких звёзд

На рис. 8.2 показана диаграмма $U-B$, $B-V$ для звёзд, входящих в Каталог ярких звёзд (Bright Star Catalogue). Об этом каталоге было сказано в гл. 2. Видно, что подавляющее большинство звёзд образуют на диаграмме плавную, но немонокотонную последовательность, волнистую полосу. Если бы звёзды излучали по закону чёрного тела, то зависимость между показателями цвета была бы линейной. Нелинейность на реальной двухцветной диаграмме связана с наличием в области полос U и B бальмеровского скачка (см. графики в гл. 7).

В каталоге Bright Star содержатся данные о 9110 объектах, но далеко не для всех из них имеются одновременно показатели цвета $U-B$ и $B-V$. На рис. 8.2 менее 8 тыс. точек. А у оставшихся тысячи с лишним объектов нет либо $U-B$, либо $B-V$, либо нет ни того, ни другого. Чаще всего это бывает тогда, когда звезда визуально двойная и мы не можем должным образом разделить компоненты. Такие визуальные пары, когда слабая звезда видна внутри ореола от яркой на расстоянии менее $2-3''$, очень трудны для измерений с фотоэлектрическим фотометром. Такие пары ждут, когда с помощью современных методов PSF-фотометрии будут надёжно определены величины их компонентов. В массовом порядке такие измерения ещё не произведены.

Некоторое количество звёзд на рис. 8.2 отклоняется от полосы, в которой лежит основная масса точек. Рассмотрим их отдельно. Прежде всего, обращает на себя внимание небольшая группа звёзд, занимающая область наиболее красных показателей цвета: $2 < (B-V) < 4$, $3 < (U-B) < 8$. Это углеродные звёзды. Как было показано в гл. 7, у них крайне слабое излучение в ультрафиолетовой и синей области. В каталоге BS гораздо больше углеродных звёзд, чем показано на рис. 8.2. Но у остальных ультрафиолетовые потоки настолько малы, что их показатели цвета $U-B$ не определяются. Поэтому их невозможно нанести на диаграмму. Показатель цвета $B-V$ для этих звёзд достигают 6^m-8^m .

Остальные области отклонений рассмотрим на рис. 8.3 и 8.4, где представлена та же самая двухцветная диаграмма, но без области углеродных звёзд. На рис. 8.3 видно, что:

- 1) часть звёзд занимает область диаграммы при значениях $1,2 < (B-V) < 1,8$ выше основной группы;
- 2) часть звёзд лежит ниже основной последовательности в области с центром $B-V = 0,5$, $U-B = 0,25$;
- 3) часть звёзд отклоняется вправо на графике в области наименьших показателей цвета $B-V$ и $U-B$.

Линия, соединяющая положения на двухцветной диаграмме непокрашенных звёзд различных спектральных классов одного класса светимости, называется линией *нормальных показателей цвета* (часто говорят «линия нормальных цветов»). Чтобы понять причины отклонений, на рис. 8.4 нанесены линии нормальных показателей цвета для последовательностей спектральных классов в трёх классах светимости: сверхгигантов, гигантов и звёзд главной последовательности. Линии, проведённые на рис. 8.3 и 8.4, вычислены по формуле (1.14) с использованием средних распределений энергии из атласа Пиклза (см. раздел 7.4) для звёзд разных спектральных типов и принятых кривых реакции системы *UBV*. Приём, при котором распределение энергии в спектре звезды сворачивается с кривыми реакции фотометрических

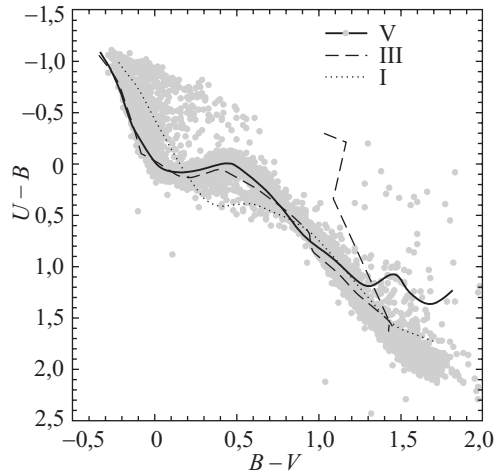


Рис. 8.3. Часть диаграммы, показанной на рис. 8.2. Нанесены линии основных последовательностей для трёх классов светимости

полос для получения показателей цвета, впервые применил Арп в начале 1960-х годов. Сейчас этот приём обычно называют *синтетической фотометрией*.

Рассматривая первый тип отклонений, можно с удовлетворением отметить, что наблюдаемая и синтетическая диаграммы качественно схожи. В области, где $B-V \approx 1,5$ отчётливо выделяется группа красных гигантов с относительно малыми $U-B$. Однако реальная диаграмма имеет ряд отличий от синтетической. Для нормальных красных гигантов самых поздних спектральных классов линия средних спектров по Пиклзу поворачивает вверх существенно раньше, чем наблюдаемые точки. Это говорит о неточностях в представленных в атласе Пиклза распределениях энергии красных звёзд. Второй тип отклонений, т. е. звёзды, расположенные ниже основной последовательности в области $0,2 < (B-V) < 0,8$; $0,2 < (U-B) < 0,5$, — это сверхгиганты, линия которых в диапазоне $B-V$ проходит на графике ниже линии главной последовательности. Наконец, третья группа — это звёзды, излучение которых подверглось влиянию межзвёздного поглощения света, о чём речь пойдёт в дальнейшем.

Если бы мы, нанося на двухцветную диаграмму наблюдательные данные, сразу умели отбирать только точки, соответствующие звёздам одного определённого класса светимости, то для не слишком далёких от Солнца звёзд, не испытавших существенного поглощения межзвёздным веществом, мы могли бы сразу производить спектральную классификацию. Это иллюстрирует рис. 8.4.

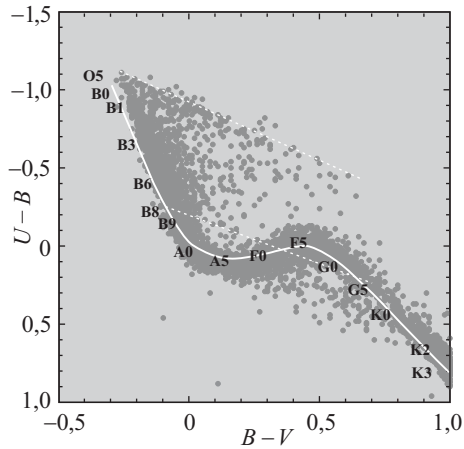


Рис. 8.4. Положение на двухцветной диаграмме звёзд разных спектральных классов главной последовательности. Показаны линии нарастающего поглощения

На линии нормальных показателей цвета, т.е. на последовательности непокрашенных звёзд одного класса светимости, каждый спектральный подкласс занимает определённое место. Для звёзд с нормальным химическим составом спектральная классификация по фотометрическим данным может производиться с погрешностью $\pm (2-3)$ спектральных подкласса. Выполнив классификацию, всегда можно сопоставить данные такой звезды с кривой распределения энергии (например, из каталогов Страйжиса и Свидерскене) и таким способом задача восстановления распределения энергии будет решена.

Но на эту принципиальную возможность решения задачи накладывается масса осложнений. Во-первых, линии нормальных показателей цвета для разных классов светимости на плоскости двухцветной диаграммы в некоторых точках пересекаются или идут близко друг к другу. Например, в области В-звёзд нельзя отличить главную последовательность от гигантов. Несмотря на различную светимость, распределения энергии в их спектрах дают в системе *UBV* практически одинаковые показатели цвета. А вот сверхгиганты в диапазоне спектральных классов от О до ранних А отделить от главной последовательности можно! Они имеют более красные показатели цвета *B-V*. Кроме этого, в области бальмеровского скачка сверхгиганты имеют более голубые, чем главная последовательность, показатели цвета *U-B*, из-за чего в области А-звёзд линия сверхгигантов идёт ниже главной последовательности; у сверхгигантов в системе *UBV* нет нарушения монотонности зависимости *U-B* от *B-V*. Далее, в районе К-звёзд

все три последовательности идут очень тесно, но сильно расходятся в области спектрального класса М. В этой зоне главная последовательность и сверхгиганты сохраняют свойство увеличения показателей цвета с понижением температуры, хотя количественно эти зависимости различаются. А вот линия гигантов резко загибается вверх и даже уходит несколько влево. В гл. 7 было показано, отчего это происходит (см. рис. 7.8, 7.9). Для красных гигантов величина показателей цвета определяется не температурой, а интенсивностью полос поглощения металлов (прежде всего титана и магния) и их окислов.

Итак, если известен класс светимости, а излучение звезды не искажено покраснением, то можно везде, за исключением области красных гигантов, определить спектральный класс звезды по значению показателя цвета $B-V$.

Не так обстоит дело при наличии межзвёздного поглощения. При прохождении света через межзвёздное вещество распределение энергии в спектре искажается, показатели цвета увеличиваются. Звезда со своего места на линии нормальных показателей цвета смещается по обеим координатам в сторону увеличения показателей цвета. Линии, по которым происходит это смещение, называют *линиями покраснения*, или *линиями нарастающего поглощения*. Они показаны на рис. 8.4. В случае монохроматических величин или при относительно небольшом поглощении они являются прямыми, но при большем поглощении в случае гетерохромных полос линии покраснения искривляются, становятся параболой, угол наклона касательных к линиям покраснения становится функцией величины поглощения.

Причина этого искривления та же самая, что и при возникновении эффекта Форбса. Более красные лучи в пределах гетерохромной полосы ослабляются меньше, чем более голубые. Спектральный состав излучения изменяется, в нём увеличивается доля красных лучей и наклон линий нарастающего поглощения уменьшается.

К сожалению, на диаграмме $U-B$, $B-V$ линии нарастающего поглощения могут дважды или трижды пересекать линию нормальных показателей цвета. Это мешает однозначной спектральной классификации, и для определения спектрального класса по фотометрическим данным требуются другие приёмы.

Представим себе, что звезда по прямой линии покраснения сместилась с последовательности нормальных показателей цвета из точки с координатами $(U-B)_0$, $(B-V)_0$ в точку с координатами $(U-B)$, $(B-V)$. При этом возникли *избытки цвета*

$$E(U-B) = (U-B) - (U-B)_0 \quad (8.1)$$

и

$$E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0. \quad (8.2)$$

Перепишем равенство (8.1) в виде

$$(U-B)_0 = (U-B) - E(U-B) = (U-B) - E(B-V) \frac{E(U-B)}{E(B-V)}. \quad (8.3)$$

С учётом уравнения (8.2) имеем

$$(U-B)_0 = (U-B) - \frac{E(U-B)}{E(B-V)} [(B-V) - (B-V)_0], \quad (8.4)$$

или

$$(U-B)_0 - \frac{E(U-B)}{E(B-V)} (B-V)_0 = (U-B) - \frac{E(U-B)}{E(B-V)} (B-V) = Q_{UBV}. \quad (8.5)$$

Величина, обозначенная Q , замечательна тем, что *не зависит от межзвёздного поглощения*.

С величинами Q также можно строить двухиндексные диаграммы Q — *показатель цвета* или Q — Q . Методы спектральной классификации, основанные на использовании величины Q , принято называть Q -методами. Ими пользуются как в случае квазимонохроматических, так и в случае гетерохромных фотометрических полос. Для монохроматических полос отношение избытков цвета есть величина постоянная. В случае гетерохромных полос обязательно нужно помнить, что величина отношения избытков зависит от спектрального класса и вида закона межзвёздного поглощения. Для хорошо разработанных фотометрических систем задача определения этих зависимостей должна быть решена наблюдательным или теоретическим путём. Оценить отношение избытков цвета $E(U-B)/E(B-V)$ можно путём вычислений с помощью методов синтетической фотометрии, после чего легко получить величины Q из наблюдений. Отличие вычисленного отношения избытков от истинного — это в любом случае величина второго порядка малости. Если имеются величины Q , даже вычисленные с приближённым значением отношения избытков цвета, то эти величины в значительной степени свободны от влияния межзвёздного поглощения и ими, наряду с двухцветными диаграммами, можно пользоваться для целей, спектральной классификации. В случае четырёхполосной системы такой, например, как $UBVR$, можно составить несколько Q -индексов, а именно: Q_{UBV} , Q_{BVR} , Q_{UBR} и Q_{UVR} . Пример графика зависимости Q_{UBV} от $(B-V)$ показан на рис. 8.5.

К сожалению, двумерные зависимости Q — спектральный класс, Q — показатель цвета и Q — Q обычно имеют сложный нелинейный вид. Более того, линия может оказаться самопересекающейся. Могут тесно сближаться и пересекаться линии для звёзд разных классов светимости. Однако на них можно выделять определённые области, в которых можно проводить спектральную классификацию фотометрическими методами в условиях наличия межзвёздного поглощения.

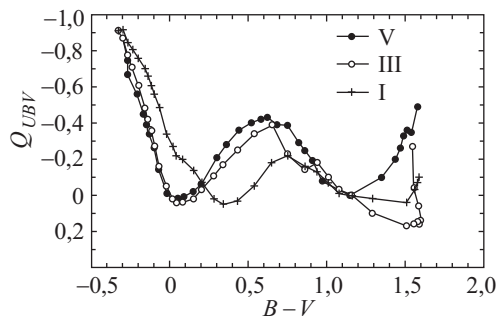


Рис. 8.5. Пример использования индекса Q_{UBV} для спектральной классификации

Подчеркнём, что если придерживаться абсолютно строгих позиций, то не зная ни спектрального типа, ни межзвёздного покраснения, т. е. не имея хотя бы грубого представления о распределении энергии во внеатмосферном спектре звезды, невозможно правильно определить поправку выноса за атмосферу и перевести звёздные величины из одной фотометрической системы в другую. Сила методов многоцветной фотометрии в том, что она даёт нам представление о распределении энергии в спектре.

8.4. Инфракрасное расширение системы UBV

После появления системы UBV , в период с 1959 по 1966 годы Джонсон постепенно прибавил к ней целую последовательность фотометрических полос в красной и инфракрасной спектральных областях: появились полосы R , I , J , K , L , M , N и Q . Мендоза в 1967 году дополнил эту последовательность ещё одной полосой H . Средние длины волн и полуширины всех этих полос приведены в табл. 8.1. Положения инфракрасных полос подобраны так, чтобы они совпадали с окнами атмосферной прозрачности. Величины U , B и V измерялись фотомножителем с сурьмяно-цезиевым фотокатодом (S-11), величины R и I — фотомножителем с серебряно-кислородно-цезиевым катодом (S-1), величины J , K , L — фотосопротивлением PbS, охлаждаемым жидким азотом, величины M , N и Q — германиевым болометром, охлаждаемым жидким гелием.

Нуль-пункт всех показателей цвета введён так же, как и в системе UBV : все показатели цвета равны нулю для звёзд типа A0 V. Понятно, что измерения в такой фотометрической системе являются весьма трудоёмкими. В этой системе было измерено около 1500 звёзд. Есте-

Таблица 8.1

Многоцветная система Джонсона

Величина	λ_0 , мкм	$\Delta\lambda$, мкм	Величина	λ_0 , мкм	$\Delta\lambda$, мкм
<i>U</i>	0,36	0,04	<i>H</i>	1,62	0,2
<i>B</i>	0,44	0,10	<i>K</i>	2,2	0,6
<i>V</i>	0,55	0,08	<i>L</i>	3,5	0,9
<i>R</i>	0,70	0,21	<i>M</i>	5,0	1,1
<i>I</i>	0,88	0,22	<i>N</i>	10,4	6,0
<i>J</i>	1,25	0,30	<i>Q</i>	20,0	5,5

ственно, что большинство измерений в дополнительных спектральных областях было выполнено в полосах *R* и *I*.

Полосы *R* и *I*, как уже отмечалось, реализовывались Джонсоном с помощью кислородно-цезиевого катода (S-1). Они имеют очень большую ширину. Например, полоса *R* начинается около 5300 Å, имеет максимум около 6950 Å и простирается до 9000 Å. Для таких широких полос задача выноса за атмосферу и редуций в другие системы решается плохо. Чем уже полоса пропускания, тем меньше влияет на все вычисления неточное знание действительного распределения энергии в спектре и атмосферных параметров. Для очень широких спектральных полос с полушириной в несколько тысяч ангстрем при всём старании невозможно для произвольно взятого случая достаточно хорошо произвести редуции как за атмосферу, так и из одной фотометрической системы в другую.

Заострим внимание ещё на одном нюансе.

В разное время различные авторы вводили разные версии фотометрических полос в красной и ближней инфракрасной областях. В одних случаях это были величины, введённые ещё до Джонсона (система *RI* Крона), в других случаях — варианты создания красных и инфракрасных полос с помощью современных фотоумножителей с мультищелочными фотокатодами. В большинстве случаев нет принципиальной разницы, в какой из этих систем проводились наблюдения, так как нетрудно получить надёжные линейные уравнения перевода величин из одной системы в другую. Однако всегда нужно знать, какие именно величины *R* или *I* используются. На рис. 8.6 показаны различные версии кривых реакции ультрафиолетовых, синих, визуальных, красных и ближне-инфракрасных (*I*) фотометрических полос.

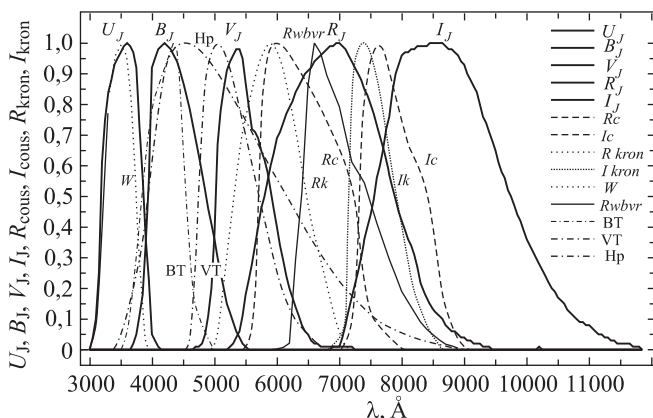


Рис. 8.6. Различные версии кривых реакции широкополосных фотометрических систем

8.5. Критика системы *UBV* и фотометрическая система *WBVR*

Время показало, что фотометрическая система *UBV*, которая произвела подлинную революцию в астрофотометрии, не свободна от недостатков. Наиболее серьёзный разбор недостатков системы *UBV* был выполнен вильнюсскими астрономами Ажусенисом и Страйжисом ещё в середине 1960-х годов. На основе проведённого ими анализа были сделаны следующие выводы.

Во-первых, в самом начале введения системы были допущены недочёты в том смысле, что базовые наблюдения первичных стандартов зимой и летом 1951 года реально производились с несколько различными кривыми реакции. Использовался то охлаждаемый, то неохлаждаемый фотоумножитель, в процессе наблюдений первоначальная линза Фабри, склеенная бальзамом из кварца и флуорита, была заменена на цельную кварцевую, возможная селективность отражения света от алюминированных зеркал не учитывалась.

Во вторых, нуль-пункт величин *V* системы *UBV* был перенесён из старой международной системы *IPV* с помощью звёзд Северного полярного ряда. Посредством его были определены величины десяти первичных стандартов, которые использовались для определения звёздных величин *V* других звёзд, а также для определения коэффициентов атмосферной экстинкции. Однако в их число входила звезда η Нуа, которая является переменной типа ВСЕР с амплитудой переменности $0^m,06$.

Нуль-пункт системы колор-индексов $U-B$ и $B-V$ был определён как среднее значение инструментальных колор-индексов шести звёзд спектрального класса $A0$ на северном небе. Это были HR 3314, γ UMa, 109 Vir, α CrB, γ Ori и α Lyr. Теперь известно, что α CrB — переменная типа Алголя с периодом около 17 суток и амплитудой переменности около $0^m,1$. Звезда 109 Vir заподозрена в переменности NSV 06794 с амплитудой $0^m,05$. Как мы уже отмечали в гл. 7, α Lyr также является переменной. В результате как нуль-пункт величин V , так и нуль-пункт показателей цвета оказались неточно определёнными.

Наконец, самым серьёзным недостатком было то, что редукция за атмосферу показателя цвета $U-B$ производилась с постоянным коэффициентом экстинкции, не зависящим от спектрального класса звезды. Недопустимость этого будет показана далее в гл. 11. Вследствие этого цветовая система показателей цвета $U-B$ оказалась непостоянной и зависящей от величины атмосферной массы, при которой проводились наблюдения. Поскольку 10 первичных стандартов системы UBV — это звёзды различных спектральных классов, даже для стандартных звёзд цветовая система индексов $U-B$ не является единой. Система UBV в принципе не может иметь единых кривых реакции, так как система величин U зависит от зенитного расстояния, атмосферных условий и высоты обсерватории над уровнем моря.

Тем не менее, было необходимо попытаться получить хотя бы какие-то средние или приближённые кривые реакции полос системы UBV , чтобы можно было вычислять такие параметры системы, как, например, отношения избытков цвета. Знание кривых реакции необходимо также для исследования зависимостей показателей цвета от спектрального класса и класса светимости звёзд, для вычисления показателей цвета абсолютно чёрного тела, для установления связей с другими фотометрическими системами и пр. Наиболее авторитетные попытки восстановить кривые реакции системы UBV были предприняты Ажусенисом и Страйжисом в 1966 году и Бесселем в 1990 году.

Страйжис указывал, что если желательно получить совпадение наблюждённых показателей цвета и показателей цвета, вычисленных с помощью кривых реакции, необходимо *выносить за атмосферу* вычисленные индексы $U-B$ точно повторяя методику Джонсона, т. е. с постоянным коэффициентом экстинкции. Для упрощения вычислений Страйжис предложил заранее умножить кривые реакции $\phi_U(\lambda)$ и $\phi_B(\lambda)$ на кривую прозрачности атмосферы при зенитном расстоянии, чаще всего встречавшемся в практических наблюдениях Джонсона. После этого вынос вычисленных показателей цвета за атмосферу становится ненужным. Полученные таким способом индексы $U-B$, будут отличаться от вынесенных лишь на константу, которая затем исключается в процессе нормирования. Синтетический показатель цвета $U-B$ сле-

дует вычислять, используя кривые реакции $\Phi_{U_p}(\lambda)$ и $\Phi_{B_p}(\lambda)$, тогда как для вычисления показателя цвета $B-V$ нужно использовать кривые реакции $\Phi_B(\lambda)$ и $\Phi_V(\lambda)$.

Отметим, кроме того, что кривая реакции полосы U системы UBV принципиально не определена. В область кривой реакции $\Phi_U(\lambda)$ системы UBV входит бальмеровский скачок, поэтому наблюдаемые отсчёты сильно зависят от действительного положения длинноволнового крыла инструментальной кривой реакции. Так как последняя изменяется от температуры, что трудно учитывать, в величины U входит дополнительная неопределённость. Она мешает при высокоточных фотометрических измерениях, поэтому Ажусенис и Страйжис в 1969 году предложили заменить её на новую ультрафиолетовую полосу W . По их предложению кривая реакции полосы W должна удовлетворять следующим условиям:

- а) полоса W не должна включать в себя область бальмеровского скачка;
- б) кривая реакции полосы W должна быть строго определённой;
- в) вынос за атмосферу величин W должен проводиться с коэффициентами экстинкции, зависящими от распределения энергии в спектре (спектрального типа) звезды.

Светофильтр, с помощью которого реализуется полоса W , был рассмотрен выше в гл. 4.

После выявления ошибки Г. Джонсона в процедуре выноса за атмосферу ультрафиолетовой величины U и показателя цвета $U-B$ теперь принято считать, что в дополнение к определению фотометрической системы, кроме требований, изложенных в начале раздела 8.1, обязательно должен входить *алгоритм всех процедур редукций*, а прежде всего выноса за атмосферу и перевода величин в стандартную систему.

Изложенные идеи вильнюсских астрономов в середине 1970-х годов были творчески восприняты фотометристами ГАИШ, где были начаты работы по массовым измерениям величин звёзд в фотометрической системе $WBVR$. Руководителем этих работ в то время был Х. Халиуллин.

Кривые реакции полос B и V системы $WBVR$ практически совпадают с полосами B и V системы UBV . Кривая реакции ультрафиолетовой полосы W — это только что обсуждённая полоса, предложенная Страйжисом. Наконец, полоса R имеет ту же среднюю длину волны, что и R Джонсона, но ширина этой полосы гораздо меньше, что обеспечивает существенно меньшие погрешности при редукциях. Средние длины волн и полуширины кривых реакции полос системы $WBVR$ были приведены выше в табл. 4.1. Большинство существующих фотометрических систем было определено своими стандартами.

Уравнения перевода измеренных инструментальных звёздных величин в стандартную систему должны были быть такими, чтобы точно получались звёздные величины стандартов. Очевидно, что для получения в стандартной системе величин программных звёзд, среди которых могут быть объекты с самыми разнообразными типами распределений энергии в спектрах, необходимо наличие среди стандартов звёзд таких же спектральных типов и покраснений. Эти требования, как правило, не выполняются. Уравнения редукций на стандартную систему выводятся по тем стандартам, которые имеются, что является источником систематических ошибок.

Система *WBVR* является фотометрической системой, заданной непосредственно своими кривыми реакции. В самом деле, стандартная система совсем не обязана существовать физически, быть строго реализованной в конкретном приборе. Да это и невозможно. Мгновенная инструментальная система любого прибора хоть немного, но отличается от того, что считается стандартным. Кривые реакции системы *WBVR* заданы *аксиоматически*. При изменении аппаратуры аксиоматически введённые кривые реакции не изменятся. Уравнения перевода инструментальных величин в стандартные должны быть такими, чтобы для каждого спектрального типа измеренные показатели цвета непокрашенных звёзд совпадали в среднем с показателями цвета, вычисленными путём свёртки средних кривых распределения энергии в спектрах звёзд этого же спектрального типа с аксиоматически заданными кривыми реакции фотометрических полос. Разумеется, для осуществления такой процедуры нужно очень хорошо знать инструментальные кривые реакции используемого фотометра и изменения их со временем, с температурой и пр.

Нуль-пункт системы *WBVR*, как и нуль-пункты всех фотометрических систем, также введён аксиоматически. Это сделано путём задания звёздной величины одного или нескольких стандартов. К вопросу о способе задания нуль-пункта мы вернёмся в разделе 10.1.

В системе *WBVR* произведено измерение всех ярких звёзд северного неба. Результаты этих измерений сведены в каталог, включающий около 13600 объектов. Каталог создан на основе наблюдений, выполненных в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории, поэтому теперь систему *WBVR*, сделанную в ГАИШ часто называют Тянь-Шаньским вариантом системы *WBVR*, а каталог — Тянь-Шаньским фотометрическим каталогом. О порядке создания этого каталога будет рассказано в разделе 10.4.

В системе *WBVR* выполнены измерения звёздных величин многих переменных звёзд и членов нескольких звёздных скоплений. В системе *WBVR* измерены показатели цвета Солнца.

8.6. Фотометрическая система Ганна

Фотометрическая система Ганна была разработана для массовых наблюдений слабых галактик. С помощью этой системы можно отличать галактики от звёзд. В целом она весьма напоминает систему *UBV* с расширением *RI*. Средние длины волн и полуширины полос системы Ганна приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2
Средние длины волн и полуширины фотометрических полос системы Ганна (J. E. Gunn)

Полоса	$\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda, \text{Å}$
<i>u</i> (<i>u'</i>)	3530	400
<i>v</i> (<i>v'</i>)	3980	400
<i>g</i> (<i>g'</i>)	4930	700
<i>r</i> (<i>r'</i>)	6550	900
<i>i'</i>	8100	2000

Полоса *u* сходна с полосами *U* Джонсона или *W* Тянь-Шаньского каталога. Средние длины волн полос *v* (violet) и *g* (green), соответственно, несколько короче, чем *B* и *V*. Их расположение связано с тем фактом, что в джонсоновские полосы *B* и *V* попадают достаточно сильные эмиссионные линии, присущие спектру ночного неба. В их число входит сильная линия ртути (около 0,44 мкм). Это рассеянный свет ночного освещения населённых пунктов, от которого очень трудно избавиться даже вдали от крупных городов. Эмиссионные линии неба мешают измерению световых потоков от слабых галактик, имеющих низкую поверхностную яркость. Полосы *r* и *i* сходны с полосами *R* и *I* других систем. Измерения в этих полосах позволяют отделить слабые галактики от звёзд. Интегральное распределение энергии в спектрах галактик сходно со звёздами спектрального класса *G*, максимум излучения которых в лабораторной системе длин волн расположен около 5500 Å. Красное смещение сдвигает максимум излучения в спектрах далёких галактик в длинноволновую сторону, и галактики, по отношению к звёздам, приобретают положительный избыток цвета. В системе Ганна производится важный цифровой обзор неба SLOAN. Если обозначения фотометрических полос системы Ганна снабжены верхним штрихом, то это означает, что имеется в виду вариант системы, когда в кривые реакции аппаратуры уже включена функция среднего спектрального пропускания земной атмосферы для пункта наблюдений.

8.7. Фотометрические системы *Hipparcos* и *Tycho*

В 1990-х годах была завершена работа над грандиозным проектом, осуществлённым Европейским космическим агентством. На космическом аппарате *Hipparcos* был выполнен обзор всего неба. В результате для 118 тыс. звёзд были получены высокоточные положения, собствен-

ные движения и звёздные величины (собственно эксперимент Hipparcos), и дополнительно те же параметры, хотя и с меньшей точностью, были определены для двух с половиной миллионов звёзд (эксперимент Tycho). Остановимся на фотометрических системах этих каталогов.

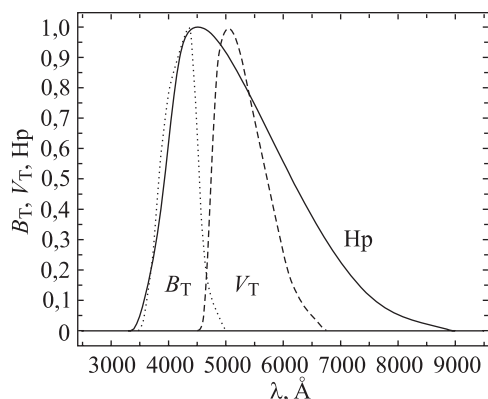


Рис. 8.7. Кривые реакции фотометрических полос детекторов космических экспериментов Hipparcos и Tycho

Кривая реакции главного детектора Hipparcos — это широкая полоса, охватывающая положения полос B и V разных систем. Звёздные величины, полученные в этой полосе, обозначаются H_p . Ошибка определения индивидуального измерения величины H_p для звёзд не слабее 9^m не превышает $0^m,0035$. Кроме главного детектора излучение воспринималось двумя вспомогательными фотометрами, в которых были реализованы полосы, напоминающие B и V системы UBV . Эти величины, обозначаемые B_T и V_T , вошли в каталог Tycho. Ошибка индивидуального измерения величин B_T и V_T равна примерно $0^m,1$. Каждый объект в обзорах Hipparcos и Tycho измерялся за время эксперимента примерно 100 раз. Считая, что фотометрические ошибки непременных звёзд имеют нормальное распределение, получаем, что типичная среднеквадратичная ошибка среднего значения звёздной величины в эксперименте Hipparcos составляет примерно $0^m,0004$, а в эксперименте Tycho — $0^m,01$. Кривые реакции полос H_p , B_T и V_T показаны на рис. 8.7, а средние величины и полуширины полос приведены в табл. 8.3.

Таблица 8.3
Средние длины волн и полуширины фотометрических полос детекторов космических экспериментов Hipparcos и Tycho

Полоса	λ_0 , Å	$\Delta\lambda$, Å
B_T	4200	800
V_T	5400	900
H_p	5200	2500

Глава 9

СРЕДНЕПОЛОСНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Лучше меньше, да лучше.

Поговорка

Широкополосные фотометрические системы, безусловно, обладают тем преимуществом, что в широкие полосы поступает много света, что позволяет на телескопах умеренного размера наблюдать слабые звёзды и применять достаточно простую аппаратуру. Это даёт возможность успешно использовать их для решения задач идентификации небесных объектов и изучения переменности их блеска. Но в задаче о восстановлении распределения энергии в спектре звезды широкополосные системы менее эффективны. Чтобы проводить спектральную классификацию на основе широкополосной фотометрии, нужно быть уверенным в том, что соблюдается целый ряд дополнительных требований, таких, например, как знание класса светимости или отсутствие межзвёздного покраснения. Поэтому, естественно, возникла задача создать фотометрические системы, с помощью которых можно было бы оценивать физические параметры звёзд, такие как эффективная температура $T_{\text{эф}}$, логарифм ускорения силы тяготения на поверхности звезды $\lg g$ и содержание тяжёлых элементов в атмосфере, обычно оцениваемое величиной $[m/H]$. Такие фотометрические системы должны иметь большее количество полос, размещённых в характерных участках спектра звезды.

В оптическом окне прозрачности атмосферы нельзя разместить более пяти неперекрывающихся полос с шириной порядка 1000 \AA . Такие полосы в любом случае будут аналогичны полосам U , B , V , R и I , рассмотренных в предыдущей главе. Чтобы число размещённых полос было больше, они должны быть более узкими. С такой задачей могут справиться среднеполосные фотометрические системы с полушириной полос $100\text{--}300 \text{ \AA}$.

9.1. Система Стрёмгrena *uvby*

Одной из первых среднеполосных систем была система *uvby*, созданная датским астрономом Б. Стрёмгренем (B. Strömgen). Система создавалась для трёхмерной (!) классификации непокрасневших звёзд ранних спектральных классов по спектральным классам, классам светимости и металличности и получила весьма широкое распространение. До создания каталогов Hipparcos и Tycho она занимала по количеству измеренных звёзд второе место после *UBV*. В сводном каталоге измерений в системе *uvby*, доступном на сайте Страсбургского центра звёздных данных (каталог П-115), содержатся сведения более чем о 63000 звёзд.

Всего в системе шесть полос. Из них пять — среднеполосные и одна узкополосная. Их средние длины волн и полуширины приведены в табл. 9.1. Положение полос системы Стрёмгrena на фоне распределения энергии в спектре звезды типа A0 V показано также на рис. 9.1.

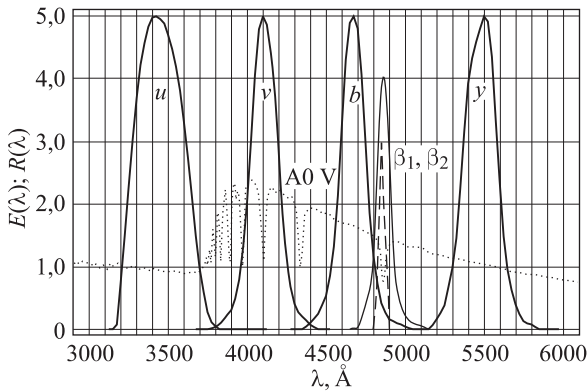


Рис. 9.1. Полосы среднеполосной системы Стрёмгrena *uvby*

Полоса u (ultraviolet) расположена полностью за бальмеровским скачком. Кривая реакции фиолетовой полосы v (violet) своим максимумом почти совпадает с линией H_δ . Кривые реакции полос b (blue) и y (yellow) расположены в континууме между линиями H_γ , H_β и H_β , H_α соответственно. Полосы β_1 и β_2 центрированы на линию H_β .

Из величин, получаемых в системе *uvby*, составляются четыре индекса:

$$b-y, \quad c_1 = (u-v) - (v-b),$$

$$m_1 = (v-b) - (b-y) \quad \text{и} \quad \beta = m(15 \text{ \AA}) - m(150 \text{ \AA}).$$

Таблица 9.1

Параметры полос фотометрической системы Стрёмгрена

Полоса	u	v	b	y	β_1	β_2
$\lambda_0, \text{Å}$	3500	4110	4670	5470	4860(H_β)	4860(H_β)
$\Delta\lambda, \text{Å}$	300	190	180	230	150	15 или 30

Индекс $b-y$ является температурным индексом и по своим свойствам аналогичен показателю цвета $B-V$ системы UBV . Индекс c_1 измеряет высоту бальмеровского скачка. Индекс m_1 является мерой интенсивности спектральных линий поглощения, расположенных вокруг H_δ , поэтому он является индексом металличности. Индексы c_1 и m_1 являются комбинацией двух показателей цвета, поэтому по смыслу близки к параметру Q , но в отличие от него в некоторой степени зависят от межзвёздного поглощения. Чтобы этого избежать, Стрёмгрэн ввёл два новых параметра:

$$[c_1] = c_1 - \frac{E_{c_1}}{E_{b-y}} (b-y) = Q_{ubvy} - Q_{vby}$$

и

$$[m_1] = m_1 - \frac{E_{m_1}}{E_{b-y}} (b-y) = Q_{vby}.$$

Система Стрёмгрена является чисто колориметрической. В ней не определены нуль-пункты звёздных величин в полосах. Для непокрашенных звёзд система Стрёмгрена позволяет отделить сверхгиганты спектрального класса В от В-звёзд главной последовательности, а для звёзд спектральных классов А–F проводить классификацию по светимости. Однако с помощью полос u , v , b и y невозможно отделить покрасневшие звёзды V класса светимости от непокрашенных звёзд III класса светимости. Для того чтобы провести такое разделение, пришлось дополнить систему ещё двумя узкими полосами β_1 и β_2 , предложенными Д. Крауфордом (D. Crawford). Обе они центрированы на линию поглощения H_β , но имеют разную ширину. Полуширина полосы β_1 составляет 150 Å, а полуширина полосы β_2 — 15 Å (в позднейших работах фильтр 15 Å был заменён фильтром 30 Å). Индекс $\beta = -2,5 \lg(\beta_2/\beta_1)$ измеряет интенсивность линии H_β по отношению к непрерывному спектру вокруг неё и обладает тем важным свойством, что *не зависит от межзвёздного покраснения*. Для звёзд В и ранних А он сильно зависит от светимости, и поэтому диаграммы $(\beta, b-y)$ или (β, c_1) для этих звёзд (после учёта межзвёздного покраснения) дают хорошую двумерную классификацию. Для двумерной классификации звёзд поздних подклассов А и класса F очень хорошо подходит диаграмма (β, c_1) , но для этих звёзд уже c_1 измеряет светимость, а β —

температуру. Стрёмгрен и Крауфорд разработали последовательность действий, с помощью которой возможна трёхмерная классификация. Описание этой процедуры можно найти в оригинальных работах, а также в монографии В. Страйжиса. Для примера на рис. 9.2 показана диаграмма ($b-y$, c_1) для звёзд, входящих в каталог HD.

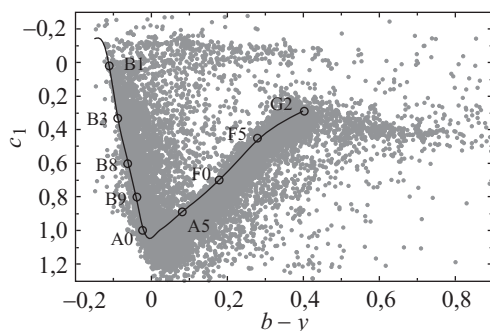


Рис. 9.2. Диаграмма ($b-y$, c_1) для звёзд, измеренных в системе Стрёмгрена и входящих в каталог HD. На рисунке показана линия нормальных показателей цвета для звёзд главной последовательности

Целый ряд исследователей в разное время производили теоретические расчёты, чтобы прокалибровать диаграммы (β , $b-y$) и (β , c_1) по температурам и $\lg g$. В результате калибровки можно на один и тот же график нанести наблюдательные данные и теоретические семейства линий равной температуры и равных значений $\lg g$.

Система $uvby\beta$ представляет собой пример системы, в которой достаточно подробно рассчитаны калибровки для определения температур, абсолютных звёздных величин и факторов содержания металлов. Система неплохо работает при классификации ранних звёзд. Однако для звёзд классов G, K, M она не приспособлена. Задача фотометрической классификации звёзд в широком диапазоне спектров была поставлена в Вильнюсе.

9.2. Вильнюсская фотометрическая система, её предшественники и аналоги

К настоящему времени создано несколько десятков среднеполосных фотометрических систем. Они создавались для решения фотометрическим путём задачи двумерной или трёхмерной спектральной классификации (нахождения спектрального класса, класса светимости и степени металличности). Рассмотрим группу сходных друг с другом

систем, сыгравшую важную роль в развитии среднеполосной звёздной фотометрии.

В первой половине 1960-х годов Дж. Боргман создал семицветную среднеполосную систему, которая применялась для исследования закона межзвёздной экстинкции, для двумерной классификации звёзд с помощью диаграмм $Q-Q$ и для оценки металличности звёзд. Расположение полос этой системы оказалось весьма удачным, но в системе Боргмана было измерено менее 500 объектов.

Вариант системы Боргмана был реализован в середине 1960-х годов Г. Джонсоном и Р. Митчеллом на обсерватории Лунной и планетной лаборатории в Аризоне. После добавления полос в ближней инфракрасной области аризонская система стала тринадцатичерной. По аналогии с системой UBV нуль-пункты аризонской системы заданы так, чтобы средний показатель цвета шести основных звёзд-стандартов системы UBV (см. раздел 8.2) был равен нулю для всех 12 колориндексов, а их средняя звёздная величина в полосе «52» была равна таковой в полосе V . В аризонской системе измерено свыше 1500 ярких звёзд. Подобная среднеполосная многоцветная система позволяет достаточно уверенно решать задачу восстановления вида распределения энергии в спектре и вычисления величин и показателей цвета в любых заданных фотометрических полосах в оптическом окне земной атмосферы с ошибками того же порядка, что и ошибки наблюдений. Большую работу в этом направлении проделали фотометристы ГАИШ, в частности, существенный вклад внёс А. И. Захаров. Этот успех является следствием того, что аризонская система содержит много полос в различных характернейших участках спектра звёзд.

Хорошо продуманная среднеполосная фотометрическая система — это почти спектрофотометрия!

Практически одновременно с появлением системы Боргмана вопрос о возможности выбора оптимальной многоцветной системы, способной классифицировать звёзды всех спектральных классов, светимостей и покраснений был поднят в Вильнюсской обсерватории.

Вот что писал В. Страйжис о целях создания Вильнюсской системы:

«Ни одна из созданных ранее фотометрических систем не давала возможности проводить многомерную спектральную классификацию звёзд при наличии межзвёздного покраснения во всём интервале температур — от самых горячих до самых холодных. Все они ограничиваются или звёздами какого-либо сравнительно узкого интервала спектральных классов, или обеспечивают классификацию только при отсутствии межзвёздного покраснения».

Понятно, что для решения задачи создания фотометрической системы, обеспечивающей эффективную классификацию по спектраль-

ным классам и классам светимости в полном интервале спектральных классов для покраснённых звёзд с различным содержанием металлов, нужно было выбрать расположение и полуширину фотометрических полос среднеполосной системы самым оптимальным образом. Основой выбора служили детальные данные о распределении энергии в спектрах звёзд разнообразных спектральных типов и о законе межзвёздного покраснения. Окончательное положение и ширина полос выбирались путём численных экспериментов. По основным формулам гетерохромной фотометрии (1.12) и (1.14) рассчитывались различные варианты двухцветных диаграмм, диаграмм колор-индекс- Q и $Q-Q$. Путём варьирования расположения, полуширины и формы полос пропускания вильнюским исследователям удалось найти решение, наиболее близко соответствующее поставленной задаче. В 1977 году вышла в свет широко известная монография Страйжиса «Многоцветная фотометрия звёзд» (см. Введение и Список литературы), в которой последовательно изложены история, принципы построения и результаты применения



Рис. 9.3. Слева направо: В. Б. Никонов, В. Л. Страйжис и Б. В. Кукаркин в перерыве между заседаниями на конференции, посвящённой первым итогам применения Вильнюсской фотометрической системы. Вильнюс. Конец 1960-х годов

Вильнюсской фотометрической системы. На фото (рис. 9.3) запечатлён эпизод дискуссии между руководителями работ по созданию вильнюсской системы В. Страйжисом и вдохновителями этих работ, знаменитыми российскими астрономами В. Б. Никоновым и Б. В. Кукаркиным.

Средние длины волн и полуширины полос системы Боргмана, Аризонской системы и Вильнюсской системы приведены в табл. 9.2. Их по-

Таблица 9.2

Параметры полос систем Боргмана, Аризонской и Вильнюсской

Система Боргмана (1962)								
полоса	<i>R</i>	<i>Q</i>	<i>P</i>	<i>N</i>	<i>M</i>	<i>L</i>	<i>K</i>	—
$\lambda_0, \text{Å}$	3295	3560	3750	4055	4550	5240	5880	—
$\Delta\lambda, \text{Å}$	80	90	110	200	200	220	215	—
Аризонская система (1966)								
полоса	«33»	«35»	«37»	«40»	«45»	«52»	«58»	«63»
$\lambda_0, \text{Å}$	3370	100	3750	4020	4590	5180	5830	6350
$\Delta\lambda, \text{Å}$	100		90	200	220	220	220	270
Вильнюсская система (1963–1967)								
полоса	—	<i>U</i>	<i>P</i>	<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>	<i>V</i>	<i>S</i>
$\lambda_0, \text{Å}$	—	3450	3740	4050	4660	5160	5440	6550
$\Delta\lambda, \text{Å}$	—	400	260	220	260	210	260	200
Инфракрасное продолжение Аризонской системы								
полоса	«72»	«80»	«86»	«98»	«110»			
$\lambda_0, \text{Å}$	7240	8000	8580	9850	11080			

ложение относительно типичных спектров звёзд показано далее на рис. 9.7. В Вильнюсской системе имеется семь основных полос.

Полоса *U* (рис. 9.4) находится целиком за бальмеровским скачком и является измерителем количества световой энергии в бальмеровском континууме. Она почти совпадает с полосой *u* системы Стрёмгрена.

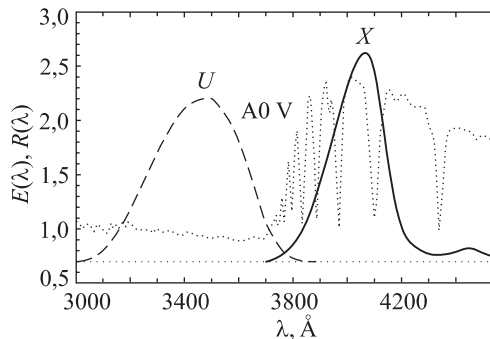


Рис. 9.4. Выбор положения полос *U* и *X* Вильнюсской системы

В Аризонской системе ей аналогична полоса «35». (Позднее оказалось возможным почти без потери информативности увеличить полуширину кривой реакции до 520 \AA и превратить полосу U в полосу W .)

Полоса X (рис. 9.4) аналогична полосе v системы $uvbyz$ и очень близка к полосе «40» Аризонской системы. Её максимум расположен между линиями H_δ и H_ϵ . (Позднее оказалось, что допустимо увеличение ширины полосы X до 470 \AA .) Индекс $U-X$ измеряет высоту бальмеровского скачка.

Полоса Y. Как было описано в гл. 7, нормальный закон межзвёздной экстинкции в координатах λ^{-1} , $A(\lambda^{-1})$ в области $3000\text{--}8000 \text{ \AA}$ представляется двумя прямыми, пересекающимися около 4355 \AA . Неподальё от этой точки расположена полоса Y (см. рис. 9.5). От точки 4355 \AA она отодвинута в длинноволновую сторону, чтобы

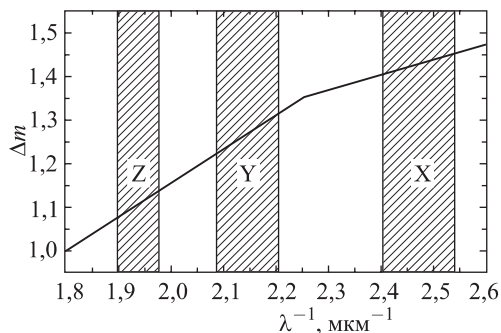


Рис. 9.5. Выбор положения полосы Y Вильнюсской системы

не попадать на линию H_γ . Полоса Y близка к полосе b системы Стрёмгрена. Показано, что диаграмма $(X-Y)$, $(Y-Z)$ является прекрасным средством для грубой спектральной классификации звёзд без знания их межзвёздных покраснений, если среди этих звёзд отсутствуют сверхгиганты.

Полоса P расположена прямо на бальмеровском скачке и предназначена для разделения ранних звёзд по светимости (см. рис. 9.6). Выбор её лучшего положения проводился путём анализа диаграмм $(U-P)$, $(P-Y)$, вычисленных при различных положениях полосы P . Оказалось, что оптимальным положением центра полосы является 3750 \AA . В спектрах белых сверхгигантов это положение почти соответствует максимуму интенсивности, который лежит с длинноволновой стороны от бальмеровского скачка. В спектрах звёзд V класса светимости почти на это место приходится минимум интенсивности с коротковолновой стороны от скачка. Создатели системы считают,

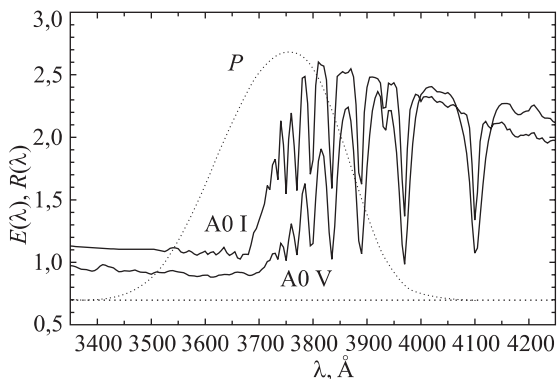


Рис. 9.6. Выбор положения полосы P на бальмеровском скачке

что максимально допустимой полушириной является 260 \AA . Аналогами полосы P Вильнюсской системы являются полоса P системы Боргмана и полоса «37» Аризонской системы.

Полосы Z и S . Выбор полос Z и S связан с требованиями классификации поздних звёзд. Для этой цели наиболее эффективна не двухцветная диаграмма, а диаграмма $Q-Q$. Первый индекс Q должен являться функцией спектрального класса. Таковым является $Q_{XYZ} = (X-Y) - (E_{X-Y}/E_{Y-Z})(Y-Z)$, когда $\lambda_0(Z)$ расположена в области $5000-6000 \text{ \AA}$. Он мало зависит от светимости. Вторым индексом Q должен быть чувствителен к светимости. Таким оказался $Q_{XYS} = (X-Y) - (E_{X-Y}/E_{Y-S})(Y-S)$, где длина волны полосы S находится в интервале $6000-6500 \text{ \AA}$. Численный анализ показал, что оптимальными являются полосы, у которых $\lambda_0(Z) = 5150 \text{ \AA}$ и $\lambda_0(S) = 6560 \text{ \AA}$. Оптимальное положение полосы Z совпало с большой полосой поглощения в спектрах звёзд классов G, K, M, вызванной линиями магния. Аналогом полосы Z является полоса «52» Аризонской системы. Найденное положение середины полосы S практически совпадает со спектральной линией H α .

Полоса T . Для выделения M-звёзд и последующей их классификации отдельно от остальных необходима полоса, совпадающая с одной из полос окиси титана, наличие которых является наиболее характерным свойством M-звёзд. Тогда в сочетании с другой полосой, вне полос TiO (таковой может служить полоса S), она даёт ответ о принадлежности звезды к классу M. Для этой цели предложена полоса T с $\lambda_0(T) = 6250 \text{ \AA}$. Эта полоса близка к полосе «63» Аризонской системы. Показано, что индексы Q_{YTS} и Q_{ZTS} являются хорошими критериями для опознания M-звёзд.

Полоса V. Первоначально Вильнюсская система не предусматривала полосы, связывающей её с другими системами и энергетическими калибровками. Для своих каталогов вильнюсские астрономы давали только показатели цвета и заимствовали величину V из системы UBV Джонсона. Но впоследствии К. Зданавичус показал, что очень полезно ввести полосу V с $\lambda_0(V) \approx 5400 \text{ \AA}$. С одной стороны, эта полоса в сочетании с полосой Z является мерой глубины полосы поглощения, вызываемой линиями магния в спектрах поздних звёзд и, таким образом, может использоваться для двумерной классификации этих звёзд. Тогда можно не использовать иногда полосу T , а система $UPXYZVS$ может быть реализована при помощи фотоумножителя с сурьмяно-цезиевым фотокатодом. С другой стороны, среднеполосная величина V не имеет цветового уравнения по отношению к величине V системы UBV в широком интервале температур, вплоть до поздних M -подклассов. Создатели системы считают, что это позволяет прямо перенести в вильнюсскую систему шкалу величин V из системы UBV и освобождает от необходимости создавать стандарты величин в своей системе. Полоса V была выбрана со средней длиной волны $\lambda_0 = 5440 \text{ \AA}$. Требования к полуширине кривой реакции V не очень строгие. Кривые с полуширинами от 260 \AA до 480 \AA дают сходные результаты. Аналогом величины V является величина y в системе Стремгрена.

Положение полос всех трёх рассмотренных фотометрических систем показаны на рис. 9.7. В Вильнюсской системе все колор-индексы нормированы по условию равенства нулю для непокарасневших звёзд спектрального класса O . В этой системе проведены измерения более чем 15000 звёзд.

В настоящее время предложена система $StromVil$, которая объединяет лучшие свойства системы Стремгрена и Вильнюсской системы.

9.3. Спектральная классификация с помощью Вильнюсской системы

На примере Вильнюсской фотометрической системы покажем основные идеи проведения классификации по температурам и светимостям с помощью среднеполосных фотометрических систем. Поскольку классификацию нужно производить при наличии межзвёздного поглощения, основным инструментом должны быть двухиндексные диаграммы $Q-Q$.

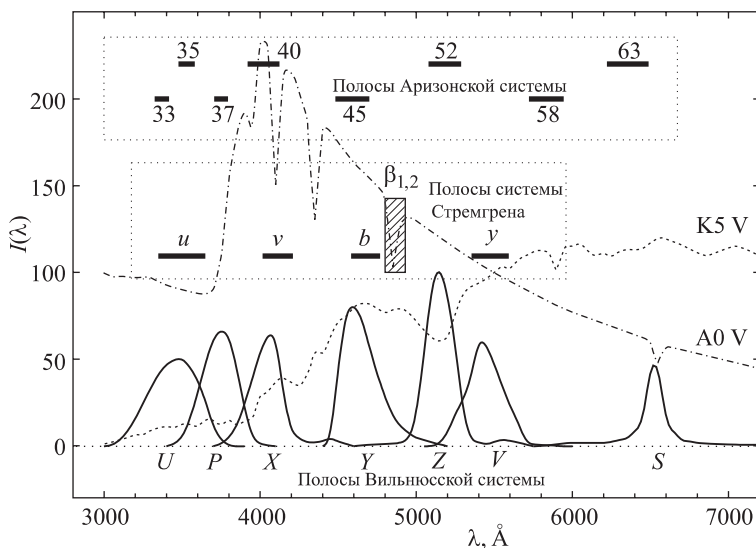


Рис. 9.7. Сравнительное положение полос системы Стрёмгrena, Аризонской и Вильнюсской среднеполосных фотометрических систем. По оси ординат даны относительные спектральные интенсивности для звёзд А0 V и K5 V

Вначале разделим по светимости наиболее горячие звёзды и выделим из общей массы разнообразных звёзд голубые и белые сверхгиганты. В Вильнюсской системе для этого используется диаграмма Q_{UPY} , Q_{PYV} . Положение звёзд основных последовательностей на этой диаграмме показано на рис. 9.8.

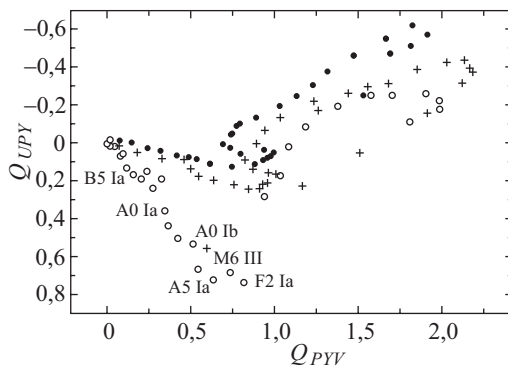


Рис. 9.8. Диаграмма Q_{UPY} , Q_{PYV} для двумерной классификации звёзд В и сверхгигантов А–F. Заполненные кружки — звёзды главной последовательности, прямые крестики — нормальные гиганты, пустые кружки — сверхгиганты

На диаграмме голубые сверхгиганты уверенно отделяются от голубых звёзд-гигантов и ранних звёзд главной последовательности. Вдоль линии сверхгигантов можно производить калибровку по температуре. Подпоследовательности ярких и промежуточных сверхгигантов (классы светимости Ia и Ib) не разделяются. Не разделяются также голубые звёзды V класса светимости от гигантов III класса в интервале спектральных классов от O до, примерно, B5. Обращает на себя внимание тот факт, что наиболее холодный гигант спектрального класса M6 попадает в область, близкую к линии сверхгигантов.

Для классификации звёзд A–F лучше подходит диаграмма Q_{UPY} , Q_{XYV} . На ней хуже разделяются голубые сверхгиганты от главной последовательности, но можно более уверенно провести границу между классами светимости в интервале спектральных классов A–F. Линия звёзд главной последовательности на этой диаграмме монотонна по оси абсцисс: отсутствует обратный ход линии V класса светимости в звёздах A–F. Диаграмма показана на рис. 9.9.

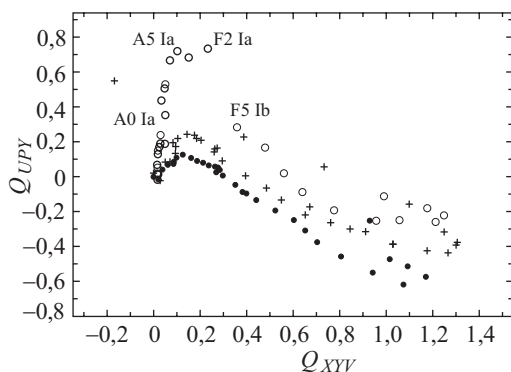


Рис. 9.9. Диаграмма Q_{UPY} , Q_{XYV} для классификации звёзд A–F. Обозначения как на рис. 9.8

Уже на диаграмме Q_{UPY} , Q_{XYV} удовлетворительно отделяются сверхгиганты спектрального класса G от карликов. Ещё убедительнее это можно произвести при использовании диаграммы Q_{UPY} , Q_{XZS} . Она показана на рис. 9.10. На этой диаграмме разделение звёзд по светимостям увеличивается по мере перехода к более поздним спектральным классам. При переходе к K-звёздам разделение между V и III классами всё увеличивается, однако такую диаграмму нецелесообразно применять для двумерной классификации K-звёзд, так как точные измерения ультрафиолетовых величин U и P затруднительны для поздних звёзд.

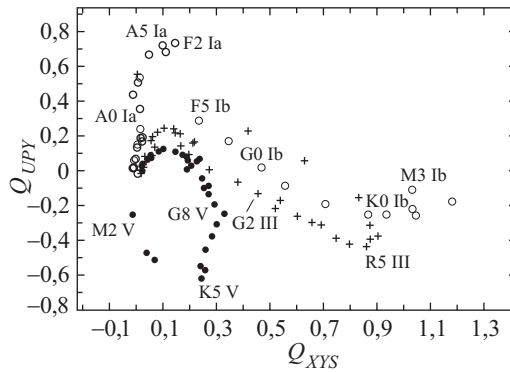


Рис. 9.10. Диаграмма Q_{UPY} , Q_{XYS} для классификации звёзд G. Обозначения как на рис. 9.8

Наконец, наиболее поздние звёзды разделяются по светимостям на диаграмме Q_{XZS} , Q_{XYZ} . Она показана на рис. 9.11. Верр после-

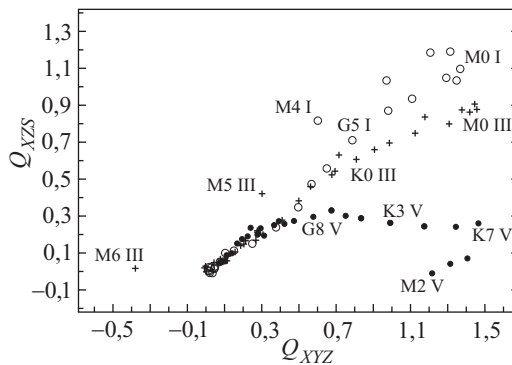


Рис. 9.11. Диаграмма Q_{XYZ} , Q_{XZS} для классификации звёзд спектральных классов K и M. Обозначения как на рис. 9.8

довательностей, выходящих из одной точки, даёт хорошую возможность для классификации. Некоторая трудность заключается в том, что последовательность M-звёзд очень круто поворачивает и M-звёзды начинают перекрываться с K-звёздами. Зато наиболее холодные M-звёзды не перекрываются с голубыми сверхгигантами, как на других диаграммах.

В монографии Страйжиса обсуждаются также возможности, используя индексы Вильнюсской системы, классифицировать звёзды по металличности и другим особенностям химического состава атмосфер, выделять белые карлики, обнаруживать двойные звёзды, звёзды с быстрым осевым вращением и пр. Соответствующие диаграммы

и комментарии к ним можно найти в разделах 10.23–10.31 упомянутой книги.

В настоящее время есть практическая возможность организовать многоцветный обзор неба с борта космического аппарата. Это означает, что можно будет строить фотометрическую систему, опираясь только на особенности распределений энергии в спектре звёзд, а не на расположение окон прозрачности атмосферы Земли. При этом встаёт задача рассчитать такую фотометрическую систему, которая справлялась бы с многомерной классификацией звёзд лучше, чем Вильнюсская система. Поскольку полосы можно будет располагать в значительно более широком интервале длин волн, есть уверенность, что эта задача будет иметь решение.

Глава 10

**ОРГАНИЗАЦИЯ, ПРОВЕДЕНИЕ
И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА
ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ**

Пока есть небо, будь доволен!

В. Брюсов

Процессы фотометрических наблюдений и их обработки тесно связаны между собой. Прежде чем говорить об обработке наблюдений, нужно составить план самих наблюдений, хорошо продумать порядок и объём измерений, чтобы потом не выяснилось, что какие-то измерения оказались невыполненными. Некоторые данные можно получить и после собственно астрономических наблюдений. Например, кривую реакции фотоумножителя можно уточнить и впоследствии. Но восстановить, скажем, атмосферные условия в ночь наблюдений потом уже не удастся. Говоря другими словами, обработка наблюдений начинается ещё до самих наблюдений с планирования наблюдательного процесса.

Независимо от объекта, характера и методов фотометрические измерения включают в себя следующие этапы:

- создание системы стандартов;
- исследование параметров аппаратуры;
- собственно проведение измерений и получение отсчётов в числовом виде;
- учёт аппаратурных эффектов;
- учёт атмосферной экстинкции;
- перевод полученных звёздных величин в стандартную фотометрическую систему.

В настоящей главе мы рассмотрим четыре первых этапа из приведённой схемы.

10.1. Создание системы стандартов

В зависимости от того, какие объекты необходимо наблюдать, в астротометрии возникают два случая.

Первый случай — это исследование переменности. При этом нужно систематически проводить измерения потока излучения одного и то-

го же объекта в течение сезона наблюдений. сезоном может быть и одна наблюдательная ночь, и длительный период до нескольких лет. Измерений должно быть много: десятки и сотни. В этом случае целесообразно построить рядом с измеряемой звездой систему локальных стандартов (*звезды сравнения*). Для звезд сравнения необходимо определить надёжные внеатмосферные звёздные величины в полосах применяемой фотометрической системы. Чтобы это сделать, нужно измерить отношение потоков от звезд сравнения к потокам от звезд-стандартов фотометрической системы.

Второй случай — это создание фотометрического каталога. При этом нужно пронаблюдать много звезд по нескольку раз, обычно от одного до десяти. Если все исследуемые звезды находятся в одном участке неба (например, когда изучается звёздное скопление), то случай близок к предыдущему. Здесь достаточно построить в ближайшей окрестности последовательность звезд сравнения. Но если измеряемые объекты распределены по большой области на небе, то и стандарты должны быть в разных частях небесной сферы.

В зависимости от характера исследуемых звезд могут потребоваться различные стандарты, но, как правило, все стандарты должны удовлетворять трём основным условиям.

Первое условие мы уже обсудили: звезды-стандарты должны быть удобно расположены на небе относительно программных звезд.

Второе условие: звезды-стандарты не должны быть переменными звездами. Установить отсутствие переменности достаточно сложно. Для этого нужны многолетние тщательные наблюдения. Более того, строго говоря, непостоянных звезд не существует. Даже не имея в виду изменений светимости звезды в ходе её эволюции, все звезды, хотя и в разной степени, изменяют свой блеск на интервалах времени от долей секунды до нескольких лет. Одними из наиболее стабильных по блеску групп звезд являются звезды главной последовательности в интервале спектральных классов от поздних F до ранних K. К этой группе принадлежит и Солнце. Энергетическая освещённость, создаваемая Солнцем на верхней границе земной атмосферы, называется *солнечной постоянной*. Она равна $1369,16 \text{ Вт/м}^2$. Уже сам термин «постоянная» свидетельствует о том, что эта величина изменяется мало. В самом деле, солнечная постоянная постоянна с точностью до $0^m,001$. Наличие фотосферной и хромосферной активности, существование 11-летнего цикла вызывает вариации полного энергетического потока от Солнца с размахом примерно в одну *миллимагнитуду* (приблизительно это соответствует 0,1%). Вот это число: $0^m,001$, по-видимому, устанавливает принципиальный предел точности звёздной фотометрии путём сравнения потоков излучения звезд друг с другом. Если в дальнейших исследованиях понадобится измерять величины звезд с большей

точностью, то и сравнение придётся производить с соответствующим стандартным источником. Возможно, это будет искусственный источник. Другой возможностью является сравнение потока от исследуемой звезды с суммой потоков многих звёзд в надежде, что малые несинхронные колебания их блеска будут компенсировать друг друга.

Третье условие заключается в том, что звёзды-стандарты должны иметь такие распределения энергии в спектре, чтобы позволять достаточно точную редукцию их величин из инструментальной фотометрической системы в стандартную и обратно. Этот вопрос мы рассмотрим подробнее в гл. 11.

Чтобы создать систему стандартов по всему небу нужно произвести, желательно неоднократно, сравнение создаваемых ими световых потоков. В многоцветной фотометрической системе это нужно делать в каждой полосе. Элементарный акт измерений состоит из сравнения инструментальных звёздных величин двух звёзд с номерами j и k в фотометрической полосе i . Желательно, чтобы эти измерения проводились непосредственно друг за другом (квазисовременно) и в как можно более сходных условиях. В результате измерений будут получены два отклика прибора G_j и G_k . После учёта аппаратных эффектов и ослабления света в атмосфере, о чём будет рассказано далее, мы получим «обработанные» отсчёты G_j° и G_k° . Разность внеатмосферных инструментальных звёздных величин в фотометрической полосе с номером i равна

$$\Delta m_{j,k}^i = -2,5 \lg \frac{G_j^{\circ}}{G_k^{\circ}}. \quad (10.1)$$

Повторим, что для получения этой разности уже нужно было производить некоторые редукции, для чего уже было необходимо знать внеатмосферные величины хотя бы некоторых стандартов. Из этого замкнутого круга выходят путём итераций. Существенную помощь оказывает также способ Никонова учёта атмосферной экстинкции (см. раздел 11.4).

После измерения всевозможных пар кандидатов в стандарты получается большое количество уравнений вида

$$m_j - m_k = \Delta m_{j,k}^i. \quad (10.2)$$

Выражения (10.2) представляют собой систему условных уравнений, в которых m_j и m_k — неизвестные величины, будущие звёздные величины стандартов, а $\Delta m_{j,k}^i$ — полученные из измерений числа.

Дальнейшую процедуру рассмотрим на примере системы из 6 уравнений с 4 неизвестными. Пусть имеются 4 звезды с номерами a , b , c , d и произведены наблюдения, в результате которых получены разности их инструментальных звёздных величин.

Система условных уравнений будет иметь вид

$$\begin{aligned} m_a - m_b &= \Delta m_{ab}, & m_a - m_c &= \Delta m_{ac}, \\ m_a - m_d &= \Delta m_{ad}, & m_b - m_c &= \Delta m_{bc}, \\ m_b - m_d &= \Delta m_{bd}, & m_c - m_d &= \Delta m_{cd}. \end{aligned} \quad (10.3)$$

Все известные коэффициенты при неизвестных в левых частях уравнений равны либо +1 либо -1. Расширенная матрица этой системы имеет вид

$$\begin{vmatrix} a & b & c & d & l \\ 1 & -1 & 0 & 0 & \Delta m_{ab} \\ 1 & 0 & -1 & 0 & \Delta m_{ac} \\ 1 & 0 & 0 & -1 & \Delta m_{ad} \\ 0 & 1 & -1 & 0 & \Delta m_{bc} \\ 0 & 1 & 0 & -1 & \Delta m_{bd} \\ 0 & 0 & 1 & -1 & \Delta m_{cd} \end{vmatrix}. \quad (10.4)$$

Пользуясь обозначениями Гаусса: $[aa] = \sum_i a_i a_i$, $[ab] = \sum_i a_i b_i$ и т. д., запишем матрицу коэффициентов нормальных уравнений:

$$\begin{vmatrix} [aa] = \Delta m_{ab} + \\ + \Delta m_{ac} + \Delta m_{ad} & [ab] = -\Delta m_{ab} & [ac] = -\Delta m_{ac} & [ad] = -\Delta m_{ad} \\ [ba] = -\Delta m_{ab} & [bb] = \Delta m_{ab} + \\ + \Delta m_{bc} + \Delta m_{bd} & [bc] = -\Delta m_{bc} & [bd] = -\Delta m_{bd} \\ [ca] = -\Delta m_{ac} & [cb] = -\Delta m_{bc} & [cc] = \Delta m_{ac} + \\ + \Delta m_{bc} + \Delta m_{cd} & [cd] = -\Delta m_{cd} \\ [da] = -\Delta m_{ad} & [db] = -\Delta m_{bd} & [dc] = -\Delta m_{cd} & [dd] = \Delta m_{ad} + \\ + \Delta m_{bd} + \Delta m_{cd} \end{vmatrix}. \quad (10.5)$$

Составим сумму 2-й, 3-й и 4-й строк:

$$[-\Delta m_{ab} - \Delta m_{ac} - \Delta m_{ad} \quad \Delta m_{ab} \quad \Delta m_{ac} \quad \Delta m_{ad}]. \quad (10.6)$$

Отсюда легко видно, что первая строка является линейной комбинацией остальных строк, следовательно матрица системы нормальных уравнений вырождена. При любом числе подобных уравнений ранг этой матрицы всегда на единицу меньше, чем число неизвестных, а определитель её равен нулю. В системе (10.4) всегда недостаёт одного независимого уравнения. *Это уравнение произвольного нуля-пункта.* Достаточно приписать к системе условных уравнений дополнительное уравнение вида

$$m_a = M \quad (10.7)$$

или

$$m_a + m_b + m_c + m_d = S, \quad (10.8)$$

где M и S — известные числа, как система становится определённой и имеющей единственное решение.

Новая матрица коэффициентов условных уравнений будет иметь следующий вид:

$$\left| \begin{array}{cccc|c} a & b & c & d & l \\ 1 & -1 & 0 & 0 & \Delta m_{ab} \\ 1 & 0 & -1 & 0 & \Delta m_{ac} \\ 1 & 0 & 0 & -1 & \Delta m_{ad} \\ 0 & 1 & -1 & 0 & \Delta m_{bc} \\ 0 & 1 & 0 & -1 & \Delta m_{bd} \\ 0 & 0 & 1 & -1 & \Delta m_{cd} \\ \hline 1 & 1 & 1 & 1 & \Sigma m_{abcd} \end{array} \right|. \quad (10.9)$$

Новая матрица коэффициентов нормальных уравнений станет следующей:

$$\left| \begin{array}{cccc} [aa] = \Delta m_{ab} + m_{ac} + \Delta m_{ad} + \Sigma m_{abcd} & [ab] = -\Delta m_{ab} + \Sigma m_{abcd} & [ac] = -\Delta m_{ac} + \Sigma m_{abcd} & [ad] = -\Delta m_{ad} + \Sigma m_{abcd} \\ [ba] = -\Delta m_{ab} + \Sigma m_{abcd} & [bb] = \Delta m_a + \Delta m_{bc} + m_{bd} + \Sigma m_{abcd} & [bc] = -\Delta m_{bc} + \Sigma m_{abcd} & [bd] = -\Delta m_{bd} + \Sigma m_{abcd} \\ [ca] = -\Delta m_{ac} + \Sigma m_{abcd} & [cb] = -\Delta m_{bc} + \Sigma m_{abcd} & [cc] = \Delta m_{ac} + m_{bc} + \Delta m_{cd} + \Sigma m_{abcd} & [cd] = -\Delta m_{cd} + \Sigma m_{abcd} \\ [da] = -\Delta m_{ad} + \Sigma m_{abcd} & [db] = -\Delta m_{bd} + \Sigma m_{abcd} & [dc] = -\Delta m_{cd} + \Sigma m_{abcd} & [dd] = \Delta m_{ad} + \Delta m_{bd} + m_{cd} + \Sigma m_{abcd} \end{array} \right|. \quad (10.10)$$

Определитель матрицы (10.10) не равен нулю!

Решая систему (10.9) способом наименьших квадратов, получаем в результате *увязанную* систему звёздных величин стандартов. Значения произвольных параметров M или S обычно выбирают так, чтобы получающиеся величины звёзд находились бы в привычном интервале значений. Например, чтобы звёздная величина V для Веги оказалась равной $0^m,03$, как в системе UBV Джонсона.

Современные вычислительные машины способны решить систему из 10–20 тыс. уравнений вида (10.9) с несколькими сотнями (если не тысячами) неизвестных. Именно таким способом были получены ве-

личины стандартов Тянь-Шаньской фотометрической системы *WBVR*. Заметим, что одним из первых, кто использовал описанный способ увязки наблюдений, был В. К. Цераский. Подобная процедура описана в его докторской диссертации, опубликованной в 1887 году.

10.2. Измерение кривой реакции фотометра

Чтобы обеспечить возможность правильных редуций фотометрических измерений за атмосферу и на стандартную систему, необходимо знать кривую реакции полного тракта приёмника излучения. Структуру этой функции мы уже обсуждали в гл. 1 (формула (1.17)):

$$R'_i(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot o(\lambda) \cdot \varphi_i(\lambda).$$

Здесь $R'_i(\lambda)$ — кривая реакции, $\varepsilon(\lambda)$ — спектральная чувствительность приёмника, $o(\lambda)$ — спектральное пропускание оптики телескопа, $\varphi_i(\lambda)$ — спектральное пропускание светофильтра с номером i . Итак, чтобы получить кривую реакции, нужно знать функции $\varepsilon(\lambda)$, $o(\lambda)$ и $\varphi_i(\lambda)$. Рассмотрим способы определения этих функций.

Кривые пропускания светофильтров. В любом случае, для измерения всех трёх кривых требуется монохроматор. При измерении зависимости $\varphi_i(\lambda)$ свет определённой длины волны направляется на фотоэлектрический приёмник то напрямую, то через измеряемый светофильтр. В предположении линейности приёмника, отношение отсчётов даёт непосредственно пропускание светофильтра в данной длине волны. При применении стандартных светофильтров, данные о которых имеются в ГОСТ и справочниках, следует сравнить полученные результаты с данными справочника.

Пропускание оптики телескопа. Если в применяемой оптической схеме есть элементы, через которые свет проходит насквозь, такие как объектив телескопа-рефрактора, корректирующая пластинка Шмидта, мениск Максудова, линза — корректор поля и пр., то они и определяют спектральное пропускание телескопа. Стекло для ультрафиолетового излучения. Если предполагается регистрировать излучение с длинами волн короче 300 нм, то следует применять кварцевую оптику или специальные кристаллы, такие, например, как LiF, ВаF₂ и т. п. С длинноволновой стороны стекло начинает плохо пропускать излучение начиная примерно с 2,5 мкм. Флюорит (СаF₂) и ВаF₂ прозрачны до 10 мкм и даже несколько далее. В далёкой ИК-области (до 100–1000 мкм) прозрачны германий, кремний и алмаз.

При использовании чисто зеркальных систем спектральное пропускание оптики определяется кривой отражения от поверхности зеркал. В области длин волн более 10–12 мкм металлы обладают коэффици-

ентом отражения, близким к единице. В видимой и ультрафиолетовой областях проявляется внутренний фотоэффект и зависимости усложняются. Наиболее популярным веществом для покрытия поверхности зеркал является алюминий. Он отражает более 90% света с длиной волны более 200 нм. Серебро имеет резкий минимум коэффициента отражения около 316 нм. В последние годы на алюминиевое покрытие астрономических зеркал часто наносят тонкий слой монооксида или двуоксида кремния, в результате чего имеет место депрессия коэффициента отражения в оранжевой области. Пропускание оптики телескопа учитывают, как правило, расчётным путём. Для зеркальных систем иногда изготавливаются *свидетели*. Свидетель — это маленькое зеркало, на которое напыляют отражающий слой одновременно с основным зеркалом (в той же камере). Впоследствии свидетель помещается в трубу телескопа и находится в тех же условиях, что и основная отражающая поверхность, стареет вместе с ней. Время от времени свидетель можно извлекать и контролировать его спектральную кривую отражения на монохроматоре.

Спектральная чувствительность фотокатода или ПЗС. Получить кривую спектральной чувствительности фотокатода можно несколькими способами. Опишем два из них. В первом способе нужно иметь другой фотокатод с известной спектральной чувствительностью. Освещая попеременно оба фотокатода светом от монохроматора и регистрируя сигнал одинаковым образом, можно получить спектральную кривую исследуемого фотокатода. Для второго способа требуется приёмник излучения, имеющий одинаковую спектральную чувствительность во всех длинах волн изучаемого диапазона. Таким свойством обладают некоторые болометры и пирометры. Излучение от монохроматора попеременно измеряется неселективным приёмником и исследуемым фотокатодом. Возможен случай, когда исследуемым прибором является не просто ФЭУ со своим фотокатодом, а целиком фотометр со всей своей оптикой. Второй способ в принципе пригоден и для исследования спектральной чувствительности пикселей ПЗС-матрицы.

10.3. Составление программы наблюдений и проведение измерений

Составление программы измерений всегда является творческим процессом, но, пожалуй, следует выделить только несколько советов, пригодных во многих случаях.

При выборе объектов для измерений следует оценить возможную ошибку. Она будет зависеть от блеска измеряемого объекта, от размера телескопа, от чувствительности аппаратуры и выбранного времени

накопления сигнала. Нужно позаботиться о том, чтобы всегда были надёжные звёзды-стандарты. На основе оценки ошибки можно сделать прогноз реальности получения значимого результата. В любом случае, кроме наблюдений основного объекта программы необходимо сделать ряд вспомогательных измерений, иначе будет невозможно обработать полученные данные.

Если проводятся наблюдения с фотоэлектрическим фотометром, следует оценить, насколько часто нужно измерять величину темнового тока, когда измерять сигнал от фона неба, какой выбрать размер диафрагмы, и придерживаться этих установок в течение ночи. При обработке суммарный сигнал от фона неба и от темнового тока нужно вычесть из полного зарегистрированного отсчёта.

Если наблюдения проводятся с ПЗС-фотометром, то необходимо получить кадр для измерения тока смещения (*bias*) и в каждой фотометрической полосе — кадры равномерного освещения (плоское поле). Величина тока смещения — это сигнал, регистрируемый при нулевом времени экспозиции; при обработке его нужно вычесть из полученных отсчётов. По кадру плоского поля нужно получить относительную чувствительность каждого пиксела и привести все измерения к единой чувствительности по кадру («разделить на плоское поле»).

Наблюдатель должен иметь хорошее представление о свойствах измерительной аппаратуры. Нужно быть уверенным, что приёмник излучения достаточно стабилен. Например, если вы уверены, что отсчёт на стандартный источник излучения в пределах желаемой точности за 20–30 минут не изменяется, то, следовательно, измерения стандарта можно производить не чаще, чем через эти же 20–30 минут. Чрезвычайно полезно проверить постоянство отсчётов на стандартный источник при различных положениях телескопа относительно монтировки.

Если наблюдения проводятся с электрофотометром, то нужно по лабораторным измерениям выбрать рабочее напряжения питания и уровень дискриминации. Необходимо убедиться, что отсчёт на звезду не зависит от её положения в диафрагме.

При всех видах измерений нужно знать, в каких пределах отклик прибора пропорционален измеряемому сигналу. При выходе за эти пределы нужно знать вид и величину отклонений от линейности, чтобы учесть их при обработке.

Важное значение имеет правильная регистрация времени при наблюдениях. Временное обеспечение наблюдений может производиться разными способами. Но наблюдатель всегда должен быть уверен, что время установлено с необходимой точностью и регистрируется в каждый момент измерений.

Собственно наблюдения проводятся по схеме, которую разрабатывает наблюдатель. Но в схему должен быть включён ряд обязательных действий. В начале наблюдений должны быть записаны:

- 1) фамилии наблюдателей;
- 2) дата наблюдений в форме *вечерняя дата — утренняя дата / месяц/год*;
- 3) инструмент, на котором ведутся наблюдения;
- 4) состояние погоды.

Во время наблюдений необходимо регистрировать:

- 1) моменты времени измерений;
- 2) наименования объектов измерений;
- 3) для параллактических монтаровок — положение (перекладку) телескопа;
- 4) параметры режима измерений и все его изменения в течение ночи;
- 5) время и причины перерывов в измерениях.

В конце наблюдений должны быть отмечены причина и время окончания измерений.

При измерениях с фотоэлектрическим фотометром или с ПЗС-фотометром результаты получаются непосредственно в цифровом виде. При фотографических наблюдениях на проявленной фотопластинке должны быть измерены почернения необходимых объектов, как исследуемых, так и вспомогательных.

10.4. Порядок подготовки данных и проведения измерений в ходе составления Тянь-Шаньского WBVR-каталога

В качестве примера опишем кратко аппаратуру, порядок подготовки и порядок проведения наблюдений, которые были реализованы при создании Тянь-Шаньского WBVR-каталога. Описываемый аппаратурно-программный комплекс в некоторых статьях и отчётах упоминается под кодом АФК-2.

Основной телескоп, на котором работали в Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ — это 48-сантиметровый кассегреновский рефлектор АЗТ-14. Его эффективное фокусное расстояние 7,67 м, а масштаб в фокальной плоскости 27"/мм. Телескоп был оснащён фотоэлектрическим фотометром, разработанным В.Г. Корниловым и А.В. Крыловым для массовых определений величин ярких звёзд в фотометрической системе WBVR. Это был четырёхполосный фотометр. Оптическая схема подобного прибора была показана в разделе 4.11. В первой версии этого фотометра, использовавшегося в 1985–1989 годах, ещё не при-

менялись дихроичные светоделители, а измеряемый световой поток делился между четырьмя каналами с помощью обычных полупрозрачных зеркал. Каждое такое зеркало представляло собой тонкий, частично отражающий и частично пропускающий свет слой алюминия, напылённый в вакууме на прозрачную подложку. Первый светоделительный слой расщеплял исходный поток света на два пучка, которые в свою очередь делились следующими слоями на две части каждый. Отношение интенсивностей отражённого и прошедшего света и доля поглощённого света определяются толщиной напылённого слоя. Основная доля света направлялась в канал, предназначенный для измерений в ультрафиолетовой полосе. Оставшийся свет делился между другими тремя каналами примерно поровну. Точнее, отношение световых потоков, направляемых в четыре канала, соответственно было равно $W : B : V : R = 0,6 : 0,1 : 0,15 : 0,15$. При этом для звёзд спектрального класса G0 соотношение сигналов в каналах фотометра составляло соответственно $W : B : V : R = 0,8 : 1,8 : 1,0 : 0,7$.

В фокальную плоскость телескопа помещался блок переключаемых диафрагм. Всего было предусмотрено 8 диафрагм, размер которых с учётом фокусного расстояния телескопа АЗТ-14 равнялся соответственно 150", 90", 60", 45", 30", 20", 15" и 10". В процессе наведения на звезду диафрагма подсвечивалась со стороны телескопа тёмно-красным светом от светодиода АЛ102. Такая подсветка делала видимым наблюдателю только узкое кольцо края диафрагмы. Малое общее количество света и сильный цветовой контраст позволяли одновременно видеть и слабую звезду, и диафрагму.

После диафрагмы свет попадал в светоделительный блок, а из него через светофильтры W , B , V и R и линзы Фабри — на фотокатоды четырёх фотоумножителей типа ФЭУ-79. Инструментальные полосы пропускания, реализованные в данном фотометре, характеризовались параметрами, которые были показаны в табл. 4.1.

В фотометре использовались четыре идентичных усилителя импульсного сигнала. Каждый усилитель состоял из двух основных частей — предварительного усилителя с коэффициентом усиления примерно 50 и дискриминатора-формирователя. Уровень дискриминации устанавливался с точностью 0,1 мВ. Амплитуда выходного импульса была больше 2,5 В. Длительность фронта импульса на выходе была не более 3 нс, а мёртвое время τ составляло примерно 25–30 нс. Усилители были расположены непосредственно в блоке фотометра, укреплённого на телескопе.

Усиленные и сформированные импульсы по коаксиальному кабелю поступали на счётчики импульсов. Результаты счёта передавались в регистры управляющей и регистрирующей ЭВМ. Кроме импульсов от усилителей, на счётчики поступали данные от датчика времени,

в качестве которого применялся синхронметр (электронные часы) типа Ч7-15. Импульсы от синхронметра использовались, чтобы точно задавать интервал времени накопления. В нужный момент с этого же синхронметра в память ЭВМ вводилось абсолютное значение времени. Система накопления сигнала контролировала ход этого накопления.

Пусть за единичный интервал времени Δt на вход счётчика поступает в среднем n импульсов, а за время t в среднем накапливается \bar{N} импульсов. Предположим далее, что необходимо, чтобы относительная статистическая погрешность одного измерения не превышала некоторого числа ϵ . Квантовые флуктуации светового потока подчиняются распределению Пуассона, согласно которому дисперсия измеренного количества импульсов $\sigma^2 = \bar{N} = nt$. Среднеквадратическое уклонение $\sigma = \sqrt{nt}$, а относительная среднеквадратическая ошибка $\epsilon = \sqrt{nt}/nt = 1/\sqrt{nt}$. Следовательно, чтобы достичь относительной ошибки менее 1%, необходимо накопить $N(\epsilon) = nt \geq 10^4$ импульсов, менее 0,5% — $N(\epsilon) \geq 4 \cdot 10^4$, и менее 0,1% — $N(\epsilon) \geq 10^6$ импульсов. Время накопления t , необходимое для получения относительной ошибки не более чем ϵ , равно $N(\epsilon)/n$.

Кроме квантовых флуктуаций световой поток от звезды испытывает флуктуации атмосферных мерцаний. Процесс мерцаний имеет широкий частотный спектр. Наиболее характерные частоты заключены в интервале от 10 до 100 Гц, однако имеется и низкочастотная составляющая мерцаний с частотами до 0,1 Гц. В связи с этим даже при очень больших световых потоках не следует применять экспозиции меньше, чем примерно 10 с. Оба эти процесса, квантовые флуктуации и мерцания, влияют на величину средней квадратической ошибки σ среднего значения количества импульсов за принятое время экспозиции, которое определяется по обычной формуле

$$\sigma_n^2 = \sum_i^n \frac{(N_i - \bar{N})^2}{m(m-1)},$$

где m — число измерений, N_i — результаты индивидуальных измерений, а \bar{N} — среднее количество импульсов за одно измерение.

Удобно, если ваша аппаратура в процессе накопления в каждый момент будет «знать», чему равна относительная среднеквадратическая ошибка $\epsilon = \sigma_N/\bar{N}$, и завершит процесс после достижения заданной точности. Для этого нужно накапливать сигнал сериями, состоящими из измерений с малым временем экспозиции, из малых интервалов времени. Оптимальная продолжительность таких микроэкспозиций составляет 5–20 мс.

При наблюдениях по программе создания Тянь-Шаньского каталога сигнал накапливался сериями по 64 экспозиции по 20 мс каждая. Для записи такой серии был организован специальный буфер в памяти

ЭВМ. После накопления каждого очередного буфера снова вычислялись среднее и относительная ошибка по всем данным измерений текущей звезды. Если после накопления очередных 64 чисел заданная точность не достигнута, то нужно накопить ещё 64 числа, и так далее. Когда относительная среднеквадратическая ошибка по всем четырём каналам становилась меньше наперёд заданных значений, накопление заканчивалось. При слабых сигналах (например, от фона неба) бывало так, что за разумное время невозможно достичь заданной величины относительной ошибки. Тогда, естественно, накопление заканчивалось по истечении определённого времени. В стандартном варианте максимальное время накопления составляло 30 с. По окончании последнего накопления управляющая программа выдавала на дисплей результаты накопления.

Прежде чем начать наблюдения, нужно было быть готовым «объяснить» управляющей программе, какие звёзды и в каком порядке мы будем наблюдать. Списки звёзд для наблюдений в текущую серию ночей выбирались по специальной программе из большого каталога, хранившегося на магнитном носителе. Каждый список мог включать до 64 объектов, для каждого из которых приводились идентификационный номер, прямое восхождение и склонение, пересчитанные на эпоху наблюдений, и, если таковые имелись, звёздная величина и спектральный класс. В списке также содержался признак, показывающий, наблюдалась ли данная звезда нами раньше.

Для наблюдений переменных звёзд соответствующий список содержал саму переменную, звёзды сравнения и контрольные звёзды. Для каталожных наблюдений обычно составлялись специальные списки звёзд, содержащихся в так называемых «площадках». Каждая «площадка» объединяла до 64 программных звёзд, расположенных в зоне шириной 3° по склонению и около 1 часа по прямому восхождению.

Из 16 списков составляли «список списков», который хранился на магнитном диске ЭВМ. Наблюдатель с помощью программы управления наблюдениями легко мог выбрать из них оптимальный для наблюдений в данный момент. Обычно было подготовлено несколько «списков списков». Процессом наблюдений управляла специальная программа, называвшаяся «OPERA» (т. е. помогающая ОПЕРАтору работать с фотометром).

В начале работы в диалоговом режиме по запросу программы выполнялись следующие действия:

- вводилась дата наблюдений (относящаяся к вечеру текущей ночи);
- устанавливалось мировое время;
- вводились фамилии наблюдателей;

- устанавливался режим накопления, т.е. указывалось, в каких каналах и до какой величины относительной среднеквадратической ошибки будет вестись накопление;
- устанавливалась предельная величина экспозиции; выбирался текущий список из текущего «списка списков».

После выбора текущего списка программа выдавала на экран дисплея строку, в которой содержались данные о первой звезде из выбранного списка. Список можно было «перелистывать», т.е. нажимая соответствующую клавишу на клавиатуре терминала, последовательно вызывать на экран данные о звёздах списка. При выдаче строки на экран программа пересчитывала прямое восхождение в текущее значение часового угла и вычисляла воздушную массу звезды. Эти значения выдавались на экран и изменялись с течением времени.

После выбора звезды из списка требовалось навести на неё телескоп. Телескоп АЗТ-14 неавтоматизированный. Поэтому программа, помогая наблюдателю, передавала под купол на специальное световое табло сведения о звезде, на которую нужно наводиться: её номер, часовой угол (он менялся на табло со временем!), склонение, звёздную величину и спектральный класс. В соответствии с этими координатами телескоп устанавливался по кругам на заданную область. После этого нужно было убедиться (глядя в гид и подсмотры фотометра), что звезда находится почти на кресте нитей.

Чтобы можно было хорошо навести телескоп по координатам, требовалось систематически заботиться о том, чтобы штатив телескопа был установлен правильно, т.е. азимут и возвышение над горизонтом полярной оси были выставлены с максимально возможной точностью. Любой телескоп имеет ошибку коллимации, возникающую из-за неперпендикулярности полярной оси и оси склонений друг другу. Угол коллимации измерялся (обычно он составлял несколько дуговых минут) и вводился в качестве параметра в программу, пересчитывающую координаты. Управляющей программе сообщалось, где находится труба телескопа по отношению к колонне (могут быть два положения: труба-восток и труба-запад), и программа учитывала коллимацию с соответствующим знаком. В результате было возможно вручную выставлять телескоп на звезду с ошибкой, не превышающей одной минуты дуги. Такая точность наведения при работе со звёздами ярче 8-й величины избавляла от необходимости сверяться с карточками окрестностей или с каким-либо звёздным атласом.

Увидев звезду в подсмотр фотометра и сообразив, что она похожа на звезду той звёздной величины и того спектрального класса, которые высвечены на табло, наблюдатель тонкими движениями телескопа добивался того, чтобы изображение звезды «проваливалось» в диафрагму

и находилось вблизи её центра. Далее нужно было отодвинуть ручную призму задиафрагменного подсмотра и начинать накопление.

Не более чем через 30 с измерение заканчивалось и результаты выдавались на экран дисплея, на котором, строчка за строчкой, создавался журнал наблюдений. Параллельно с выдачей на экран содержание журнала запоминалось на магнитном носителе. Пример такого журнала показан в табл. 10.1. Журнал содержит информационные строки и строки комментариев. Первые восемь строк приведённого фрагмента журнала — это строки комментария. Они отмечены символом * в первой позиции. Первая строка говорит о том, что наблюдения ведутся на программно-аппаратурном комплексе АФК-2; дата наблюдений 20/21 февраля 1995 года. Вторая строка сообщает нам, что в момент $11^{\text{h}}40^{\text{m}}15^{\text{s}}$ мирового времени в управляющую ЭВМ было введено уточнённое время. Третья строка содержит имя выходного файла. Оно состоит из кода даты наблюдений и стандартного расширения .FTO.

Таблица 10.1

Пример записи измерений с четырёхканальным электрофотометром

```
*AFC-2-2      1995,FEB 20
*UT SETED IN  11 40 15
*OUT:200295.FTO
* 11 40 21:Миронов, Мошкалев
* 11 40 24:HYADES
* 11 40 26:REGIME:      W= 5  B= 5  V= 5  R= 5
* HYADES (2000) MID 4-14 => 4-39          *63[63]
* 13 37 03:EXPOSITION:  30
S  2400DC 133728      6.16 93      2.13 >      1.33 >      7.19 86
* 13 39 30:T 10.04 R 57.0 7.07
S  2400DC 134601      8.96 72      8.73 70      3.89 >      12.09 67
S  2400SD 134635 300176 1 125820 1 38698 3 145492 1
S  2400   134807      5106 3 12435 2 4266 3 2820 4
S  2400#  134916 11.69 58 10.03 60 3.33 > 12.59 60
S  3403   135234 9404 3 27995 2 8243 3 4825 4
300039 135544 615.5 7 1624 4 767.1 6 636.4 7
300041 135832 10881 4 50633 2 32182 2 30908 2
300045 140007 6220 3 17575 2 5886 3 3671 4
300047 140131 14640 3 42985 2 12484 3 7021 4
300049 140337 494.5 8 1219 5 541.9 8 428.6 9
300049# 140654 7.96 70 5.83 81 4.26 > 9.59 74
S  2400   140924 5019 3 12364 2 4231 3 2819 4
S  3403   141259 9661 3 28287 2 8262 3 4780 4
300039 141523 608.7 7 1614 4 759.3 6 634.3 7
300041 141709 10879 4 50246 2 32176 2 30558 2
300045 141807 6159 3 17388 2 5789 3 3581 4
300047 141857 14611 3 43030 2 12379 3 7014 4
300049 142017 487.6 8 1217 5 525.5 8 425.6 9
300049# 142350 8.93 67 7.09 87 3.93 > 10.29 66
S  2400   142556 4964 3 12284 2 4244 3 2778 4
S  3403   142816 9669 3 28236 2 8263 3 4804 4
```

* Ну, и так далее...

В четвёртой строке даны фамилии наблюдателей и время ввода этого комментария. В пятой строке показан код режима накопления; числа 5 после наименований полос означают, что накопление ведётся до тех пор, пока относительная ошибка в каждом из каналов не станет меньше, чем 5 промилле. В шестой строке — наименование объекта наблюдений. В данном случае наблюдаются звёзды рассеянного скопления Гиады. Дальнейшая запись в этой строке информирует о том, что координаты в списке приведены на эпоху 2000.0, что этот список имеет наименование MID и содержит объекты в интервале прямых восхождений от $4^{\text{h}}14^{\text{m}}$ до $4^{\text{h}}39^{\text{m}}$. Наконец, последний текст в шестой строке говорит, что в подготовленном списке 63 звезды, причём все 63 (число в квадратных скобках) ещё не наблюдались в данной программе. Седьмая строка сообщает, что в том случае, когда не удаётся достичь заданной точности, накопление прерывается через 30 с. Эти восемь строк журнала наблюдений формируются управляющей программой по результатам начального диалога.

Десятая строка также является комментарием. В неё оператор ввёл вручную данные со вспомогательных приборов. Контроль чувствительности регистрирующей системы производился путём систематического измерения потока от опорного лабораторного источника излучения: светодиода, расположенного внутри корпуса фотометра, свет которого достигает фотокатодов во всех четырёх каналах. Интенсивность излучения светодиода зависит от величины тока, проходящего через светодиод, и температуры излучающего прибора. Эти параметры должны контролироваться, чтобы можно было пересчитать измеренный поток к единым значениям тока и температуры. Число после символа «Т» — это значение тока через светодиод, а два числа после символа «R» — это отсчёты величин двух термосопротивлений, установленных для измерения температуры и находящихся в непосредственном тепловом контакте со светодиодом.

Остальные строки фрагмента, кроме самой последней, являются информационными. Каждая информационная строка состоит из 11 полей.

- В первом поле содержится дополнительные коды объекта; символ «S» указывает на то, что измеряемый объект является звездой-стандартом.
- Во втором поле содержится идентификационный номер звезды и необязательный комментарий к этому номеру; номер звезды означает, как правило, что телескоп наведён в область неба, где находится этот объект. Комментарий «#» означает, что измеряется фон неба рядом с объектом. Комментарий DC, что затвор закрыт и измеряется темновой ток (dark counter). Комментарий SD означает, что измеряется не звезда, а свет от контрольного светодиода.

- Третье поле содержит автоматически записываемое время середины экспозиции. Например, код 133728 означает, что измерение произведено в $13^{\text{h}}37^{\text{m}}28^{\text{s}}$ мирового времени.
- Поля с четвёртого по одиннадцатое содержат четыре пары чисел, являющиеся собственно отсчётами на данную звезду. Первое число каждой пары — это отсчёт на звезду, а второе — относительная ошибка в промилле.

На весь процесс «наведение + накопление» наиболее опытные наблюдатели тратили не более одной минуты. Впрочем, работать в таком темпе трудно, и быстро наступает усталость. Рекорд количества наведений был установлен И. М. Волковым, который (вместе с ассистентом у пульта терминала), выполняя программу каталожных наблюдений, за 9-часовую ночь сделал около 700 циклов «наведение + измерение» для программных звёзд (по два раза на каждую звезду) и вспомогательных объектов, так что в каталог вошли новые сведения о 300 звёздах.

Как правило, наблюдения начинались с наведения на один или несколько стандартов, а также на фон неба в исследуемой области. Сведения о всех рабочих стандартах системы *WBVR* имелись в распоряжении управляющей программы, поэтому сведения о стандартах не нужно было включать в списки. В любой момент можно было вызвать координаты и другие сведения о любом рабочем стандарте, набрав соответствующую команду и задав номер этого стандарта. Один из стандартов, на который непременно будет произведено наведение, объявлялся основным. В начале работы с очередным списком программа напоминала о необходимости задать номер такого основного стандарта. Каждую выдаваемую на экран строку программа завершала предварительным значением внеатмосферной звёздной величины измеренной звезды в полосе *V*; это значение опиралось на звёздную величину основного стандарта, который должен быть измерен ранее, и на стандартные приближённые значения коэффициентов атмосферной экстинкции. Это полезная справочная информация (она не записывалась в журнал наблюдений на внешнем носителе), которая помогала не ошибиться в идентификации звезды и при повторном наведении на ту же звезду позволяла оперативно следить за изменениями чувствительности аппаратуры и изменениями прозрачности.

В процессе работы можно было с помощью специального набора команд произвести следующие операции:

- вызвать на экран таблицу *HELP* функционального назначения управляющих клавиш и последовательностей символов;
- вызвать на экран текущее значение звёздного времени;
- вызвать для наведения последующую звезду списка;
- вызвать для наведения предыдущую звезду списка;

- указать, что будет производиться измерение фона неба в окрестности заданной звезды;
- вызвать для наведения основной стандарт;
- заменить основной стандарт;
- вызвать для наведения любой рабочий стандарт по его номеру;
- последовательно вызвать для наведения все рабочие стандарты, которые в настоящий момент имеют воздушную массу, близкую к воздушной массе основного стандарта (так проводилась привязка стандартов друг к другу по методу равных высот);
- ввести дополнительную звезду в список;
- запустить накопление;
- запустить серию накоплений, задав длину этой серии;
- остановить ошибочно запущенное накопление;
- вызвать на экран прошлые наблюдения текущей ночи, начиная с заданного момента времени;
- вызвать на экран все наблюдения какой-либо одной звезды, задав её номер;
- вызвать на экран наблюдения фона неба;
- внести комментарий к номеру звезды (комментарий состоял из одного или двух символов; например, текст *AB* обычно означал, что измеряется двойная звезда и оба её компонента «провалены» в диафрагму и измеряются совместно);
- ввести любой текстовый комментарий (цифрами, кириллицей и латынью);
- вызвать новый список из «списка списков»;
- подать команду на завершение наблюдений.

В результате наблюдений под управлением программы OPERA на магнитном носителе создавался файл с журналом наблюдений. Основные принципы измерений программных звёзд и вспомогательных объектов сохраняются при любых фотометрических измерениях с фотометрами любых типов.

10.5. Первичная обработка данных измерений

При обработке наблюдений в первую очередь необходимо учесть аппаратные эффекты. Разумеется, в зависимости от метода измерений количество и состав аппаратных эффектов будет различным. Общий принцип состоит в том, что измерения должны быть редуцированы таким образом, чтобы отсчёты стали такими, как будто бы при наблюдениях в течение данной ночи отсутствовали паразитные световые сигналы и во всех каналах не изменялись ни общая, ни спектральная чувствительность приёмника.

Для примера рассмотрим некоторые из часто встречающихся редуций.

Учёт фона и других аддитивных эффектов. При фотометрии с помощью фотоэлектрического фотометра в диафрагму, кроме излучения звезды, попадает излучение от фона неба. Измеренный отсчёт состоит из суммы реакций приёмника на объект и фон, а также величины темнового тока. При наведении диафрагмы на свободный от звёзд участок неба измеряют сумму темнового тока и реакции на фон. Этот сигнал необходимо вычесть из всех отсчётов на звёзды. При наблюдениях в лунную ночь величина фона может быть весьма существенной. Фон неба может изменяться со временем и с положением объекта на небе. Особенно тщательно нужно измерять фон в тех местах и в те моменты, которые близки к измерениям наиболее слабых звёзд программы. При наблюдениях с ПЗС-фотометром ситуация аналогична, только кроме фона неба и темнового тока нужно вычитать ещё и величину постоянного смещения уровня выходного электрического сигнала. Это смещение часто называют английским термином *bias* (байес). Байес — это сигнал, который регистрируется при нулевом времени экспозиции. Фон неба, темновой ток и байес являются аддитивными паразитными сигналами, поэтому редуция сводится к их вычитанию из полного отсчёта.

Учёт мультипликативных эффектов. Чувствительность приёмника может изменяться как самопроизвольно, например при изменении температуры, так и при изменении режима измерений, например при переключении диапазонов усиления при фотоэлектрических измерениях с регистрацией методом усиления постоянного тока. Измерения должны быть построены таким образом, чтобы коэффициенты, на которые нужно будет домножить зарегистрированный отсчёт, можно было определить с достаточной точностью. Как правило, это достигается систематическим измерением отсчёта на гарантированно постоянный поток излучения. В частности, при работе с ПЗС-фотометрами необходимо измерять кадр «плоского поля».

Учёт нелинейности в методе счёта фотонов. В случае работы с электрофотометром в режиме счёта фотонов необходимо помнить, что при больших сигналах возникает нелинейность на зависимости отсчёта от потока излучения. В гл. 6 была выведена формула для учёта нелинейности при режиме счёта фотонов. В этой формуле есть свободный параметр — мёртвое время τ , величину которого следует определять экспериментально. Рассмотрим несколько способов определения мёртвого времени.

Лабораторный метод суммы потоков. При испытаниях фотоумножителей в лабораторных условиях несложно определить параметр τ ,

имея специально сконструированный осветитель. В этом осветителе имеется два источника света и есть возможность освещать фотокатод ФЭУ либо одним источником, либо вторым, либо двумя вместе. Разумеется, нужно позаботиться о том, чтобы за время измерений освещённость, создаваемая каждым из источников, была постоянной. Пусть на первый источник ФЭУ реагирует выдачей сигнала N'_1 имп./с, а на второй, соответственно, N'_2 имп./с. Из формулы (4.1) следует:

$$N'_1 = N_1 e^{-\tau N_1}, \quad (10.11)$$

$$N'_2 = N_2 e^{-\tau N_2}. \quad (10.12)$$

Если осветить ФЭУ суммарным светом двух источников, то зарегистрированному отсчёту N'_{1+2} будет соответствовать истинный отсчёт $N_1 + N_2$:

$$N'_{1+2} = (N_1 + N_2)^{-\tau(N_1 + N_2)}. \quad (10.13)$$

Три уравнения (10.11), (10.12) и (10.13) образуют систему с тремя неизвестными N_1 , N_2 и τ . Решая её одним из известных способов, получаем параметр нелинейности. Заметим, что величина

$$C = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} = \frac{N'_1 N'_2}{N'_{1+2}}$$

не зависит от значения τ .

Метод максимума сигнала. Продифференцируем обе части формулы (4.1) по N . Получим

$$\frac{dN'}{dN} = \frac{d}{dN} (N e^{-\tau N}) = (1 - \tau N) e^{-\tau N}. \quad (10.14)$$

Выражение в правой части равно нулю при $\tau N = 1$, следовательно функция $N'(N)$ имеет максимум при $N_{\max} = 1/\tau$.

При увеличении освещённости фотокатода ФЭУ сначала отсчёты растут, затем этот рост замедляется и, наконец, отсчёты начинают уменьшаться. Этот эффект виден на числах во второй и четвёртой колонках в табл. 4.2. Подставляя значение N_{\max} в уравнение (4.1), получим

$$\tau = \frac{1}{e N'_{\max}}. \quad (10.15)$$

Недостатком метода является то, что N'_{\max} достигается при достаточно ярком освещении, что небезопасно для ФЭУ. При больших сигналах модель нелинейности, представленная формулой (4.1), только приближённо соответствует реальным процессам, поэтому метод максимума сигнала позволяет лишь быстро сделать грубую оценку τ .

Метод диафрагмирования главного зеркала. Когда ваш фотометр висит на телескопе, лабораторные методы неудобны. Нужно уметь

контролировать τ по звёздам, не снимая аппаратуру. Для этого в районе зенита выбираются две близкие по расположению звёзды (чтобы атмосфера влияла на них одинаково), различающиеся по звёздной величине на 1^m-2^m . Обычно стараются подобрать звёзды одинакового спектрального класса или наблюдают их через узкополосный светофильтр. Несущественно, во сколько раз будут различаться потоки от этих звёзд, но существенно, что при различных значениях апертуры телескопа отношение их внеатмосферных потоков есть постоянная величина. Изменять апертуру можно разными способами. Например, у телескопов АЗТ-14 есть очень удобное устройство: ирисовая диафрагма на главном зеркале. При разных раскрытиях диафрагмы вы получите разный поток от обеих звёзд.

Обозначим две выбранные звезды буквами α и β . Заметим, что при малых раскрытиях диафрагмы потоки будут малы, нелинейность практически не будет влиять на отсчёты и при этом можно будет измерить истинное отношение потоков от двух звёзд:

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} \approx \frac{N'_\alpha}{N'_\beta} = C_{\alpha\beta}. \quad (10.16)$$

Затем нужно получить отсчёты при нескольких других раскрытиях диафрагмы, в том числе при полностью открытом зеркале. Пусть мы сделали серию измерений обеих звёзд при различных диафрагмах с номерами k . Для каждой диафрагмы в соответствии с уравнением (4.1) можно написать:

$$\text{для звезды } \alpha \quad N'_{\alpha k} = N_{\alpha k} e^{-\tau N_{\alpha k}}, \quad (10.17)$$

$$\text{для звезды } \beta \quad N'_{\beta k} = N_{\beta k} e^{-\tau N_{\beta k}}. \quad (10.18)$$

Уравнения (10.16)–(10.18) составляют систему с тремя неизвестными, решая которую получаем значение τ . Обычно решается порядка десяти таких систем при разных раскрытиях диафрагмы. По сходимости найденных значений τ можно судить об уверенности определения параметра нелинейности. Метод диафрагмирования главного зеркала в Тянь-Шаньской обсерватории всегда был основным методом определения τ при наблюдениях на телескопах АЗТ-14.

Метод поиска отклонений от пуассоновского распределения. Метод был предложен В. Г. Корниловым. Представим, что мы получили большое количество измерений постоянного светового потока. Эффект нелинейности искажает не только измеренную среднюю величину, но и другие статистические характеристики, в частности дисперсию. Дисперсия реально регистрируемого числа импульсов связана с дис-

персией для идеально линейной приёмной аппаратуры следующим соотношением:

$$(\sigma'_N)^2 = \left(\frac{dN'}{dN} \right)^2 \sigma_N^2. \quad (10.19)$$

Подставляя значение N' из выражения (4.1), дифференцируя и используя свойство пуассоновского процесса $\sigma_N^2 = N$, имеем:

$$\sigma_N'^2 = N e^{-2\tau N} (1 - \tau N)^2 = N' e^{-2\tau N} (1 - \tau N) \quad (10.20)$$

или

$$p = \frac{\sigma_N'^2}{N'} = e^{-\tau N} (1 - \tau N) \approx 1 - 3\tau N. \quad (10.21)$$

Уравнение (10.21) в сочетании с уравнением (4.1) решается численно одним из итерационных методов. Метод удобен, если регистрация результатов измерений производится с помощью ЭВМ.

Первые шаги первичной обработки наблюдений. Подводя итог сказанному выше, перечислим ещё раз начальные этапы в последовательности действий первичной обработки фотометрических измерений.

Шаг 1. Учёт нелинейности. Все отсчёты G на объекты исправляются за нелинейность. Если были проведены наблюдения с электрофотометром, то для этого используются формулы (4.2) или (4.4).

Шаг 2. Учёт аддитивных и мультипликативных помех. Из всех отсчётов вычитаются фон неба, темновой ток, и другие паразитные аддитивные сигналы. Далее, по возможности, все измерения приводятся к единой чувствительности аппаратуры.

Шаг 3. Получение инструментальных звёздных величин. Все отсчёты переводятся в звёздные величины m по формуле $m = -2,5 \lg G + \text{const}$. В этом выражении const — произвольная (необязательная) константа. Её используют как предварительную нормировку для удобства, чтобы полученные числа находились в привычном интервале. Окончательное значение константы будет получено в конце обработки при проведении последней нормировки.

Шаг 4. Вычисление воздушной массы. Для всех объектов измерений и для всех моментов времени вычисляются значения воздушной (атмосферной) массы. Для этого нужно использовать формулы (11.4) и (11.5), приведённые далее.

Теперь нужно учесть ослабление света в земной атмосфере. Об этом — следующая глава.

Глава 11

ОБРАБОТКА НАБЛЮДЕНИЙ. УЧЁТ ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕДУРЫ

А для низкой жизни были числа,
Как домашний, подъярёмный скот,
Потому что все оттенки смысла
Умное число передаёт.

Н. Гумилёв

11.1. Предварительные замечания

После того как в соответствии с методами, рассмотренными в предыдущей главе, учтена нелинейность, значения измерений фона неба N_{ϕ} проинтерполированы на моменты измерений звёзд и вычтены из отсчётов на звёзды N_* , должна быть вычислена величина

$$m_{\text{инстр}} = -2,5 \lg(N_* - N_{\phi}) + \text{const}, \quad (11.1)$$

которая является инструментальной звёздной величиной на поверхности Земли. Её нужно исправить на величину поглощения света земной атмосферой. Величина константы в выражении (11.1) на данном этапе обработки является произвольной. Её можно считать равной нулю или выбрать такой, чтобы числа $m_{\text{инстр}}$ находились бы в привычном интервале значений звёздных величин.

В основе всех способов учёта атмосферной экстинкции лежит формула Бугера, которую мы уже выписывали в гл. 6:

$$m(\lambda) = m_0(\lambda) + \alpha(\lambda) M(z). \quad (11.2)$$

Здесь $m(\lambda)$ — величина звезды, которую зарегистрировал фотометр под атмосферой в длине волны λ ; $m_0(\lambda)$ — внеатмосферная величина этой же звезды в этой же длине волны; (внеатмосферные величины в этой главе мы везде будем помечать подстрочным или надстрочным индексом «0»); $M(z)$ — воздушная (атмосферная) масса на зенитном расстоянии z ; $\alpha(\lambda)$ — бугеровские коэффициенты экстинкции для длины

волны λ . Коэффициенты $\alpha(\lambda)$ связаны со спектральным пропусканием атмосферы $p(\lambda)$ формулой

$$\alpha(\lambda) = -2,5 \lg p(\lambda). \quad (11.3)$$

Воздушная масса $M(z)$ в простейшем случае принимается равной секансу зенитного расстояния звезды. Поскольку существует сложная зависимость температуры с высотой, слои земной атмосферы непараллельны, а луч света при прохождении через атмосферу отклоняется от прямой из-за рефракции, постольку имеются отклонения от закона секанса. В предельном случае, на математическом горизонте, $\sec z$ не определён, тогда как воздушная масса имеет вполне определённое значение, приблизительно равное 38.

Подробные расчёты значений воздушной массы для различных зенитных расстояний были выполнены А. Бемпорадом в 1904 году. Таблицы Бемпорада в виде, достаточном для использования, воспроизведены в первом томе старого (1951 г. издания) Пулковского курса. Когда в практику стали входить электронно-вычислительные машины, таблицы воздушных масс были представлены полиномами. Таких полиномиальных представлений существует несколько. Один из наиболее употребительных полиномов ¹⁾ имеет следующий вид:

$$M(z) = \sec z - 0,001\,816\,7 (\sec z - 1) - 0,002\,875 (\sec z - 1)^2 - \\ - 0,000\,808\,3 (\sec z - 1)^3. \quad (11.4)$$

Напомним, что

$$\sec z = (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos T)^{-1}, \quad (11.5)$$

где φ — широта места наблюдений, δ — склонение звезды и T — её часовой угол в момент наблюдений.

Рассмотрим сначала монохроматические методы учёта атмосферной экстинкции.

11.2. Метод Бугера

Если одну и ту же звезду пронаблюдать в монохроматическом свете с длиной волны λ в два момента времени T_1 и T_2 при воздушных массах, равных, соответственно, $M(z_1)$ и $M(z_2)$, то разность наблюдаемых

¹⁾ Эта аппроксимация приведена в статье Харди в книге «Методы астрономии» (см. список литературы).

звёздных величин, отнесённая к разности соответствующих воздушных масс, даст нам *бугеровский коэффициент атмосферной экстинкции*:

$$\alpha(\lambda) = \frac{m(\lambda, T_1) - m(\lambda, T_2)}{M(z_1) - M(z_2)}. \quad (11.6)$$

Чтобы получить этот коэффициент, не обязательно что-либо знать о внеатмосферной величине звезды, но если эта величина известна и равна $m_o(\lambda)$, (т. е. звезда является стандартом), то

$$m(\lambda) - m_o(\lambda) = \alpha(\lambda) M(z). \quad (11.7)$$

Перед нами — уравнение прямой. Это так называемая *бугеровская прямая*. Когда звезда суточным движением проходит по небесной сфере и её воздушная масса изменяется, то зависимость величины ослабления Δm в атмосфере (в звёздных величинах) от $M(z)$ есть прямая с угловым коэффициентом $\alpha(\lambda)$. Две бугеровские прямые изоб-

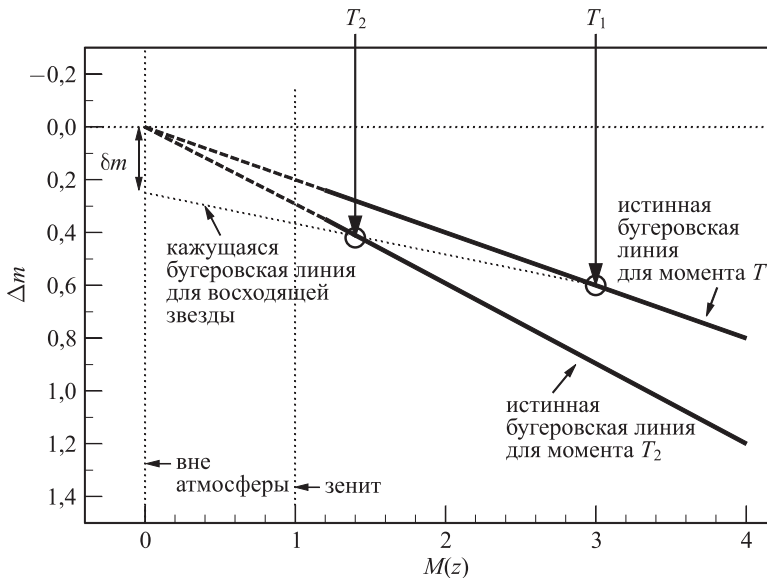


Рис. 11.1. Схема метода Бугера и ошибок, возникающих при изменении экстинкции

ражены на рис. 11.1. Одна из них, относящаяся к условному моменту времени T_1 имеет меньший коэффициент экстинкции, а относящаяся к моменту T_2 — больший. Экстраполируя эти прямые к значению $M(z) = 1$, получаем две величины звезды в зените, а продолжая их

ещё дальше, к значению $M(z) = 0$, получаем внеатмосферную величину звезды. Понятно, что внеатмосферная величина не зависит от значения коэффициента экстинкции и бугеровские прямые сходятся в одной точке при $M(z) = 0$. Итак, если вы дважды пронаблюдали одну и ту же звезду при разных значениях воздушной массы, то можно получить бугеровский коэффициент. Иногда рассмотренный метод называют *долгим* методом Бугера.

Если бы атмосферная экстинкция всегда была постоянна во времени, то он был бы совершенно идеален. Но при изменении атмосферного поглощения метод может привести к грубым ошибкам. Представим для определённости, что в течение сеанса наблюдений экстинкция увеличивается. При этом увеличивается наклон бугеровских линий. В последующие моменты времени наблюдаемые точки могут оказаться на линии, похожей на прямую, но экстраполяция этой прямой к $M(z) = 0$ даст неверную внеатмосферную величину.

Главный недостаток классического (долгого) метода Бугера состоит именно в том, что он не работает при изменяющейся экстинкции. А изменения экстинкции типичны. На равнинных обсерваториях (в Москве, в Крыму, в Пулково, в литовской обсерватории близ местечка Молетай) редки ночи с устойчивой прозрачностью. Не всегда они бывают и на высокогорных обсерваториях. Случается, что звезда, уже прошедшая через меридиан, продолжает становиться ярче. В этих условиях лучшее, что можно сделать методом Бугера — это проконтролировать, было ли изменение экстинкции или не было. Для этого наблюдают звезду, по которой определяется экстинкция, сначала до меридиана (здесь звезда восходит, воздушная масса уменьшается, точки ползут вверх по бугеровской линии), а затем после (здесь звезда заходит, воздушная масса увеличивается). Если экстинкция не изменилась, точки пойдут обратно по той же самой прямой. К сожалению, так бывает редко. По разные стороны меридиана точки ложатся на прямые с различным наклоном, что и характеризует изменение экстинкции. Из этих двух наклонов иногда берут среднее или принимают гипотезу о том, что изменение коэффициента экстинкции происходит линейно со временем, либо по какому-нибудь другому закону. Но, как правило, экстинкция меняется достаточно произвольно, и эти ухищрения всё равно не приводят к повышению точности.

Нередко записывают одновременно две звезды: восходящую и заходящую, в надежде получить среднюю бугеровскую прямую за интервал наблюдений. Если экстинкция изменялась линейно со временем, то при симметричной схеме наблюдений есть шанс получить правильную внеатмосферную величину.

Формулы, аналогичные соотношениям (11.5) и (11.6), можно написать и для показателей цвета. По определению

$$C.I. = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) = m_o(\lambda_1) - m_o(\lambda_2) + \underbrace{[\alpha(\lambda_1) - \alpha(\lambda_2)]}_{\alpha_C} M(z) \quad (11.8)$$

т.е. цветовой бугеровский коэффициент просто равен разности бугеровских коэффициентов для двух длин волн: $\alpha_C = \alpha(\lambda_1) - \alpha(\lambda_2)$.

Из наблюдений звезды в два момента времени имеем

$$\alpha_C = \frac{C.I.(T_1) - C.I.(T_2)}{M(z_1) - M(z_2)}, \quad (11.9)$$

или, если известен заатмосферный показатель цвета $C.I.^{\circ}$:

$$\alpha_C = \frac{C.I. - C.I.^{\circ}}{M(z)}. \quad (11.10)$$

11.3. Метод пары

Попробуем избавиться от влияния изменяющейся экстинкции. Очевидно, что одной звездой уже обойтись не удастся. Во-первых, звезда будет очень долго восходить, потом долго заходить. Естественно, что возникает идея пронаблюдать практически в один и тот же момент времени (быстро одну за другой) две звезды на различных зенитных расстояниях. Отсюда и название метода, являющегося модификацией метода Бугера. В литературе этот метод называют *методом пары*, а также Δ -методом, методом высокой и низкой звезды или *коротким* методом Бугера.

Пусть имеются две звезды, А и В. Пусть также для каждой из них проведены два наблюдения, 1 и 2, разделённые некоторым промежутком времени, за который у обеих изменилась воздушная масса. Для этого случая из основной формулы метода Бугера (11.5) следует:

$$\alpha(\lambda) = \frac{[m_{1A}(\lambda) - m_{1B}(\lambda)] - [m_{2A}(\lambda) - m_{2B}(\lambda)]}{[M(z_{1A}) - M(z_{1B})] - [M(z_{2A}) - M(z_{2B})]}. \quad (11.11)$$

Эту формулу непосредственно применяли для определения $\alpha(\lambda)$ чилийские астрономы А. Гуттиерес-Морено и Дж. Сток. Она позволяет учесть «ползание» чувствительности приёмной аппаратуры, а в прекрасные чилийские ночи с устойчивой прозрачностью позволяет определить и коэффициент экстинкции непосредственно. Если нам неизвестны внеатмосферные величины звёзд А и В, то метод работает практически так же, как и основная бугеровская методика.

Существенно интереснее модификация этой формулы для случая, когда внеатмосферные величины звёзд А и В известны. Тогда одно из

двух наблюдений мы заменяем известными заатмосферными величинами и имеем из одного измерения звёзд А и В

$$\alpha(\lambda) = \frac{[m_A(\lambda) - m_B(\lambda)] - [m_A^\circ(\lambda) - m_B^\circ(\lambda)]}{[M(z_A) - M(z_B)]}. \quad (11.12)$$

Выгодно измерить один стандарт вблизи зенита, а второй (буквально через 1–2 минуты) — достаточно низко над горизонтом. Не следует выбирать вторую звезду слишком низко, так как там помешают другие искажения светового потока. Удобно выбирать низкую звезду на зенитном расстоянии около 60° , т. е. при воздушной массе около $M(z) = 2$. Наблюдения двух звёзд проводятся почти одновременно, и, таким образом, методом пары мы можем определить *мгновенное* значение коэффициента атмосферной экстинкции.

Далее экстинкция будет изменяться в течение ночи, и для учёта изменений экстинкции существует весьма остроумный метод Никонова.

11.4. Метод Никонова

Метод В. Б. Никонова стал уже классическим. Он был предложен ещё в сороковых годах. Владимир Борисович был поистине пионером отечественной фотоэлектрической фотометрии, и хотя его измерения 40-х и 50-х годов (как и измерения во всём мире!) велись в нестандартизованных фотометрических полосах и имеют в настоящее время в основном лишь исторический интерес, именно в процессе этих наблюдений родился знаменитый метод независимого определения изменяющихся коэффициентов экстинкции.

В методе Никонова нужно выбрать и неоднократно измерить одну звезду, которую будем называть *экстинкционной* (или *экстинкционным стандартом*), а также измерить *программные* звёзды. И это понятно! Ведь именно измерения программных звёзд составляют цель любых наблюдений. Наша задача не только и не столько получить коэффициенты экстинкции, сколько определить внеатмосферные величины программных звёзд. Особенностью метода Никонова является то, что он не требует априорного знания точной внеатмосферной величины экстинкционной звезды.

Итак, в течение ночи мы многократно измеряем экстинкционную звезду, а в промежутках между её наблюдениями — программные звёзды.

Идея метода Никонова состоит в том, что для определения поправок к предварительным значениям экстинкционных коэффициентов привлекаются измерения программных или специально подобранных *контрольных звёзд*, для которых не требуется знания их внеатмосфер-

ных величин, а только требуется, чтобы эти внеатмосферные величины не изменялись в течение ночи наблюдений.

Обозначим через $t_{s,i}$ моменты времени, в которые наблюдалась экстинкционная звезда, а через $t_{*,j}$ — моменты времени, в которые наблюдалась одна из программных звёзд. Для каждого из этих моментов необходимо вычислить значение воздушной массы. В пределах данного раздела будем обозначать величину воздушной массы через X с соответствующими индексами. В моменты $t_{s,i}$ получены податмосферные инструментальные звёздные величины экстинкционного стандарта $m_{s,i}$, а в моменты $t_{*,j}$ — аналогичные величины программной звезды $m_{*,j}$.

Для использования метода Никонова сначала нужно задать предварительное значение коэффициента экстинкции. Это должно быть значение, типичное для данной обсерватории и для данного сезона. Обычно такое значение известно; обозначим его через $\bar{\alpha}$. С этим типичным значением $\bar{\alpha}$ и одним из наблюдений экстинкционной звезды вычислим её предварительную внеатмосферную величину. Пусть для определённости это будет первое наблюдение экстинкционной звезды. Поскольку это предварительная, не совсем правильная величина, будем обозначать её $m_s^{o'}$:

$$m_s^{o'} = m_{s,1} - \bar{\alpha}X_{s,1}. \quad (11.13)$$

Здесь $X_{s,1}$ — воздушная масса экстинкционной звезды в первый момент наблюдений. Очевидно, что эта предварительная внеатмосферная величина содержит ошибку, на которую она отличается от истинной внеатмосферной величины экстинкционной звезды m_s° и которую требуется найти:

$$m_s^{o'} = m_s^{\circ} + \delta m_s^{\circ}. \quad (11.14)$$

Для всех остальных моментов наблюдений экстинкционного стандарта вычислим предварительные (неверные!) значения изменяющегося коэффициента экстинкции α_i' :

$$\alpha_i' = \frac{m_{s,i} - m_s^{o'}}{X_{s,i}}. \quad (11.15)$$

Подставляя (11.14) в (11.15) получаем

$$\alpha_i' = \frac{m_{s,i} - m_s^{\circ}}{X_{s,i}} - \frac{\delta m_s^{\circ}}{X_{s,i}} = \alpha_i - \frac{\delta m_s^{\circ}}{X_{s,i}}. \quad (11.16)$$

Здесь α_i — изменяющийся истинный коэффициент экстинкции.

Теперь привлечём на помощь программные звёзды. Используем тот факт, что для звезды постоянного блеска её внеатмосферная величина m_*° в разные моменты времени $t_{*,j}$ постоянна. Сначала интерполируем предварительные значения α_i' , полученные по формуле (11.15), на моменты наблюдений программных звёзд $t_{*,j}$. Каждый такой проинтерполированный коэффициент экстинкции будет некоторой функцией

остальных коэффициентов, полученных для моментов наблюдений экстинкционной звезды: $\alpha'_j = f(\alpha'_{i=1}, \alpha'_{i=2}, \alpha'_{i=3}, \dots)$. Хотя в моменты $t_{*,j}$ экстинкционная звезда не наблюдалась, логично предположить, что для них, по аналогии с формулой (11.16), также можно записать

$$\alpha'_j = \alpha_j - \frac{\delta m_s^\circ}{X_{s,j}}. \quad (11.17)$$

Теперь измеренные величины программных звёзд $m_{*,j}$ выносим за атмосферу с найденными проинтерполированными предварительными (неправильными!) коэффициентами экстинкции α'_j . Для первых двух наблюдений программной звезды имеем:

$$m_{*,1}^{\circ'} = m_{*,1} - \alpha'_{j=1} X_{*,1} = m_{*,1} - \alpha_1 X_{*,1} - \frac{\delta m_s^\circ}{X_{s,j=1}} X_{*,j=1} = m_*^\circ - \delta m_s^\circ \eta_1, \quad (11.18)$$

$$m_{*,2}^{\circ'} = m_{*,2} - \alpha'_{j=2} X_{*,2} = m_{*,2} - \alpha_1 X_{*,2} - \frac{\delta m_s^\circ}{X_{s,j=2}} X_{*,j=2} = m_*^\circ - \delta m_s^\circ \eta_2, \quad (11.19)$$

где $\eta_j = X_{*,j}/X_{s,j}$ для одного и того же момента. Вычитая (11.19) из (11.18) и пользуясь тем, что внеатмосферная величина программной звезды m_*° одинакова в этих выражениях, получаем

$$\delta m_s^\circ = \frac{m_{*,1}^{\circ'} - m_{*,2}^{\circ'}}{\eta_2 - \eta_1}. \quad (11.20)$$

Искомая поправка найдена. Если наблюдений программной звезды более чем два, то имеем избыточную систему, которую можно решить способом наименьших квадратов. Аналогично поступаем для всех программных звёзд, для которых произведено не менее двух наблюдений в ночь.

Определив поправку δm_s° , можно теперь для всех моментов наблюдений всех звёзд вычислить точные коэффициенты экстинкции α и заново определить уже точные внеатмосферные величины программных звёзд:

$$m_{*,j}^\circ = m_{*,j} - \left(\alpha'_j - \frac{\delta m_s^\circ}{X_{s,j}} \right) X_{*,j} = m_{*,j} - \alpha_j X_{*,j}. \quad (11.21)$$

В способе Никонова важно, чтобы отношения воздушных масс η в различные моменты заметно отличались друг от друга. Иначе знаменатель в формуле (11.20) обратится в нуль. Поэтому в качестве контрольных звёзд следует выбирать объекты, у которых значительно изменяется зенитное расстояние.

Группа формул (11.13)–(11.21) пригодна и для определения внеатмосферных показателей цвета. Формулы для показателей цвета полу-

чатся, если везде заменить символ звёздной величины m на символ показателя цвета C , а символ коэффициента экстинкции α на символ цветового коэффициента экстинкции α_c .

11.5. Метод Сарычева

Основное предположение метода заключается в том, что за сравнительно короткий промежуток времени изменение экстинкции можно представить прямолинейным отрезком. Таким коротким промежутком времени считается интервал, в котором произведено три последовательных измерения различных звёзд. Принимается, что за этот промежуток можно считать коэффициент экстинкции линейно изменяющимся со временем.

Пусть имеются три момента измерений t_{i-1} , t_i и t_{i+1} . Это моменты наблюдений трёх, вообще говоря различных, звёзд (со своими идентификационными номерами), которые мы также будем называть $i - 1$, i и $i + 1$. В эти три момента времени звёзды находятся на воздушных массах $M_{i-1}(z)$, $M_i(z)$ и $M_{i+1}(z)$ соответственно. Для этих трёх звёзд измеряются три звёздные величины m_{i-1} , m_i и m_{i+1} . Если бы были известны внеатмосферные величины этих звёзд: m_{i-1}° , m_i° и m_{i+1}° , то в соответствии с уравнением (11.6) коэффициенты экстинкции выразились бы следующим образом:

$$\alpha_{i-1} = \frac{m_{i-1} - m_{i-1}^\circ}{M_{i-1}(z)}, \quad \alpha_i = \frac{m_i - m_i^\circ}{M_i(z)}, \quad \alpha_{i+1} = \frac{m_{i+1} - m_{i+1}^\circ}{M_{i+1}(z)}. \quad (11.22)$$

Поскольку мы предполагаем, что коэффициент экстинкции между этими тремя измерениями изменяется линейно со временем, то

$$\alpha_i = \alpha_{i-1} + \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}} (t_i - t_{i-1}). \quad (11.23)$$

Далее подставляем три формулы (11.22) в (11.23) и приходим к следующему соотношению:

$$\begin{aligned} m_{i-1}^\circ \frac{t_{i+1} - t_i}{M_{i-1}} - m_i^\circ \frac{t_{i+1} - t_{i-1}}{M_i} + m_{i+1}^\circ \frac{t_i - t_{i-1}}{M_{i+1}} = \\ = m_{i-1} \frac{t_{i+1} - t_i}{M_{i-1}} - m_i \frac{t_{i+1} - t_{i-1}}{M_i} + m_{i+1} \frac{t_i - t_{i-1}}{M_{i+1}}. \end{aligned} \quad (11.24)$$

В уравнении (11.24) имеются три неизвестные внеатмосферные звёздные величины. Остальные величины определены. Относительно неизвестных мы имеем линейное уравнение. В течение ночи мы наблюдаем звёзды, из которых каждые три последовательных наблюдения «цепляются» в подобное уравнение. Если в течение ночи выполнено N измерений, из них можно составить $N - 2$ уравнения и решить их

способом наименьших квадратов. Для того чтобы система была определённой, необходимо, чтобы некоторые звёзды (по крайней мере две) наблюдались повторно. Если мы определили внеатмосферные величины программных звёзд, то нам становятся известны и коэффициенты экстинкции. Ход атмосферной экстинкции, получаемый по данному методу, хорошо сходится с результатами, которые даёт метод Никонова.

В отличие от метода Никонова здесь вообще нет специально выбранной стандартной звезды. Отметим, что в методике Никонова стандартная звезда наблюдается сравнительно редко, и только для моментов её наблюдений мы получаем правильные коэффициенты экстинкции. В методе Сарычева коэффициенты получаются на каждый момент наблюдения реальной программной звезды.

В рассмотренном методе нужно производить довольно много вычислений — больше, чем в методе Никонова, что в своё время помешало его активному распространению. Однако при использовании ЭВМ для обработки наблюдений это давно не является помехой.

11.6. Замечание о гетерохромных методах

Рассмотренные в предыдущих разделах настоящей главы методы применимы только для монохроматического излучения. В случае гетерохромных фотометрических полос существует зависимость бугеровских коэффициентов экстинкции от распределения энергии в спектре звезды и, как следствие, от её показателей цвета.

На рис. 11.2 показана вычисленная по формуле (1.18) зависимость коэффициента атмосферной экстинкции α_B в полосе B системы UBV от показателя цвета $B-V$ для звёзд различных спектральных классов при прохождении света от них через одну атмосферную массу для высокогорной обсерватории. Видно, что для этого случая в широком интервале спектральных классов зависимость можно считать линейной; характерный разброс точек около неё составляет несколько тысячных долей звёздной величины. Лишь в области поздних красных гигантов коэффициент α_B перестаёт зависеть от $B-V$ и точки на графике круто уходят вверх.

11.7. Классический гамма-метод

Предположим, что мы пронаблюдали в данной гетерохромной полосе две стандартные звезды с номерами 1 и 2 и внеатмосферными показателями цвета C_1° и C_2° при разных воздушных массах $M(z_1)$ и $M(z_2)$ и получили звёздные величины $m_1(z_1)$ и $m_2(z_2)$. Этим измерениям будут соответствовать коэффициенты атмосферной экстинкции

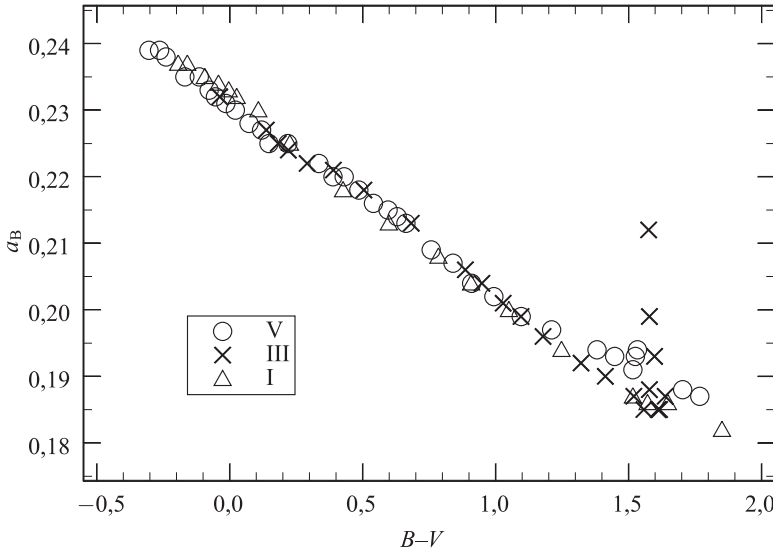


Рис. 11.2. Зависимость коэффициента атмосферной экстинкции α_B в полосе B системы UBV , рассчитанная для обсерватории, расположенной на высоте 2760 м над уровнем моря

$\alpha(C_1^\circ)$ и $\alpha(C_2^\circ)$ соответственно. Внеатмосферные величины обеих звёзд для этого случая будут равны

$$m_1^\circ = m_1(z_1) - \alpha(C_1^\circ) M(z_1), \quad (11.25)$$

$$m_2^\circ = m_2(z_2) - \alpha(C_2^\circ) M(z_2). \quad (11.26)$$

Из предположения о линейности зависимости α от C следует

$$\alpha(C_2^\circ) = \alpha(C_1^\circ) + \gamma(C_2^\circ - C_1^\circ), \quad (11.27)$$

т. е. экстинкционный коэффициент для второй звезды равен экстинкционному коэффициенту для первой звезды *плюс поправка*, пропорциональная разности показателей цвета этих звёзд. Поскольку исторически сложилось так, что в формуле (11.27) коэффициент пропорциональности принято обозначать буквой γ , то методы учёта атмосферной экстинкции, основанные на предположении о линейной зависимости коэффициента экстинкции от показателя цвета, обычно называют *гамма-методами*.

Вычтем (11.26) из (11.25) и подставим туда (11.27). Получим

$$\Delta m_{1-2}^\circ = m_1(z_1) - m_2(z_2) - \alpha(C_1^\circ) \Delta M(z) - \gamma \Delta C^\circ M(z_2), \quad (11.28)$$

где $\Delta m_{1-2}^\circ = m_1^\circ - m_2^\circ$, $\Delta M(z) = M(z_1) - M(z_2)$ и $\Delta C^\circ = C_2^\circ - C_1^\circ$.

В этом уравнении величина $m_1(z_1) - m_2(z_2)$ получается из наблюдений, и известны $\Delta M(z)$ и $M(z_2)$. Поскольку мы имеем дело со стандартами, известны Δm_{1-2}° и ΔC° . Неизвестными являются α и γ .

Предположим, что мы измерили на разных воздушных массах два стандарта с одинаковыми показателями цвета. Для них $\Delta C^\circ = 0$. Следовательно, член с коэффициентом γ равен нулю и можно определить α . Если же мы подберём два стандарта, отличающихся по показателю цвета, и пронаблюдаем их на одинаковых зенитных расстояниях, т. е. при $\Delta M(z) = 0$, тогда член с α будет равен нулю и можно будет определить γ .

На практике гамма-метод не слишком удобен, так как приходится располагать набором стандартов различных спектральных классов, чтобы удовлетворить то требованию одинаковости, то условию сильного различия показателей цвета. Они должны быть расположены на небе так, чтобы их было легко наблюдать на одинаковых зенитных расстояниях. Впрочем, при применении гамма-метода обычно полагают, что коэффициент γ не зависит ни от интервала спектральных классов, ни от значения α (т. е. одинаков для всех ночей). В этом случае γ считается постоянной фотометрической системы, и определяют эту величину редко, один–два раза в год.

Гамма-метод, практически в его классической интерпретации, широко применялся и применяется в различных обсерваториях. Его использование вполне оправдано для фотометрических полос, расположенных в «спокойных» областях функции распределения энергии в спектре. Отметим, что при больших зенитных расстояниях линейность зависимости коэффициента экстинкции от показателя цвета будет нарушаться ещё и в силу существования эффекта Форбса.

Предполагая линейную зависимость коэффициента экстинкции от показателя цвета, можно получить обобщение методов Никонова и Сарычева.

11.8. Методы Зданавичуса

В общем случае линейной зависимости коэффициента атмосферной экстинкции от показателя цвета нет! Это убедительно показывает график на рис. 11.3. Метод построения и обозначения на нём такие же, как и на рис. 11.2. Видно, что для всех классов светимости нет не только линейности, но и монотонности хода кривой. Зависимости различны для разных классов светимости. При показателе цвета $B-V = 0,5$ применение для звёзд-сверхгигантов коэффициента экстинкции, определённого по звёздам-карликам, приведёт к ошибке около 5% на каждую единицу атмосферной массы. Отметим, что качественно вид этого графика такой же, как и двухцветной диаграммы $(U-B)$, $(B-V)$.

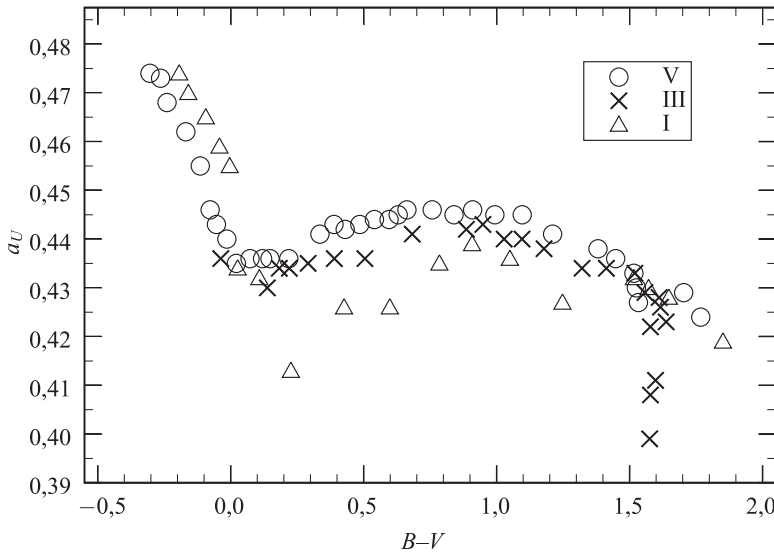


Рис. 11.3. Зависимость коэффициента атмосферной экстинкции α_U в полосе U системы UBV от показателя цвета $B-V$ для звёзд различных спектральных типов. Расчет выполнен для высокогорной обсерватории

Причиной немонотонности является возникновение и, затем, исчезновение бальмеровского скачка по мере изменения поверхностной температуры звёзд со спектральным классом. Никакие линейные упрощения здесь уже не помогут. Нужно применять принципиально другие методы.

По-видимому, первым, кто создал и применил последовательно-гетерохромный метод учёта атмосферной экстинкции, был К. Зданавичюс. Он разрабатывал метод выноса за атмосферу показателей цвета среднеполосной Вильнюсской системы, но не без успеха применил его и для широкополосных системы $UBVR$ и $WBVR$.

В методе Зданавичюса для каждого конкретного набора кривых реакции делается специальный расчёт. Рассмотрим этот метод на примере показателей цвета широкополосной системы $UBVR$.

При расчётах Зданавичюс подставлял в основную гетерохромную формулу (1.18) кривые реакции фотометрической системы $T_i(\lambda)$, кривую $p(\lambda)$, характеризующую поглощение в стандартной атмосфере Земли, и нормальные распределения энергии в спектрах звёзд разных спектральных типов $E(\lambda)$, видоизменяя их в разной степени в соответствии с законом межзвёздного покраснения $\tau(\lambda)$. Функция $p(\lambda)$ представляет некоторую среднюю атмосферу, а не реальную атмосферу в момент наблюдений. Однако, поскольку метод разрабатывался

только для выноса показателей цвета, Зданавичюс счёл возможным пренебречь отклонениями реальной атмосферы от стандартной модели, считая что *вариации* экстинкции неселективны.

Рассмотрим сначала самый сложный случай выноса показателя цвета $U-B$. Пусть C_{U-B}° — внеатмосферный показатель цвета звезды, а $C_{U-B}(z)$ — измеренный показатель цвета под атмосферой при зенитном расстоянии z . Разность этих показателей, т. е. величину выноса, Зданавичюс представляет в виде $C_{U-B}(z) - C_{U-B}^{\circ} = \alpha'_{UB}M(z) + r_{UB}[M(z)]^2$. Здесь α'_{UB} — неизвестный коэффициент экстинкции, а r_{UB} — коэффициент Форбса, который учитывает нелинейность зависимости коэффициента экстинкции от воздушной массы. Эффект Форбса может быть существен для ультрафиолетовой полосы, так как тут из-за крутизны рэлеевской функции и функции поглощения озоном самый крутой наклон зависимости коэффициентов экстинкции от длины волны. Коэффициент r_{UB} , в свою очередь, зависит от спектрального класса, межзвёздного поглощения и от закона атмосферной экстинкции. Зданавичюс пришёл к выводу, что все эти зависимости приближённо учитываются формулой $r_{UB} = -0,028 \alpha'_{UB}$, следовательно

$$\alpha'_{UB} = \frac{C_{U-B}(z) - C_{U-B}^{\circ}}{M(z)[1 - 0,028 M(z)]}.$$

Расчёты по интегральной формуле (1.18), с помощью которых можно построить графики, аналогичные показанному на рис. 11.3, позволяют определить наклон линий нарастающего поглощения. Зданавичюс строил графики α_{UB} , $U-B$ и α_{UB} , $B-V$. На обоих графиках угловой коэффициент этих линий оказался одинаковым и равным $-0,012$.

После этого были сформированы независимые от межзвёздного поглощения коэффициенты $\varkappa'_{UB} = \alpha'_{UB} + 0,012(U-B)$ и $\varkappa^{BV'}_{UB} = \alpha'_{UB} + 0,012(B-V)$. Зданавичюс обнаружил, что при всей сложности вида зависимостей коэффициентов \varkappa_{UB} от $(U-B)$, $(B-V)$ и Q_{UBV} эти коэффициенты удовлетворительно выражается комбинацией двух параметров Q :

$$\varkappa'_{UB} = 0,37 - 0,067Q_{UBV} + 0,073 Q_{BVR} \quad (11.29)$$

и

$$\varkappa^{BV'}_{UB} = 0,36 - 0,078 Q_{UBV} + 0,069 Q_{BVR}. \quad (11.30)$$

Вычисленные по формулам (11.29) и (11.30) коэффициенты экстинкции отличаются от действительных не более чем на 0,02. В этих формулах неявно заключена зависимость α_{UB} от спектрального класса и класса светимости, выраженная через параметры Q . Подчеркнём важность полосы R . Без параметра Q_{BVR} не удалось бы аппроксимировать коэффициенты никакой линейной формулой.

Для показателя цвета $B-V$ дело обстоит много проще, так как зависимость изменения κ_{BV} от спектрального класса звезды хорошо учитывается формулой

$$\kappa_{BV} = 0,18 - 0,05 Q_{BVR}. \quad (11.31)$$

Для показателя цвета $(V-R)$ Зданавичус применяет классический гамма-метод. Значение $\gamma = 0,0105$ и

$$\alpha_{VR} = \alpha_{VR}(A0V) + 0,0105 (V-R). \quad (11.32)$$

Для какой-либо другой фотометрической системы, например для полос $WBVR$, можно таким же приёмом получить свои коэффициенты. Например, формула, аналогичная соотношению (11.32), такова:

$$\kappa = 0,507 - 0,033 Q_{WBV} + 0,013 Q_{BVR}. \quad (11.33)$$

Заметим, что значения числовых коэффициентов при Q в формуле (11.33) в 2–3 раза менее таковых в формуле (11.29). Следовательно, в системе $WBVR$ ошибки определения параметров Q будут слабее влиять на ошибки выноса, чем в системе $UBVR$.

11.9. Последовательно-гетерохромная методика Тянь-Шаньской обсерватории

Главным преимуществом метода Зданавичюса является то, что напрямую вычисляются гетерохромные интегралы, входящие в основные формулы гетерохромной фотометрии (1.11), (1.12), (1.14), (1.18). Не делается никаких предположений о поведении тех или иных коэффициентов. Необходимые коэффициенты вычисляются. Правда, это делается на основе некоторых модельных представлений, используется не истинная, а средняя кривая спектральной прозрачности атмосферы, применяются не истинные, а средние для спектрального подкласса распределения энергии в спектре $E(\lambda)$, и расчёт ведётся для стандартных, а не мгновенных инструментальных кривых реакции полос. Кроме того, метод предназначен лишь для редукций показателей цвета.

Наличие в методе Зданавичюса перечисленных упрощающих предположений послужило причиной для разработки методики Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ, которая является синтезом методов, описанных выше. Методика разрабатывалась для обработки наблюдений, на основе которых был создан Тянь-Шаньский каталог $WBVR$ -величин звёзд северного неба.

Продолжая последовательность шагов обработки наблюдений, которой заканчивается гл. 10, перейдём к изложению тянь-шаньской методики.

Шаг 5. Определение выноса в нулевом приближении. Для всех измерений в каждой полосе с номером i вычисляем предварительную величину выноса A'_i в соответствии с формулой (1.18):

$$A'_i = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'(\lambda) p_o[\lambda, M(z)] d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) R'(\lambda) d\lambda}. \quad (11.34)$$

Сделаем необходимые замечания о функциях, входящих в эту формулу.

Функция $E(\lambda)$ представляет распределение энергии в спектре звезды на верхней границе земной атмосферы. Как правило, она нам неизвестна, тем не менее, её обязательно нужно оценить. В том случае, если для звезды известен спектральный тип, в качестве оценки $E(\lambda)$ следует принять нормальное распределение энергии $E_o(\lambda)$ для звезд такого типа. Следует, однако, принимать во внимание, что это распределение может быть искажено межзвёздным покраснением. Если $\tau(\lambda)$ — закон межзвёздного поглощения, то $E(\lambda) = E_o(\lambda) [\tau(\lambda)]^X$, где X — количество единиц межзвёздного вещества. Во многих случаях находятся соображения, по которым можно оценить X . Если же нет никаких данных о типе звезды и поглощении света в данном направлении в Галактике, то нужно задать $E(\lambda)$ произвольно. Например, использовать распределение энергии для звезды спектрального класса F5 V, как это делалось при обработке данных Тянь-Шаньского каталога.

Функция мгновенной аппаратурной кривой реакции $R'(\lambda)$ была обсуждена в разделе 1.5 при обсуждении функций, входящих в формулу (1.10). Отметим только, что чем лучше мы знаем эту функцию для каждого момента времени, тем увереннее будут произведены все редукции.

Функция спектрального пропускания атмосферы $p_o[\lambda, M(z)]$ — это модельная функция, вычисленная в соответствии с нашими представлениями о состоянии атмосферы в момент измерений. Зависимость от атмосферной массы следует понимать в том смысле, в котором она определяется формулой (6.26).

Шаг 6. Пробное вычисление внеатмосферных величин. Для всех объектов вычисляем предварительные внеатмосферные звёздные величины

$$m'_{o,i} = m_i - A'_i. \quad (11.35)$$

Шаг 7. Выделение «куска». Теперь следует для всех стандартов и избранных непременных программных звёзд построить функции

зависимости предварительных внеатмосферных звёздных величин m'_o от времени, от атмосферной массы и пр. На основе анализа этих зависимостей нужно разбить ночь на «куски», в каждом из которых изменения m'_o от атмосферной массы малы и их можно описать линейной функцией. Отметим, что наклоны зависимостей m'_o от $M(z)$ для звёзд с разным распределением энергии в спектре должны быть различными.

Шаг 8. Определение поправок к предварительным величинам выноса. Опишем алгоритм определения поправок к выносу, следуя в основном положениям, изложенным в основополагающей статье В.Г. Мошкалева и Х.Ф. Халиуллина «Итерационный метод учёта атмосферной экстинкции при фундаментальной гетерохромной фотометрии» (АЖ. Т.62. С.393).

Требуется восстановить функцию спектрального пропускания атмосферы $p[\lambda, M(z) = 1]$ из полученных многоцветных измерений. Основой метода является алгоритм последовательных приближений и разделение $p[\lambda, M(z) = 1]$ на две составляющие: основную (постоянную) и переменную. Такое разделение имеет не принципиальное, а практическое значение, поскольку решает оптимальным образом проблему начального приближения для быстрой сходимости итерационного процесса. Постоянная часть — это модельное приближение $p_o[\lambda, M(z) = 1]$, рассмотренное на шаге 5. Переменная часть — это поправочная функция; обозначим её через $\delta p(\lambda)$. Итак,

$$p[\lambda, M(z) = 1] \equiv p(\lambda) = p_o(\lambda) \cdot \delta p(\lambda), \quad (11.36)$$

$$-2,5 \lg p[\lambda, M(z) = 1] \equiv \alpha(\lambda) = \alpha_{\text{const}}(\lambda) + \alpha_{\text{var}}(\lambda). \quad (11.37)$$

В качестве постоянной части применяется выражение, которое включает все основные составляющие атмосферной экстинкции: рэлеевское молекулярное рассеяние, среднее рассеяние на аэрозолях, поглощение в теллурических полосах озона, кислорода, водяного пара и др. Постоянная часть вычисляется, исходя из выбранной модели атмосферы для заданной высоты над уровнем моря. Аналогичным образом в качестве нулевого приближения на шаге 5 по формуле (11.34) уже были один раз произведены вычисления предварительных значений выноса.

Разумеется, предвычисленная постоянная часть коэффициента экстинкции не является точным представлением реальной экстинкции в момент наблюдений. Она отличается от истинной функции $\alpha(\lambda)$ на величину $\alpha_{\text{var}}(\lambda)$. В функции $\alpha_{\text{var}}(\lambda)$ собраны все различия между модельной и реальной атмосферами: отличия реального рэлеевского рассеяния от модельного, отличия реальных мгновенных функций рассеяния на аэрозолях от предварительно вычисленных, отличия, вызванные неправильным заданием общего количества озона, общего коли-

чества водяного пара, отличия высотных распределений температуры и парциального давления газов от модельных и пр. В эту же функцию войдут неучтённые различия мгновенной и принятой кривых реакции инструментальной фотометрической системы. Однако все эти отличия невелики. Их суммарное влияние можно представить простой эмпирической функцией длины волны — полиномом невысокой степени.

В практике обработки фотометрических измерений при создании Тянь-Шаньского каталога в качестве эмпирической модели переменной составляющей использовалась формула $\alpha_{\text{var}}(\lambda) = x\lambda^{-n} + y$. Показатель степени при λ принимался постоянным. Для случая наблюдений на Тянь-Шане использовалось значение $n = 3$.

Пусть в начале наблюдений измерены два стандарта, находящиеся на различных зенитных расстояниях, так чтобы их атмосферные массы $M(z)$ заметно различались. Это экстинкционные стандарты. Поскольку это стандарты, нам известна истинная внеатмосферная разность их звёздных величин в каждой из полос: $\Delta m_{1,2}^{\circ,i} = m_1^{\circ,i} - m_2^{\circ,i}$. Из наблюдений же можно получить, вычисляя по формуле, аналогичной (11.34), внеатмосферные величины этих стандартов с *пробными* значениями параметров x и y :

$$(m_j^{\circ,i})' = m_j^i - 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_j(\lambda) R_i'(\lambda) p_o[\lambda, M(z)] \cdot 10^{x\lambda^{-n}+y} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_j(\lambda) R_i'(\lambda) d\lambda}. \quad (11.38)$$

В выражении (11.38) i — номер фотометрической полосы, а j — номер стандарта. Пробные внеатмосферные величины, как и раньше, обозначаем верхним штрихом.

Для всех полос используемой фотометрической системы можно составить уравнение типа (11.47). В случае Тянь-Шаньского каталога таких полос было четыре, в общем же случае у нас N фотометрических полос. Задача состоит в том, чтобы отыскать такие значения параметров x и y , чтобы сделать минимальными различия между известными истинными внеатмосферными величинами стандартов и пробными внеатмосферными величинами. Следовательно, перед нами встаёт задача нахождения минимума некоторого функционала. Естественно записать такой функционал в виде

$$\Phi = \sum_{i=1}^N q_i \left\{ (m_1^{\circ,i} - m_2^{\circ,i}) - [(m_1^{\circ,i})' - (m_2^{\circ,i})'] \right\}^2. \quad (11.39)$$

Перед нами сумма квадратов разностей между истинными и пробными внеатмосферными разностями величин пары стандартов, где q_i —

веса наблюдений в разных полосах. Наилучшие значения параметров x и y можно найти одним из современных методом минимизации.

В ходе наблюдений кроме экстинкционных стандартов необходимо систематически измерять, по крайней мере, один контрольный стандарт (лучше, если контрольных стандартов два или три). Между измерениями стандартов измеряются программные звёзды. Первое измерение контрольных стандартов производим непосредственно после измерения пары экстинкционных стандартов так, что можно считать, что эти измерения произведены при одинаковом состоянии атмосферы.

Все измерения контрольных стандартов в выбранном «куске» выносим за атмосферу с величинами x и y , найденными на момент измерения экстинкционной пары. Очевидно, что с течением времени эти величины будут несколько изменяться. Такие изменения можно считать отражением изменяющейся атмосферной экстинкции. Поскольку селективная часть экстинкции в основном учтена в постоянной части $\alpha_{\text{const}}(\lambda)$ и в найденном наклоне x переменной части $\alpha_{\text{var}}(\lambda)$, то все изменения можно отнести на счёт вариаций неселективного члена 10^y . Этот фактор, как не имеющий зависимости от длины волны, выходит из под знака интеграла и в виде поправки, равной $-2,5y$, может быть прибавлен ко всем измерениям звёзд, произведённым близко к моменту наблюдения контрольного стандарта. Понятно, что поправки $-2,5y$, полученные в моменты разных измерений контрольного стандарта, могут быть проинтерполированы на момент измерений программных звёзд.

Для «кусков» с устойчивой прозрачностью параметры x и y можно оценивать также по непременным программным звёздам, которые измерялись более одного раза за интервал наблюдений. Пусть проведены измерения для k таких звёзд с номерами j ($j = 1, 2, \dots, k$), причём каждая из них сначала измерялась в момент времени t_{j1} , а затем в момент t_{j2} , причём за время между этими измерениями воздушные массы звёзд изменилась. Воспользуемся тем, что величины непременных звёзд, вынесенные за атмосферу, должны быть одинаковы. В этом случае речь пойдёт о минимизации следующего функционала:

$$\Psi(x, y) = \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^N q_i \{ [m_j^{\circ'}(t_{j1}, x, y) - m_j^{\circ'}(t_{j2}, x, y)] \}^2. \quad (11.40)$$

Несмотря на то что воздушная масса между двумя измерениями одной и той же программной звезды, как правило, изменяется мало, при большом количестве таких звёзд удаётся оценить параметры x и y .

Шаг 9. Вычисление внеатмосферных величин и иных индексов для программных звёзд. Теперь, когда можно считать, что функция атмосферной экстинкции $p[t, \lambda, M(z) = 1]$ определена, вычислим величину

ны программных звёзд во всех полосах применяемой фотометрической системы по формулам (11.34), (11.35). Затем для всех звёзд вычислим показатели цвета и, используя величины отношения избытков цвета, которые получаются методами синтетической фотометрии, вычислим различные Q -параметры. Для четырёхцветной системы $WBVR$ можно получить следующие независимые величины:

- показатели цвета: $W-B$, $B-V$, $V-R$;
- отношения избытков цвета: $\frac{E(W-B)}{E(B-V)}$, $\frac{E(B-V)}{E(V-R)}$;
- параметры Q : Q_{WVB} , Q_{WBR} , Q_{WVR} , Q_{BVR} .

Шаг 10. Восстановление функций распределения энергии в спектре. Поскольку спектральный тип, величина межзвёздного поглощения и распределение энергии в спектре для большинства программных звёзд (а возможно, и для некоторых стандартов) были неизвестны, на предыдущих шагах для них были приняты, вообще говоря, неправильные функции $E(\lambda)$. Теперь следует их уточнить.

Используя полученные на предыдущем шаге показатели цвета и величины Q , следует построить всевозможные двухцветные диаграммы, диаграммы типа *показатель цвета* — Q и $Q-Q$. При расчётах на ЭВМ такие диаграммы для используемой инструментальной системы можно аппроксимировать подходящими полиномами. По этим диаграммам уточняется спектральный класс (а по возможности, и класс светимости) и величина межзвёздного поглощения a_V . После этого выбирается уточнённое распределение энергии в спектре и «покрасняется» в соответствии с найденной величиной a_V . Затем мы возвращаемся к шагу 8, и функция $E(\lambda, Sp, a_V)$ вновь подставляется в формулы (11.43), (11.44) для получения m_i° в следующем приближении.

Мошкалев и Халиуллин указывают, что когда имеется двумерная спектральная классификация звезды, достаточно двух приближений. В противном случае требуется большее количество приближений, особенно при неблагоприятных условиях наблюдений (большая воздушная масса, плохая прозрачность, пекулярный спектр и т.п.), но итерационный процесс быстро сходится, давая стабильное значение искомой функции $E(\lambda)$, зависящей от спектрального типа и межзвёздного поглощения. В случае несовпадения спектрального класса, определённого спектрально и фотометрически, следует отдать предпочтение данным фотометрии, ибо из-за возможной переменности звезды или неверного её отождествления фотометрические данные должны более соответствовать редуцируемой звезде.

После нескольких итераций алгоритм завершён. Контролем правильности обработки служит проверка того факта, что внеатмосферные величины непременных звёзд разных спектральных типов в пределах

заданной точности не должны изменяться при изменении значения воздушной массы.

Рассмотренная методика вобрала в себя ряд основных идей, лежащих в основе классических методов учёта атмосферной экстинкции, описанных в начале главы.

Во-первых, так же как в *методе Никонова* искомыми величинами служат поправки к модельному представлению экстинкции. Это очень важно, так как полный коэффициент экстинкции сильно зависит от спектрального состава излучения звезды, в то время как поправки удаётся представить гладкой функцией малого числа параметров.

Во-вторых, так же как в *методе Зданавичуса* сначала вычисляются значения выноса A_i при стандартных предположениях о распределении энергии в спектре исследуемой звезды и о виде функции атмосферной экстинкции.

В третьих, так же как в *методе пары* в начале ночи (и потом ещё несколько раз) квазиодновременно измеряется пара стандартов, имеющих на момент наблюдения существенное различие воздушных масс (как правило, от 0,5 до 1,2). Это позволяет определить мгновенное значения атмосферной экстинкции для начала измерений.

В четвёртых, так же как в *методе Никонова*, регулярно в течение ночи измеряются экстинкционные и контрольные стандарты. Как правило, это один или несколько стандартов системы *WBVR*, расположенных неподалёку от той площадки на небе, в которой ведутся измерения программных звёзд. Это позволяет следить за изменениями экстинкции в ходе измерений. Кроме стандартной звезды, для определения экстинкции могут использоваться непеременные программные звёзды, которые измерялись в течение ночи более чем один раз.

11.10. Краткие рекомендации по применению рассмотренных методов

Классическим методом Бугера в настоящее время пользуются редко. Его используют, пожалуй, только радиоастрономы при наблюдениях Солнца в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. В этом случае, во-первых, поглощение незначительно, а во-вторых, на небе нет никакого другого объекта для наблюдений и поневоле приходится довольствоваться одним Солнцем. Однако именно коэффициенты Бугера принято приводить в литературе в качестве астроклиматических характеристик той или иной обсерватории.

Всегда полезно квазиодновременно пронаблюдать два–три раза за ночь высокую и низкую звезду, даже если вы не собираетесь применять метод пары.

При узкополосных наблюдениях с интерференционными фильтрами или при спектрофотометрических наблюдениях удобнее всего пользоваться методом Никонова или методом Сарычева. Здесь уместно отметить, что методом Сарычева пользуются крайне редко, поэтому его достоинства и недостатки выявлены плохо. Вместе с тем, использование этого метода при таких, например, наблюдениях, как наблюдения переменных звёзд, представляется весьма перспективным.

Для фотометрических полос, в пределах которых градиенты функций спектральной прозрачности атмосферы и распределения энергии в спектре наблюдаемого объекта практически постоянны, например для полос V и R системы $WBVR$ и звёзд в интервале спектральных классов $O-K$, разумно использовать гамма-метод или гамма-модификацию метода Никонова.

В тех случаях, когда необходимо выносить за атмосферу гетерохромные звёздные величины, полученные в синих и ультрафиолетовых лучах в спектральных участках, близких к бальмеровскому скачку, лишь при использовании тянь-шаньской методики можно надеяться на отсутствие больших ошибок. Если вы применяете тянь-шаньский алгоритм для выноса ультрафиолетовой величины и, следовательно, у вас имеется соответствующая реализация этого алгоритма для ЭВМ, то для единообразия вычислительной процедуры имеет смысл применять его и для остальных фотометрических полос.

Развитие методов учёта атмосферной экстинкции продолжается.

11.11. Нормировка и перевод измерений в общую и стандартную фотометрические системы

Все рассуждения об обработке измерений, которые мы провели выше, велись в отношении звёздных величин, которые являются десятичными логарифмами отсчётов, умноженными на 2,5. Чтобы завершить обработку, необходимо выполнить ещё две операции: нормировку и перевод в стандартную систему.

Нормировка состоит в добавлении ко всем полученным внеатмосферным звёздным величинам единой константы, такой чтобы привести измерения к установленному нуль-пункту данной инструментальной фотометрической системы. Константа определяется отдельно для каждой полосы системы в соответствии с формулой (1.13). Иногда нормируют звёздную величину в одной полосе и показатели цвета между этой полосой и остальными полосами системы. Эти случаи эквивалентны.

Чтобы произвести нормировку, необходимо во всех полосах системы провести измерения стандартной звезды, для которой в каждой

полосе точно заданы её внеатмосферные инструментальные величины $m_{st}^{o,i}$. В процессе измерений в каждой полосе отсчёты G_i , полученные на этот стандарт, должны быть прологарифмированы, умножены на коэффициент 2,5 и редуцированы за атмосферу. Величины

$$\text{const}_i = m_{st}^{o,i} + 2,5 \lg G_i \quad (11.41)$$

должны быть прибавлены к величинам всех измеренных программных звёзд в соответствующих полосах. Константа нормировки одина для фотометрической полосы и не зависит от распределения энергии в спектре звезды.

Кривые реакции полос фотометрической системы не остаются неизменными. Они меняются по мере старения светочувствительной поверхности, с изменением температуры прибора и т. п. Измерения всегда производятся в уникальной мгновенной системе кривых реакции. В ещё большей степени сказанное относится к измерениям, произведённым в разное время в разных обсерваториях с помощью различной аппаратуры.

Когда две кривые реакции одной и той же фотометрической полосы отличаются друг от друга, но это отличие невелико, говорят, что фотометрические системы близки. Степень близости систем определяется точностью, с которой два измерения, вообще-то различные, могут считаться одинаковыми в пределах ошибки. В условиях проведения высокоточной фотометрии изменением кривых реакции нельзя пренебрегать. Чтобы сравнивать измерения, выполненные в разное время и в разных условиях, недостаточно нормировать их к единому нуль-пункту. Необходимо редуцировать внеатмосферные величины в каждой полосе к единым кривым реакции, т. е. в общую фотометрическую систему. Для таких редуцировок обычно применяются два метода.

*Метод эмпирической формулы (метод общих звёзд)*¹⁾. Метод применяется, если в двух (не обязательно близких) многоцветных фотометрических системах произведено достаточно много измерений общих звёзд и для них получены величины и показатели цвета. Тогда если m_1^i — звёздные величины общих звёзд в полосе i первой фотометрической системы (1), а m_2^i — величины тех же звёзд в аналогичной полосе второй многоцветной фотометрической системы (2) и, кроме того, в этой второй системе известны один или несколько показателей цвета $C_2^{i-j}, C_2^{i-k}, \dots, C_2^{i-n}$, то для каждой общей звезды можно составить уравнение вида

$$m_1^i = f(m_2^i, C_2^{i-j}, C_2^{i-k}, \dots, C_2^{i-n}). \quad (11.42)$$

¹⁾ Метод предложен и развит А. И. Захаровым.

Здесь j, k, \dots, n — номера других полос многоцветной системы, не совпадающих с полосой i .

Функция f чаще всего представляет собой полином по степеням показателей цвета. Решая систему таких уравнений способом наименьших квадратов, получаем значения коэффициентов полинома. Как правило, уравнение (11.42) нелинейное, т.е. в него входят степени и перекрёстные члены с показателями цвета. Такие уравнения решаются итерационными методами. Современное программное обеспечение ЭВМ позволяет быстро и уверенно находить численное решение подобных уравнений.

После того как параметры функции f найдены, для звёзд, измеренных в фотометрической системе 2, но не входящих в число общих звёзд, можно вычислить величину в системе 1. Достоинство метода эмпирической формулы в том, что от исследователя не требуется знать в явном виде ни кривых реакции фотометрических систем 1 и 2, ни распределений энергии в спектрах редуцируемых звёзд.

Однако следует иметь в виду, что найденный эмпирический полином будет надёжно переводить величины из системы 2 и систему 1 только в интервале тех значений показателей цвета и звёздных величин, которые участвовали при построении уравнений (11.42). Например, представим себе, что величины в системе 1 — это внеатмосферные величины 20 ярчайших звёзд скопления Плеяды в полосе V из системы UBV Джонсона. Пусть произведены измерения этих же звёзд в инструментальной системе, с кривой реакции, схожей с кривой реакции системы V Джонсона, но имеющей несколько большую чувствительность со стороны красной границы полосы. Ярчайшие звёзды Плеяд — это голубые звёзды. Построив полином по этим голубым звёздам, вы не можете применить найденное уравнение перехода для слабых красных звёзд того же самого скопления, например таких как вспыхивающие звёзды типа $UV\text{ Cet}$, изучавшиеся в Плеядах В. А. Амбарцумяном.

Метод синтетической фотометрии. Если в вашем распоряжении нет достаточного количества общих звёзд, уже измеренных в двух сравниваемых фотометрических системах, то для перевода величин из одной системы в другую потребуются знание, хотя бы приближительное, распределения энергии в спектре редуцируемой программной звезды и знание, желательно хорошее, кривых реакции обеих систем. Редукция будет осуществляться расчётным путём. В общем виде формула перехода — это формула гетерохромного показателя цвета (1.14) с нормировкой (1.15). Наиболее важный случай — это перевод измеренных инструментальных величин на стандартную систему, кривые реакции которой заданы аксиоматически. Выведем соответствующую формулу.

Пусть имеются следующие данные:

- кривая реакции стандартной системы $R_{\text{st}}(\lambda)$;
- кривая реакции инструментальной системы $R'(\lambda)$;
- распределение энергии в спектре звезды, величину которой нужно перевести в стандартную систему $E_*(\lambda)$;
- распределение энергии $E_{\text{A0}}(\lambda)$ в спектре звезды спектрального типа A0 V;
- измеренная инструментальная величина редуцируемой звезды m'_* ;
- определяемая величина редуцируемой звезды в стандартной системе m_*^{st} .

Пусть, далее,

- G_*^{st} и $G_{\text{A0}}^{\text{st}}$ — отсчёты, которые показала бы аппаратура со стандартной кривой реакции при наведении на программную звезду и звезду спектрального типа A0 V соответственно;
- G'_* и G'_{A0} — отсчёты, которые показала бы аппаратура с действующей инструментальной кривой реакции при наведении на программную звезду и звезду спектрального типа A0 V соответственно.

В соответствии с формулами (1.11) и (1.12) имеем:

$$G_*^{\text{st}} = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda; \quad G_{\text{A0}}^{\text{st}} = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{A0}}(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda; \quad (11.43)$$

$$G'_* = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R'(\lambda) d\lambda; \quad G'_{\text{A0}} = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{A0}}(\lambda) R'(\lambda) d\lambda; \quad (11.44)$$

$$m_{\text{A0}}^{\text{st}} - m_*^{\text{st}} = -2,5 \lg \frac{G_{\text{A0}}^{\text{st}}}{G_*^{\text{st}}}; \quad m'_{\text{A0}} - m'_* = -2,5 \lg \frac{G'_{\text{A0}}}{G'_*}. \quad (11.45)$$

Показатель цвета программной звезды в двухцветной фотометрической системе, состоящей из инструментальной и стандартной полос равен

$$C.I._*(\text{инстр.} - \text{станд.}) = m'_* - m_*^{\text{st}}. \quad (11.46)$$

С другой стороны, показатель цвета звезды типа A0 V в той же двухцветной фотометрической системе равен

$$C.I._{\text{A0}}(\text{инстр.} - \text{станд.}) = m'_{\text{A0}} - m_{\text{A0}}^{\text{st}} \equiv 0, \quad (11.47)$$

так как, по определению, все показатели цвета звёзд типа A0 V в любой системе равны нулю.

Вычитая первое выражение (11.43) из второго, подставляя вместо реальных отсчётов их интегральные представления (11.43) и (11.44) и учитывая (11.45) и (11.47), имеем:

$$m_*^{\text{st}} = m'_* - 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{A0}(\lambda) R'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R'(\lambda) d\lambda} + 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{A0}(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda} \quad (11.48)$$

или, что то же самое,

$$m_*^{\text{st}} = m'_* - 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{A0}(\lambda) R'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{A0}(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda} + 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_*(\lambda) R_{\text{st}}(\lambda) d\lambda}. \quad (11.49)$$

Искомая формула получена.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. БУДУЩАЯ СИСТЕМА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

История развития астрофотометрии всегда была историей борьбы за повышение точности фотометрических измерений. Звёздная величина из качественного классификационного параметра, введённого Гиппархом, превратилась в современной астрономии в важнейший количественный показатель, погрешность определения которого достигла десятых долей процента.

Успех эксперимента *Hipparcos*, так же как и подготавливаемый проект *GAIA*, побуждают астрономов к достижению более высокой точности фотометрических и спектрофотометрических измерений. Дальнейший прогресс астрономической фотометрии будет связан с переходом на уровни точности, характеризующиеся десятитысячными долями звёздной величины.

Чтобы достичь высокой точности, нужны не только технически совершенные приборы. Для выявления и исключения систематических ошибок требуются мероприятия по совершенствованию методики фотометрических измерений. В число методических усовершенствований, безусловно, будут входить усовершенствование системы стандартов и совершенствование процедур трансформации величин между фотометрическими системами.

Астрофотометрические исследования можно разделить на большое число классов по различным признакам. Некоторое представление о разнообразии объектов и методов может дать рассмотрение таблицы.

Методы, перечисленные в таблице, при сочетании образуют более тысячи различных комбинаций. Например, *наземная точная среднеполосная фотометрия красных переменных звёзд на малом телескопе в визуальном диапазоне* или *космическая широкополосная грубая фотометрия слабых протяжённых объектов (галактик) в ближнем инфракрасном диапазоне на большом ($D > 2,5$ м) телескопе*. При классическом подходе для каждой такой комбинации нужны, вообще говоря, собственные стандарты, приспособленные к конкретному исследованию.

В зависимости от поставленной задачи в качестве стандарта могут выступать разные звёзды. В частности, переменная звезда не может быть безоговорочно исключена из числа стандартов только в силу

Т а б л и ц а

Классификация астрофотометрических методов

I	<i>Ширина фотометрической полосы:</i> 1) спектрофотометрия; 2) узкополосные системы; 3) среднеполосные системы; 4) широкополосные системы.
II	<i>Точность фотометрии:</i> 1) высокоточная ($\sigma \approx 0^m,002$); 2) точная ($\sigma \approx 0^m,01$); 3) грубая ($\sigma \approx 0^m,1$); 4) оценочная ($\sigma \approx 0^m,5$).
III	<i>База наблюдений:</i> 1) космическая; 2) наземная.
IV	<i>Объекты:</i> 1) звезды-стандарты; 2) переменные звезды; 3) звезды с переменным спектром; 4) протяженные объекты; 5) звезды разных температур; 6) звезды разного блеска
V	<i>Спектральный диапазон:</i> 1) далекий UV; 2) ближний UV; 3) визуальный диапазон; 4) ближний ИК (0,78–2,2 мкм); 5) средний ИК (2,2–10 мкм); 6) далекий ИК (> 10 мкм).
VI	<i>Аппаратура:</i> 1) апертурная фотометрия; 2) панорамная фотометрия; 3) большие телескопы; 4) малые телескопы.

своей переменности. Известен случай, когда в качестве стандарта использовалась цефеида с хорошо исследованным законом изменения блеска. Уместно также отметить, что блеск сверхновых типа Ia, экстраполированный на момент максимума по виду кривой блеска, является в космологии «стандартной свечой» и служит индикатором расстояния.

Отдельные наборы стандартов требуются для каждого диапазона звёздных величин. Распределение энергии в спектре стандарта должно быть приспособлено к соответствующей фотометрической полосе. Например, для изучения звёзд спектрального типа M в инфракрасном диапазоне нужны специальные стандарты, чтобы можно было проводить измерения в фотометрических полосах K , L или M . При проведении спектральной классификации фотометрическими методами стандарты должны обеспечивать надёжное определение физических параметров звёзд.

Обработка наблюдений, вообще говоря, с математической точки зрения всегда является некорректно поставленной задачей. При наземных наблюдениях, проводимых через земную атмосферу, инструментальная фотометрическая система будет разной для разных объектов и будет изменяться *быстро*, в соответствии с изменениями прозрачности атмосферы. При внеатмосферных измерениях фотометрическая система одинакова для всех объектов и меняется *медленно* из-за изменений свойств приёмной аппаратуры. При переводе измеренной податмосферной инструментальной величины в стандартную внеатмосферную стандарт должен быть надёжным индикатором параметров аппаратуры и земной атмосферы. Только тогда можно будет считать, что наша модель трансформации адекватна и её параметры определяются уверенно. Очевидно, что для физической классификации звёзд понадобится один набор стандартов, для определения атмосферной экстинкции — другой, а для изменяющихся параметров аппаратуры — третий.

Цель современной звёздной фотометрии состоит в том, чтобы превратиться из раздела практической астрофизики в часть астрономической метрологии, как это имеет место в астрометрии.

Сегодня многие коллективы исследователей в разных странах планируют осуществлять обзоры неба. Несомненно, что в ближайшие десятилетия будут проведены по крайней мере 10–20 обширных наземных и космических обзоров с разными целями. Очевидно, что эти обзоры будут выполнены в разных фотометрических системах и, безусловно, возникнет потребность сравнивать данные друг с другом. Без этого нельзя оценить ни случайные, ни систематические ошибки. Возникает задача создания такой системы стандартов по всему небу, которая могла бы обслуживать любую (или почти любую) фотометрическую систему, была бы пригодна для любой фотометрической полосы.

Идеальными стандартами является набор звёзд, для которых известно точное распределение энергии в спектре в необходимом спектральном интервале. Для таких стандартов легко вычислить величины в любой фотометрической полосе, и такой набор данных может служить опорой для любой фотометрической полосы. По аналогии с аст-

рометрией его можно было бы назвать *фотометрической системой отсчёта*.

Для того чтобы при наблюдениях всегда можно было привязать к опорным звёздам любое фотометрическое измерение, объём системы стандартов должен достигать 100–1000 тыс. звёзд в обоих полушариях, от ярчайших до звёзд, скажем, 15-й величины. Получить такое огромное количество высокоточных спектров не представляется возможным. Однако к этому идеалу можно приблизиться при дополнительном условии отбора в стандарты только звёзд с «типичными» распределениями энергии. Тогда из фотометрических измерений в небольшом количестве достаточно широких фотометрических полос можно будет восстановить их распределение энергии с точностью, достаточной для вычисления надёжных синтетических показателей цвета.

Астрофотометрия всегда имеет дело со сравнением световых потоков от двух источников в инструментальной фотометрической системе, определённой кривыми реакции инструмента совместно с изменяющейся функцией пропускания земной атмосферы. Таким образом, наземные наблюдения всегда проводятся в разных фотометрических полосах. Полученные результаты должны быть переведены в унифицированную систему, определённую установленными внеатмосферными кривыми реакции и нуль-пунктом.

Следовательно, основной задачей стандартизации фотометрических измерений становится создание каталога таких звёзд, величины которых можно было бы легко перевести в любую наперёд заданную фотометрическую систему без потери точности. По аналогии с терминами, используемыми в астрометрии, такой каталог следует назвать фундаментальным фотометрическим каталогом.

В настоящее время фундаментальных фотометрических каталогов вообще не существует!

Использовать опорную систему можно следующим образом. В результате измерений нескольких десятков или сотен стандартов из фундаментального каталога с помощью используемой аппаратуры следует получить уравнение трансформации. После применения этого уравнения ко всем опорным стандартам будут установлены величины сотни тысяч стандартов в фотометрической системе используемого фотометра, распределённых по всей небесной сфере и имеющих высокую точность.

Фундаментальный фотометрический каталог должен быть создан путём тщательного сравнения большого числа отдельных каталогов. В процессе этого сравнения необходимо выявить и устранить систематические ошибки этих каталогов. На практике фотометрическая система отсчёта понимается как набор *моделей, соглашений и предписаний*, которые нужно использовать, чтобы из наблюдений полу-

чить для любого момента времени фотометрические свойства приёмной аппаратуры, параметры пропускания земной атмосферы и величины программных звёзд в утверждённых фотометрических полосах. Система опорных фотометрических стандартов должна быть стабильной и содержать стандарты в различных диапазонах звёздных величин. Кроме того, должна быть создана достаточно плотная сетка стандартов на всём небе.

Система должна поддерживать высокую внутреннюю точность и быть свободной от систематических ошибок. Точность опорных стандартов не должна зависеть ни от положения на небе, ни от блеска и показателей цвета, ни от других параметров

Очевидно, чтобы построить такой фундаментальный фотометрический каталог, нужна большая работа многих астрономических обсерваторий. Перед современной астрофотометрией стоят большие задачи, решение которых приведёт к новым результатам и новым открытиям в астрономии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Введение и глава 1

1. Альбицкий В. А., Вязаницын В. П., Дейч А. Н., Зельцер М. С., Крат В. А., Марков А. В., Мейкляр П. В., Мельников О. А., Никонов В. Б., Соболев В. В., Шайн Г. А., Шаронов В. В. Курс астрофизики и звёздной астрономии. Отв. ред. акад А. А. Михайлов. Том I. М.-Л.: Гостехиздат, 1951 (Пулковский курс, изд. II).
2. Курс астрофизики и звёздной астрономии / О. А. Мельников, Н. Н. Михельсон, И. И. Брейдо и др.; отв. ред. акад. А. А. Михайлов. Том I, изд. 2-е, перераб. и дополн. М.: Наука, 1973 (Пулковский курс, изд. III).
3. Мартынов Д. Я. Курс практической астрофизики. Изд-е 3-е, переработ. М.: Наука, 1977.
4. Страйжис В. Л. Многоцветная фотометрия звёзд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
5. ESA: 1997. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200. V. 1–17.
6. ESA: 2000. GAIA: Composition, Formation and Evolution of the Galaxy, Technical Report, ESA-SCI. 2000. № 4.
7. 2MASS. Описание эксперимента на сайте <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

Глава 2

1. К. Птолемей. Альмагест или математическое сочинение в 13 книгах. М.: Физматлит, 1998.
 2. А. И. Захаров, А. В. Миронов, А. А. Венкстерна. Определение времени создания «Альмагеста» Птолемея по планетным конфигурациям и видимому блеску южных звёзд // *Астрономия древних обществ: [Материалы конф. «Астрономия древних цивилизаций» Европейского о-ва астрономии в культуре (SEAC) в рамках Объединённого Европейского и Национального астрономического съезда (JENAM). Москва, 23–27 мая 2000 г.]* / Отв. ред. Т. М. Потёмкина, В. Н. Обридко. М.: Наука, 2002. С. 301.
 3. Pickering E. C. Revised Harvard Photometry // *Annals of Harvard College Observatory*. 1908. V. 50.
 4. Hoffleit D., Warren Jr. W. H., The Bright Star Catalogue, 5th Revised Ed. 1991. Astronomical Data Center, NSSDC/ADC. V. 50.
 5. Hoffleit D., Jaschek C. The catalogue of Bright Stars (4th revised edition). Yale Univ. Obs., New Haven, Connecticut, USA, 1982.
 6. Sears F. H., Kapteyn J. C., van Rhijn P. J. Mount Wilson Catalogue of photographic magnitudes un Selected Areas 1–139 // *Carnegie Instit. Public*. 1930. № 402.
-

7. *Johnson H.L., Morgan W.W.* On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades // *Astrophysical Journal*. 1951. V. 114. P. 522.
8. *Johnson H.L., Morgan W.W.* Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas // *Astrophysical Journal*. 1953. V. 117. P. 313.
9. *Mermilliod J.C.* Photoelectric Catalogue of Homogeneous Measurements in the UBV system. Strasbourg Stellar Data Center, S2168, 1991.
10. О Джоне Флемстиде: <http://www.britannica.com/eb/article-9034483/John-Flamsteed>
11. О Фридрихе Аргеландере: <http://www.surveyor.in-berlin.de/himmel/Bios/Argelander-e.html>
12. Фото телескопа Аргеландера получено с сайта <http://www.aavso.org/vstar/vsots/spring03.shtml>
13. О Генри Дрепере: <http://www.britannica.com/eb/article-9031149/Henry-Draper>; <http://www.naic.edu/~gibson/draper/>

Глава 3

1. *Докучаева О.Д.* Астрономическая фотография. М.: Физматлит, 1994.

Глава 4

1. *Лебедева В.В.* Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1994.
2. *Никонов В.Б., Куликовский П.Г.* Первый советский электрофотометр // *Астрономический журнал*. 1939. Т. 16. С. 54.
3. *Корнилов В.Г., Крылов А.В.* Четырёхканальный звёздный фотоэлектрический фотометр для наблюдений ярких звёзд // *Астрономический журнал*. 1990. Т. 67. С. 173.
4. *Kornilov V.G.* Four-Channel Stellar Photometer with Dichroic Beam-Splitters // *Baltic Astronomy*. 1998. V. 7. P. 513.
5. *Колпаков Ю.К., Магницкий А.К.* // *Приборы и техника эксперимента*. 1976. Т. 4. С. 130.
6. *Намиока Т.* Выбор монтировки дифракционной решётки для монохроматора космического телескопа // *Космическая астрофизика*. Под ред. У. Лиллера. М.: Изд-во иностранной литературы, 1962. С. 285.
7. *Meistas E.* Improvements of the PANCAKE Travelling Photometer // *Baltic Astronomy*. 1993. V. 2. P. 498.
8. *Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звёзд. Алма-Ата: Наука, 1978.

Глава 5

1. *Носов Ю.Р., Шилин В.А.* Основы физики приборов с зарядовой связью. М.: Наука, 1986.
2. *Howell S.B.* Handbook of CCD Astronomy (Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers). Cambridge University Press. 2nd edition, 2006.

3. *Kenneth J. Mighell*. Algorithms for CCD Stellar Photometry / D. M. Mehringer, R. L. Plante, and D. A. Roberts, eds. Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII ASP Conference Series. 1999. V. 172.
4. *Reif K., Cordes O., Poschmann H., Müller Ph.* BUSCA's first Calar Alto campaigns: A 64 Megapixel CCD-Camera System for the 2.2m Telescope. February, 2001. http://www.astro.uni-bonn.de/~ccd/busca/ca_newsletter/
5. *Rubenstein E.P., Bailyn C.D.* Hubble Space Telescope Observation of the Post-core-collapse Globular Cluster NGC 6752. II. A Large Main-Sequence Binary Population // *Astrophysical Journal*. 1997. V. 474. P. 701–709.

Глава 6

1. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
2. *Хргиан А. Х.* Физика атмосферного озона. Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
3. *Vigroux E* // *Annal. Phys.* 1953. V. 8. P. 709.
4. *Зуев В. Е., Комаров В. С.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 1. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
5. *Зуев В. Е., Креков Г. М.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 2. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
6. *Гуцин Г. П.* Исследование атмосферного озона. Л.: Гидрометеоиздат, 1963.
7. *Атмосфера.* Справочник. Л.: Гидрометеоиздат, 1991.
8. *Kurucz R. L., Furenlid I., Brault J., Testerman L.* Solar flux atlas from 296 to 1300 nm. National Solar Observatory Atlas. Sunspot. New Mexico: National Solar Observatory, 1984.
9. *Inn E., Tanaka Y.* Ozone absorbtione coefficients in the ultraviolet and visible regions // *Amer. Chemic. Soc., Ozone Chemistry and Technology*. 1959. P. 263–268.
10. *Мошкалева В. Г.* Резкое повышение поглощения в атмосфере в 1982 году // *Астрономический циркуляр*. 1984. № 1309.

Глава 7

1. *Иванов В. С., Золотаревский Ю. М., Котюк А. Ф., Либерман А. А., Саприцкий В. И., Столяревская Р. И., Улановский М. В., Чупраков В. Ф.* Основы оптической радиометрии. М.: Физматлит, 2003.
2. *Волошина И. Б., Глушневая И. Н., Дорошенко В. Т., Колотилова Е. А., Моссаковская Л. В., Овчинников С. Л. и Фетисова Т. С.* Спектрофотометрия ярких звёзд. М.: Наука, 1982 (Московский спектрофотометрический каталог).
3. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Спектрофотометрический каталог звёзд. Алма-Ата: Наука, 1988 (Алма-Атинский спектрофотометрический каталог).
4. *Alekseeva G. A., Arkharov A. A., Galkin V. D.; Hagen-Thorn E. I., Nikanorova I. N., Novikov V. V., Novopashenny V. B., Pakhomov V. P., Ruban E. V., Shchegolev D. E.* The Pulkovo Spectrophotometric Catalog of Bright Stars in the Range from 320 to 1080 nm // *Baltic Astronomy*. 1996. V. 5. P. 603 (Пулковский спектрофотометрический каталог).

5. *Gregg M. D., Silva D., Rayner J., Worthey G., Valdes F., Pickles A., Rose J., Carney B., Vacca W.* The HST/STIS Next Generation Spectral Library / A. M. Koekemoer, P. Goudfrooij, and L. L. Dressel, eds. The 2005 HST Calibration Workshop. Space Telescope Science Institute, 2005.
6. *Страйжис В., Свидерскене З.* Распределение энергии в спектрах звёзд различных спектральных классов и светимостей // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории. 1972. № 35. С. 3.
7. *Свидерскене З.* Распределение энергии в спектрах звёзд разных спектральных классов и светимостей // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории. 1988. № 80. С. 3.
8. *Pickles A. J.* A Stellar Spectral Flux Library // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1998. V. 110. P. 863.
9. *Lejeune T., Cuisinier F., Buser R.* A Standard Stellar Library // Part I. Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1997. V. 125. P. 229 (<ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/J/A+AS/125/229/1997>); Part II. Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1998. V. 130. P. 65 (<ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/J/A+AS/130/65/1998>).
10. *Munari U., Sordo R., Castelli F., Zwitter T.* An extensive library of 2500–10500 synthetic spectra // Astronomy and Astrophysics. 2005. V. 442. P. 1127–1134.

Глава 8

1. *Ажусенис А., Страйжис В.* Коррекция кривых реакции и параметров системы U, B, V. I. Кривые реакции // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории. 1966. Т. 16. С. 3.
2. *Ажусенис А., Страйжис В.* Коррекция кривых реакции и параметров системы U, B, V. II. Колор-индексы // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории, 1966. Т. 17. С. 3.
3. *Bessell M. S.* UBVR I Passbands // PASP. 1990. V. 102. P. 1181.
4. *Johnson H. L., Mitchell R. I., Latham A. S.* // Comm. Lunar and Planet. Lab. Univ Arizona. 1967. V. 6, No. 92. P. 85.
5. *Khaliullin Kh., Mironov A. V., Moshkalyov V. G.* The New Photometric WBVR System // Astrophys. and Space Sci. 1985. V. 111, No. 2. P. 291–323.
6. *Kornilov V. G., Mironov A. V., Zakharov A. I.* WBVR catalogue of bright stars // Baltic Astronomy. 1996. V. 5, No. 1–2. P. 379–390.
7. *ESA: 1997.* The Hipparcos and Tycho Catalogues // ESA SP-1200. V. 1–17.
8. *Høg E., Fabricius C., Makarov V. V., Urban S., Corbin T., Wycoff G., Bastian U., Schwækendiek P., Wicenec A.* The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars // Astronomy and Astrophysics. 2000. V. 355. P. L27.

Глава 9

1. *Strömberg B.* // In: Basic Astronomical Data. Chicago Press, 1963. P. 123.
2. *Straižys V., Kazlauskas A.* General Photometric Catalogue of stars observed in the Vilnius system // Baltic Astronomy. 1993. V. 2, No. 1. P. 1.

Глава 10

1. Корнилов В. Г., Крутяков А. Н., Миронов А. В. Автоматизированный фотометрический комплекс Тянь-Шаньской высокогорной экспедиции ГАИШ / Современные технологии в автоматизированных системах научных исследований, обучения и управления. Под ред. В. А. Садовниченко, М.: Изд-во МГУ, 1990. С. 125–128.
2. Миронов А. В., Мошкалева В. Г., Харитонов А. В., Колыхалова О. М. Об аппаратурных систематических ошибках фотоэлектрической фотометрии / Известия Национальной академии наук Республики Казахстан. Серия физико-математическая. 1995. № 4, часть I. С. 54–64.
3. Миронов А. В. Прецизионная фотометрия. Практические основы прецизионной фотометрии и спектрофотометрии звёзд (учебное пособие). М.: Изд-во ТОО «ЭДЭМ», 1997. С. 1–157.

Глава 11

1. Никонов В. Б. Об учёте атмосферной экстинкции при электроколориметрических наблюдениях звёзд // ДАН СССР. 1944. Т. 45. С. 151.
2. Сарычев А. П. Метод определения атмосферной экстинкции // Труды конференций по атмосферной оптике. Пулковско, ноябрь-декабрь 1965 г. и Нью-Йорк, декабрь 1966. Под ред. Н. Б. Дивари. 1970. С. 146.
3. Зданавичюс К. Атмосферная экстинкция в системе UPRXYZVS // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории. 1970. № 28. С. 24.
4. Зданавичюс К. О зависимости коэффициентов атмосферного поглощения от спектрального типа, светимости и межзвёздного покраснения в многоцветной фотометрии // Бюллетень Вильнюсской астрономической обсерватории. 1975. № 41. С. 3.
5. Харди Х. Редукция фотоэлектрических наблюдений // В кн.: Методы астрономии. Под ред. В. А. Хилтнера. М.: Мир, 1967. С. 157.
6. Мошкалева В. Г., Халиуллин Х. Ф. Итерационный метод учёта атмосферной экстинкции при фундаментальной гетерохромной астрофотометрии // Астрономический журнал. 1985. Т. 62. С. 393.

Научное издание

МИРОНОВ Алексей Васильевич

ОСНОВЫ АСТРОФОТОМЕТРИИ
ПРАКТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФОТОМЕТРИИ И СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ ЗВЁЗД

Редактор *Е.Б. Гугля*
Оригинал-макет: *Д.В. Горбачев*
Оформление переплета: *Н.В. Гришина*

Подписано в печать 17.01.08. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,25. Уч.-изд. л. 17,9. Тираж 300 экз.
Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
<http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ОАО «Ивановская областная типография»
153008, г. Иваново, ул. Типографская, 6
E-mail: 091-018@adminet.ivanovo.ru