В. И. Бурнашёв,
Б. А. Бурнашёва

ФОТОМЕТРИЯ И СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЗВЁЗД И ГАЛАКТИК

В. И. Бурнашёв, Б. А. Бурнашёва

Фотометрия и спектрофотометрия звёзд и галактик

ИЗДАТЕЛЬСТВО
АНТИКВА

Симферополь
2016

ББК 22.6
УДК 52
Б25

Б25

Фотометрия и спектрофотометрия звёзд и галактик. Научное издание/ В. И. Бурнашёв, Б. А. Бурнашёва – Симферополь: ООО «Антиква», 2016. – 384 с.

ISBN 978-5-9907857-2-4

В книге рассмотрены некоторые популярные фотометрические системы и применяемые на практике способы учёта поглощения света в земной атмосфере и межзвёздном пространстве.

Сведения о наблюдаемом и теоретически рассчитанном распределении энергии в спектрах звёзд применяются, в частности, в эволюционном популяционном спектре.

Книга может быть полезной для студентов и аспирантов астрономических специальностей.

ББК 22.6
УДК 52

ISBN 978-5-9907857-2-4

Светлой памяти наших родителей:
Елены Андреевны,
Ивана Яковлевича,
Александры Викентьевны,
Алексея Михайловича
посвящаем

Оглавление

Глава 4. Учёт межзвёздного поглощения 143

Глава 5. Популяционный синтез в астрофизике 216

Предисловие

В русскоязычной литературе существуют прекрасные учебники, в которых с той или иной степенью подробности освещаются некоторые вопросы астрономической фотометрии, – науки об измерении светового излучения небесных тел.

Д. Я. Мартыновым в его классическом «Курсе практической астрофизики» некоторые главы посвящены фотометрическим и спектрофотометрическим измерениям. Основы звёздной фотометрии изложены в «Курсе астрофизики и звёздной астрономии», который был в основном написан пулковскими астрономами и среди астрономов известен как «Пулковский курс».

К настоящему времени многое в этих книгах устарело. Однако ясное и чёткое изложение основных идей в этих курсах будет ещё долгое время пользоваться спросом среди астрономов, – профессионалов и любителей.

В четвёртом томе серии «Нестационарные звёзды и методы их исследования», вышедшем под редакцией В. Б. Никонова, детально описываются среди прочих и фотометрические методы. Появившаяся в 1977 году книга В. Л. Страйжиса «Многоцветная фотометрия звёзд» до сих пор является настольным руководством для многих отечественных фотометристов. Однако второе её издание, вышедшее на английском языке, стало труднодоступным для русскоязычных астрономов. «Основы фотометрии», написанные А. В. Мироновым живым и образным языком, отчасти восполняют этот пробел. Однако звёздная фотометрия, – это большая область астрофизики, которую в достаточной степени подробно трудно осветить только в одном учебнике.

Наша книга посвящена спектрофотометрическому изучению небесных тел в довольно ограниченной спектральной области: в видимом и ближних инфракрасном и ультрафиолетовом дапазонах.

Астрономия в последние годы двадцатого столетия стала всеволновой. Освоение вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского, далёкого инфракрасного и микроволнового диапазонов спектра доставило огромный объём качественно новой астрофизической информации. Мы надеемся, что достаточно скоро появятся новые книги и обзоры, посвящённые методам исследования в этих областях.

Авторы прошли почти весь свой трудовой путь в Крымской астрофизической обсерватории и свои первые практические шаги в астрономии сделали под руководством В. Б. Никонова. Признательность и благодарность за его дружескую поддержку мы сохранили на долгие годы.

Мы благодарны сотрудникам Крымской обсерватории и ГАИШ, П. П. Петрову, А. А. Шляпникову, А. В. Миронову и Ю. Т. Цапу , прочитавшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний.

Написание книги в своё время было инициировано Роальдом Евгеньевичем Гершбергом. Только благодаря его помощи и советам она была закончена и сдана в печать, за что мы выражаем ему нашу искреннюю благодарность.

Книга была написана в год 70-летия победного окончания Великой Отечественной войны. Мы посвящаем её памяти наших родителей, проливавших кровь на полях сражений и ковавших в тылу оружие Победы.

Астрономическая фотометрия, – большая область астрономии, и возможно, что в книге упущены и недостаточно подробно изложены некоторые важные вопросы. Мы признаём, что книга не свободна от возможных недостатков и мы будем весьма признательны всем, кто пришлёт нам свои замечания и предложения.

Наш адрес: bella.burnasheva@mail.ru

Введение

Характерной чертой последних десятилетий минувшего века можно считать резкий рост наблюдательных возможностей для проведения астрофизических исследований. Постройка крупных телескопов с собирающей площадью в десятки квадратных метров, разработка и создание светоприемников с квантовым выходом в десятки процентов многократно увеличили достижимые пределы наблюдаемой Вселенной. Колоссальный объем астрофизической информации получен с помощью приборов, установленных на спутниках и космических кораблях. Все это означало новые вызовы для наблюдательной астрофизики, в том числе и в такой традиционной области, как фотометрия и абсолютная спектрофотометрия звезд.

Так, например, ввод в действие больших телескопов потребовал расширения сети стандартов как в сторону увеличения регистрируемого спектрального диапазона, так и в сторону все более слабых звезд. Кроме того, освоение новых спектральных диапазонов с помощью космических аппаратов потребовало создания стандартов, пригодных для калибровок в области вакуумного ульрафиолета и в далекой инфракрасной области.

В последнее время в астрономии возникли и бурно развиваются целые информационные системы, включающие результаты наблюдений, получаемые в широком спектральном диапазоне. Многие из них, например, такие, как setting.org, MAST или HYPERLEDA, включают и результаты теоретических расчётов.

Зачастую полученные разными авторами результаты дублируются и находятся и на разных сайтах, поэтому для удобства пользователей возникла необходимость в систематизации и упорядочении имеющегося материала. При составлении данного обзора, в частности, преследовалась цель сообщить возможному читателю сведения о применении абсолютных спектрофотометрических данных в исследовании эволюции различных звездных систем и дать некоторые полезные ссылки и адреса web-сайтов.

Рассчитывая на то, что книга будет полезна для студентов-астрономов, интересующихся астрономической фотометрией, мы сочли нужным в первых четырёх главах сообщить некоторые полезные сведения о применяемой аппаратуре при абсолютных калибровках фотоприёмных приборов и методах наблюдений и редукций.

Не касаясь впечатляющих успехов исследований в области высоких энергий и радиоастрономии, в данном обзоре описываются только данные, относящиеся к довольно широкому диапазону от дальнего ультрафиолета до инфракрасной области.

За рамками обзора остаётся и большая часть результатов широкополосных фотометрических исследований, в том числе и каталоги, полученные с помощью внеатмосферных инструментов. Специально отметим, что в обзоре предпочтение отдано рассмотрению спектрофотометрических каталогов, содержащих детальные кривые распределения энергии. Результаты исследований в избранных длинах волн упоминаются лишь в особых случаях.

Одним из широко применяемых в последнее время приложений абсолютных спектрофотометрических исследований стал популяционный синтез, кратко описанный в пятом разделе обзора, включающим общее описание метода и свойственные ему погрешности и неточности, даны также ссылки на некоторые популярные программные пакеты. После него, в шестом разделе, изложение построено в следующем порядке: приводится список некоторых каталогов, причём особо отмечены каталоги, созданные советскими исследователями. Далее следуют сведения о каталогах, содержащих средние кривые распределения энергии в спектрах звезд разных температур и светимостей. Затем приводятся ссылки на списки спектрофотометрических стандартов, применяемых при абсолютных калибровках. Далее сообщается о наблюдениях внегалактических источников и о пакетах теоретически рассчитанных звёздных спектров. В седьмом разделе описаны некоторые информационные системы, применяемые в популяционном синтезе (и не только). Заканчивается обзор кратким подведением итогов и возможным направлением дальнейших исследований.

Из-за обилия статей, посвящённых астрономическим фотометрическим исследованиям, в списке цитируемой литературы мы отдавали предпочтение сборникам докладов и статей, а также различным обзорам, в которых можно найти ссылки на оригинальные исследования.

Глава 1. Основные понятия

1.1. Принятая терминология. Энергетические и светотехнические единицы

Фотометрия, – учение об измерении света. Звёздная фотометрия, – об измерении света от звёзд.

Как и любая наука, фотометрия возникла из практических потребностей в повседневной деятельности людей. Изучение архитектурных сооружений Древнего Египта и Древней Греции говорит о том, что уже в то время при строительстве принимали во внимание условия естественного освещения. Однако попытки осмыслить и выработать некоторые практические приёмы для учёта освещения были предприняты лишь в позднем средневековье. Благодаря исследованиям Иоганна Кеплера (1571 - 1630), Пьера Буге (1698 - 1758), Леонарда Эйлера (1707 - 1783) и Иоганна Генриха Ламберта (1728 - 1777) фотометрия приобрела черты законченной теории и стала полноправной областью прикладной математики. Краткий обзор исторического развития теоретической фотометрии приводится, например, в книге проф. Р.А.Сапожникова (1960). Опыты Христиана Гюйгенса (1629 - 1695) и Томаса Юнга (1773 - 1829) доказали волновую природу света, обладающего всеми свойствами волнового движения: интерференцией, дифракцией и поляризацией. Теория электромагнитных волн, разработанная в конце девятнадцатого века Джеймсом Клерком Масквеллом (1831 - 1879), позволила установить, что свет является частью общего спектра электромагнитных волн.

Как и всякое колебание, свет характеризуется частотой ν, длиной волны λ и скоростью распространения :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \qquad (1.1)$$

Скорость распространения света в вакууме $c=3\cdot10^{10}$см/сек (показатель преломления вакуума $n=1$). В среде с показателем преломления $n\neq1$ скорость распространения $v=c/n$.

Ниже кратко изложены некоторые сведения, необходимые для дальнейшего изложения, относящиеся к электромагнитному излучению и, в частности, к световому излучению. Их можно найти во многих учебниках и монографиях (Сапожников, 1960; Хадсон, 1972; Страйжис, 1977; Мартынов, 1967; Козелкин и Усольцев, 1985; Макарова и др., 1991; Миронов, 2008).

В Таблице 1.1, заимствованной из учебника Козелкина и Усольцева (1985), даны примерные длины волн электромагнитного излучения, проявляющие себя в том числе и как свет, воспринимаемый человеческим глазом.

Поскольку в течение тысячелетий глаз был единственным светоприёмником, то для световых измерений были выработаны светотехнические единицы, аналогично которым принято называть и единицы энергетические. При этом светотехнические единицы обычно снабжены индексом v.

К настоящему времени, повидимому, можно считать номенклатуру[1] обозначений величин, относящихся к радиометрии и фотометрии, и соответствующую терминологию[2] в достаточной степени устоявшимися (Мейер – Арендт, 1968, Никодемус, 1970, Мюрей и др., 1971). В таблицах 1.2 и 1.3 приводятся обозначения, термины и соответствующие единицы, необходимые при дальнейшем изложении. Заметим только, что для обозначения величины, относящейся к монохроматическому излучению в определённой длине волны (или частоте), к ним нужно добавлять индекс λ(или ν): Q_λ, Q_ν, Φ_λ, Φ_ν...и т.д.

Во второй половине 19 века были открыты законы излучения нагретых тел, которые сделали возможным выразить регистрируемый свет в энергетических единицах.

---

[1] Научная номенклатура, - совокупность названий, употребляемых в какой- л. отрасли науки для обозначения объектов изучения (в отличие от терминологии, содержащей также обозначения более отвлеченных понятий и категорий).

[2] Терминология каждой области знаний строится на основе понятийных связей профессиональных знаний. Т. как систематический набор терминов закрепляет систему понятий той или иной области знаний.

Энергией излучения Q называется энергия, переносимая излучением. В данном случае излучением электромагнитным. Энергию излучения, переносимую в единицу времени, называют потоком излучения Ф.

В системе светотехнических единиц это будет световая энергия Q_v и световой поток $Ф_v$.

Интенсивностью излучения I называют отношение потока излучения, излучаемого в данном направлении внутри телесного угла ω , к величине этого угла:

$$I = \frac{\phi}{\omega} \qquad (1.2)$$

Энергетической светимостью M называют поток, излучаемый (или отражаемый) единицей поверхности во всех направлениях:

$$M = \frac{\phi}{S} \qquad (1.3)$$

где S - площадь излучающей (или отражающей) поверхности.

Энергетической яркостью L называют интенсивность (силу) излучения, отнесённую к единице видимой поверхности источника излучения в данном направлении:

$$L = \frac{I}{S} \, . \, cos(\alpha) \qquad (1.4)$$

где S - площадь излучающей (или отражающей) поверхности, α - угол между нормалью к излучающей поверхности и рассматриваемым направлением.

Энергетическая освещенность (облучённость) E поверхности S,- это отношение потока к площади облучаемой поверхности:

$$E = \frac{\phi}{S} \qquad (1.5)$$

Энергетическая экспозиция H поверхности S , – облучённость поверхности в течение определённого времени t. Этот термин применяют, в частности, в фотографии.

Таблица 1.1. Примерная классификация спектра электромагнитных колебаний (Козёлкин и Усольцев , 1985)

Область спектра	Принятая Классификация	Длина волны
Низкочастотные колебания	Инфразвуковые Звуковые	≥ 18000 км 18000м – 18 км
Радиоволны	длинные средние промежуточные короткие ультракороткие микроволны	18000 – 2000 м 2000 – 200 м 200 – 50 м 50 – 1 м 10м – 1 см 1см – 1 мм
Инфракрасное излучение	длинноволновое средневолновое коротковолновое	1000 – 15 мкм 15 – 1.5 мкм 1.5 – 0.76 мкм
Видимое излучение	красное оранжевое жёлтое зелёное синее фиолетовое	760 -620 нм 620 -590 нм 590 -560 нм 560 -480 нм 480 -450 нм 450 -400 нм
Ультрафиолетовое излучение	–	400 – 5 нм
Рентгеновское излучение	–	5 – 0.01 нм
Гамма-излучение	–	Менее 0.01 нм

Как видно из таблиц 1.2 и 1.3, вся энергетическая терминология, – интенсивность, светимость, яркость, освещенность, экспозиция, – приложима и к световым величинам. При этом надо помнить, что светотехнические величины относятся к длине волны максимума кривой относительной спектральной эффективности (кривой видности) глаза (λ_{max} =555нм), и должны быть умножены на соответствующий переходный коэффициент (например, для светового потока: 683 лм = 1 вт).

При падении потока излучения на какое-либо тело, часть его может пройти через него, а какая-то часть поглотится.

Таблица 1.2. Энергетические величины

Обозначение	Наименование	Определение	Единица измерения
Q	Энергия излучения	Энергия, переносимая электромагнитными волнами	Джоуль [J]
Φ , P	Лучистый поток	Скорость передачи энергии излучения	Вт [W]
E	Освещённость (irradiance)	Лучистый поток, падающий на единицу площади	вт м$^{-2}$ [W·m^{-2}]
L	Яркость (лучистость) (radiance)	Лучистый поток в единичном телесном угле с единицы площади	вт м$^{-2}$· стерад$^{-1}$ [W·m^{-2}·ster^{-1}]
I	Интенсивность излучения	Лучистый поток в единичном телесном угле	вт стерад$^{-1}$ [W·ster^{-1}]
M	Светимость (radiant exitance)	Лучистый поток, излучаемый с единицы площади источника	вт м$^{-2}$ [W·m^{-2}]
H	Лучистая экспозиция	Энергия, падающая на единицу площади в единицу времени	вт сек м$^{-2}$ [W·s·m^{-2}]
T	Температура	–	Кельвин [K]
U	Плотность энергии излучения	Энергия излучения на единицу объёма	джоуль см$^{-3}$ [J·cm^{-3}]

Таблица 1.3. Светотехнические величины

Обозначение	Наименование	Определение	Единица измерения
Q_v	Световая энергия	Энергия, переносимая электромагнитными волнами	люмен сек [lm·s]
Φ_v	Световой поток	Скорость передачи энергии излучения	люмен [lm]
E_v	Освещённость (illuminance)	Световой поток, падающий на единицу площади	люмен м$^{-2}$ =люкс [lm·m^{-2}]=[lk]
L_v	Лучистость (яркость) (luminance)	Световой поток в единичном телесном угле с единицы площади	люмен м$^{-2}$sterad^{-1} [lm·m^{-2}·ster^{-1}]
I_v	Сила света (luminous intensity)	Световой поток в единичном телесном угле	люмен стер$^{-1}$ (кандела) [lm·ster^{-1}]
M_v	Светимость (светность) (luminous exitance)	Световой поток, излучаемый с единицы площади источника	люмен м$^{-2}$ (=10^{-4} ламберт) [lm·m^{-2}]=[10^{-4}L]
H_v	Световая экспозиция	Энергия, падающая на единицу площади в единицу времени	люкс сек [lk·s]
T	Цветовая температура		кельвин [K]

Поглощательную способность тел характеризует величина α_λ – **спектральный коэффициент поглощения**.

В 1860 г. открыт закон Кирхгофа, устанавливающий связь излучения реальных тел с излучением абсолютно чёрного тела

$$\frac{M^o{}_\lambda}{\alpha_\lambda} = M_\lambda \tag{1.6}$$

где $M^o{}_\lambda$ – спектральная плотность энергетической светимости абсолютно чёрного тела, а величины, относящиеся к данному телу, излучающему энергию, обозначаются как:

α_λ – коэффициент поглощения, характеризующий поглощательную способность тела, а M_λ – его энергетическая светимость при данной температуре.

Закон Кирхгофа справедлив и для интегрального излучения тел при данной температуре:

$$\frac{M}{\alpha} = M^o \tag{1.7}$$

где α – интегральный коэффициент поглощения.

В 1879 г. австриец Й.Стефан, а в 1884 немец Л.Больцман установили, что энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвёртой степени его абсолютной температуры:

$$M^o = \sigma \cdot T^4,\ \sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}\ [W/(m^2 \cdot K^4)] \tag{1.8}$$

В 1894 г. немецкий физик В.Вин на основании экспериментов, выполненных им и другими учёными, вывел формулу для определения длины волны максимума излучения абсолютно черного тела, выраженной в микронах :

$$\lambda_{max} = \frac{C}{T},\ [\mu m]\ .\ C = 2898,\ [\mu m{\cdot}K] \tag{1.9}$$

Дальнейшие его исследования (1896 г.) показали, что для области коротких волн (с точностью до 1% для $\lambda T \le 3000\ \mu m{\cdot}K$) выполняется следующее соотношение:

$$M_\lambda^0 = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \tag{1.10}$$

Англичане Рэлей и Джинс для длинноволновой области предложили формулу:

$$M_\lambda^o = \frac{c_1}{c_2} \cdot \lambda^{-4} \cdot T \qquad (1.11)$$

которая выполняется с точностью до 1% для $\lambda T \geq 1400000$ μm·K.

В 1900 г. М.Планк на основе квантовой теории вывел общую формулу для энергии, излучаемой в интервале $(\lambda,\lambda+\Delta\lambda)$ во всём диапазоне электромагнитных волн:

$$M_\lambda^o = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot (e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1}, \quad [W/m^2m] \qquad (1.12)$$

где постоянные:

$$c_1=3.74\cdot10^{-16}\ [W\cdot m^2]\ ,\ c_2=1.44\cdot10^{-2}\ [m\cdot K].$$

Расчёты по этой формуле совпадают с экспериментальными данными для всего бесконечного интервала температур и длин волн.

Излучение всех твёрдых, жидких и газообразных тел отличается от излучения абсолютно чёрного тела, которое является физической абстракцией. Излучательные свойства физических тел характеризует их **спектральный коэффициент теплового излучения** $\varepsilon_\lambda=M_\lambda / M^o_\lambda$, равный отношению спектральной плотности энергетической светимости данного тела M_λ к спектральной плотности энергетической светимости чёрного тела M^o_λ при той же температуре.

Из сопоставления этого выражения с законом Кирхгофа следует, что коэффициенты поглощения и излучения фактически эквивалентны: $\varepsilon_\lambda=\alpha_\lambda$, что делает возможным практическое создание эталонных источников теплового излучения, энергетическая светимость которых может быть рассчитана для заданной температуры T:

$$M_\lambda= \varepsilon_\lambda M^o_\lambda=\varepsilon_\lambda\cdot c_1\cdot\lambda^{-5} \cdot(e^{-c2/\lambda T}-1)^{-1}\ ,\ [W/(m^2m)] \qquad (1.13)$$

В качестве реперных точек температурной шкалы, (например, МПТШ= Международной практической температурной шкалы) принимают температуру фазовых переходов некоторых веществ: тройной точки воды (273.16 К), равновесия между жидкой и парообразной фазами воды (373.15 К), равновесия между жидкой и твёрдой фазами цинка (692.73 К), равновесия между жидкой и твёрдой фазами золота (1337.58 К) и др.

1.2. Применяемая аппаратура

Некоторые основные сведения об идеях современной абсолютной калибровки излучения небесных тел и аппаратуре, применяемой для этих целей, изложены в книгах Е.А.Макаровой и А.В.Харитонова (1972) и Е.А.Макаровой и др.(1991). Этим же вопросам были посвящены симпозиум МАС 111 (ред. Хейес и др.,1984), коллоквиум МАС 136 (ред. Батлер и Эллиот, 1993) и совещание Тихоокеанского астрономического общества (ред. Стеркен, 2007).

История развития светотехнических измерений в СССР и их современное состояние кратко описаны в статье Горшковой и др.,(2011).

1.2.1. Эталонные источники излучения. Модели абсолютно чёрного тела

В качестве модели черного тела можно применить замкнутую непрозрачную полость с равномерно нагретыми стенками, имеющую малое отверстие для выхода излучения. При этом геометрическая форма может быть произвольной, если выполняется условие малости площади выходного отверстия по сравнению с внутренней площадью полости. На практике обычно применяют чёрное тело в виде металлического сердечника с цилиндрической или конической полостью с выходным отверстием от 0.3 до 1 мм. Нагрев осуществляется проволокой, намотанной на внешнюю сторону сердечника.

На рисунке 1.1 показана схема одной из моделей чёрного тела, применяемого во Всероссийском научно-исследовательском институте метрологии им. Д.И.Менделеева (ВНИИМ). В качестве рабочего тела в ней применена платина.

В 1979 г. было принято решение о переводе всех первичных эталонов, основанных на оптических методах воспроизведения физических величин, во Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ВНИИОФИ).

Сотрудниками института разработан и построен Государственный эталон спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ), спектральной плотности силы излучения и спектральной плотности энергетической освещённости в диапазоне λλ0.22-10.6 мкм. Дополнительно измеряется полный поток с помощью полостного радиометра в диапазоне λλ0.3-15 мкм.

Температурная шкала этих эталонов строится без опоры на температуру какого-либо фазового перехода, а попросту исходя из закона Планка.

Если написать для ряда длин волн λ_i отношение потоков $M^o_{\lambda_i, T_1}/M^o_{\lambda_i, T_2}$ вычисленных по формуле (1.12) для двух значений температуры T_1 и T_2, то получим избыточную систему уравнений

$$\frac{M^o_{\lambda_i, T_1}}{M^o_{\lambda_i, T_2}} = \frac{e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T_2}} - 1}{e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T_1}} - 1} \qquad (1.14)$$

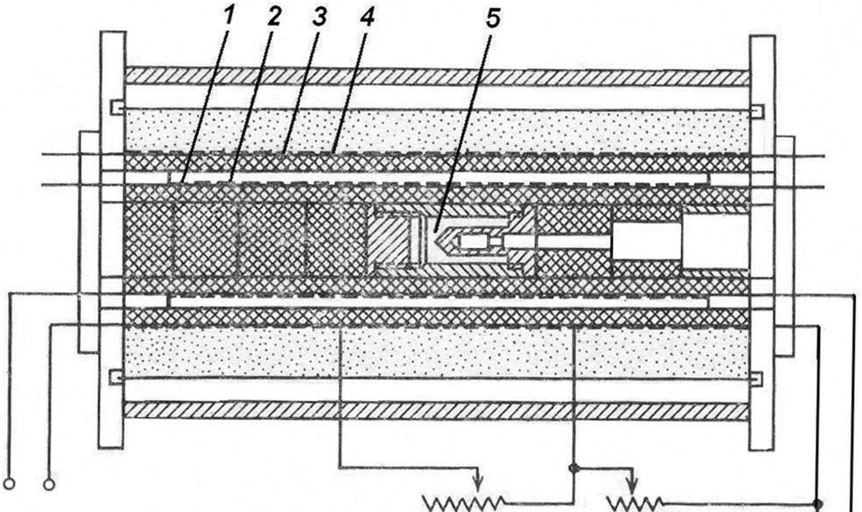

Рис.1.1. Схема модели абсолютно чёрного тела, применяемого во ВНИИМ.
1 - трубка из окиси алюминия. 2 - обмотка из платинородиевой ленты.
3 - внешняя трубка. 4 - дополнительная обмотка.
5 - тигель - модель чёрного тела.
(Макарова и др., 1991)

с двумя неизвестными T_1 и T_2. Для получения этих отношений не обязательно знать пропускание прибора и иметь неселективный приёмник, необходимо знать только точные значения длин волн. Таким методом во ВНИИОФИ была построен эталон спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ).

Всего за прошедшие годы в институте было создано 13 моделей абсолютно чёрного тела для температур от 80K до 3200K, применяемых в различных метрологических институтах. Все они расчитаны на разные интервалы температур, от 80-300 K до 2000-3300 K, с разными материалами для рабочих тел: графитом, карбидом ниобия, медью, и т.д. Схема одного из них, применяемого в интервале температур от 2000 до 3200 K, показана на рисунке 1.2 (Саприцкий и др., 1996).

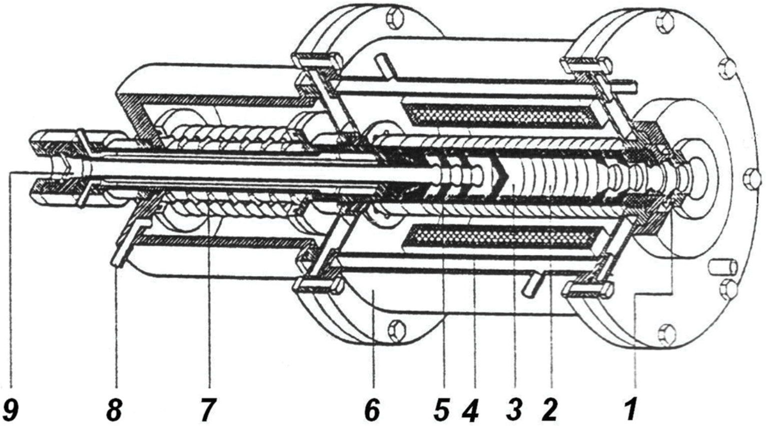

Рис. 1.2. Высокотемпературная модель абсолютно чёрного тела BB3200pg, применяемого во ВНИИОФИ.
1 - выходная диафрагма излучателя. 2 - графитовые кольца излучателя.
3 - основание излучательной ячейки. 4 - термоизоляция. 5 - защитные экраны.
6 - камера водяного охлаждения.
7 - зажимная пружина. 8 - отверстие для впуска инертного газа.
9 - тыльное окно из кварца.
(Саприцкий и др., 1996)

Современный комплекс для воспроизведения и передачи размеров единиц спектральных величин включает набор из следующих средств измерений:

1. Абсолютного криогенного радиометра,
2. Модели чёрного тела BB3500M с регулируемой температурой от 1500 K до 3500K для воспроизведения и передачи спектральных величин в диапазоне 0.2 - 2,5 мкм,
3. Системы определения термодинамической температуры модели чёрного тела BB3500M,
4. Спектрального компаратора на основе двойного монохроматора, набора приёмников излучения, фокусирующей оптики и интегрирующей сферы,
5. Модели чёрного тела (BB-Cu) с температурой фазового перехода плавления меди,
6. Спектрального компаратора на основе дифракционного монохроматора, набора приёмников и фокусирующей оптики для передачи размеров единиц спектральных величин в диапазоне 2.5-25 мкм,
7. Абсолютного радиометра МАР-1 с системой термостабилизации для воспроизведения и передачи размеров энергетической освещенности и силы излучения,
8. Системы регистрации и обработки информации.

http://www.vniiofi.ru/depart/m4.html

Модель абсолютно чёрного тела, – это сложное инженерное сооружение, поэтому в повседневной практике применяют вторичные стандарты излучения, – ленточные или газоразрядные лампы.

В качестве вторичных эталонных излучателей для СПЭЯ используются вольфрамовые лампы типа ТРУ-110-2350 или СИ-8-200, и т.д. Некоторые вторичные эталоны показаны на рисунке 1.4.

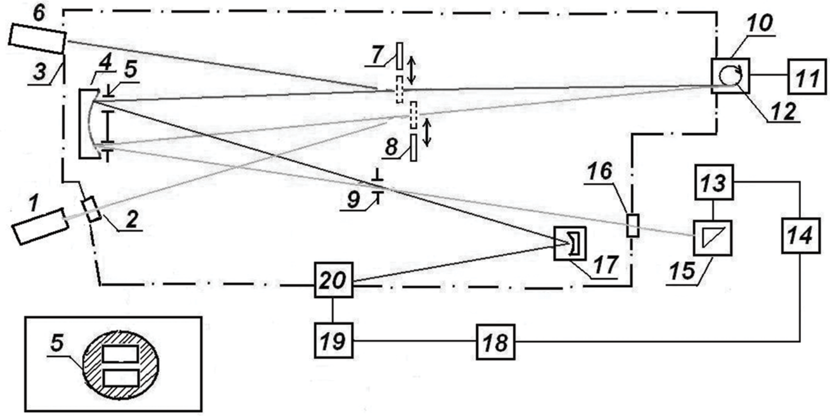

Рис. 1.3. Функциональная схема эталона единицы спектральной плотности энергетической яркости в диапазоне 0.04-0.25 мкм.
1 - вольфрамовая ленточная лампа (рабочий эталон на длине волны λ_0).
2, 16 - кварцевые окна вакуумного объёма компаратора . 3 - вакуумный объём компаратора спектральной яркости . 4 - фокусирующее зеркало . 5 - апертурная диафрагма . 6 - рабочий эталон СПЭЯ в диапазоне 0.04-0.25 мкм.
7,8 - плоские зеркала. 9 - входная щель.
10 - электронный синхротрон "Тролль-1". 11 - измеритель частоты ускоряющего высокочастотного поля. 12 - излучающая точка орбиты. 13 - фотоумножитель. 14,19 - аналого - цифровые преобразователи. 15 - призменный монохроматор. 17 - вакуумный монохроматор. 18 - ЭВМ "Эталон".
20 - фотоприёмник ВУФ диапазона. На врезке показано взаимное расположение апертурных диафрагм.
(Аневский и др., 1987)

Синхротронное излучение

Теоретические основы этого излучения были заложены ещё на рубеже 19 – 20 веков Анри-Мари Льенаром, Эмилем Вайхертом и Джорджем А. Шоттом, изучавших свойства электрона, движущегося по окружности со скоростью, сравнимой со скоростью света. Впервые визуально это излучение в виде голубоватого свечения наблюдалось в 1947 году в США и с тех пор получило широкое практическое применение (Тернов и др., 1980) .

Были установлены важные закономерности этого свечения. Оказалось, что излучение, испускаемое электроном, сосредоточено в узком конусе вокруг вектора мгновенного направления скорости частицы. Этот так называемый "прожекторный" эффект, присущий ультрарелятивистским частицам, обусловлен тем, что обычное пространственное распределение дипольного излучения, в нерелятивистском случае представляемое тороидом, при субсветовых скоростях вырождается в узкий конус, с малым углом раскрытия $\sin\Psi \approx \delta\Psi \approx mc^2/E$. При этом максимум излучения падает не на основную частоту обращения частицы ω_0 (циклотронную частоту), а на очень высокие её гармоники $\omega=\nu\omega_0=3/2\cdot(E/m_0c^2)^3\cdot\omega_0$, наблюдающиеся как пятно темнокрасного цвета при энергии электронов 30 МэВ и яркого голубовато-белого при 80 МэВ.

Ю. Швингер в 1949 г. дал полное описание спектра излучения ультрарелятивистского электрона. Все эксперименты показали полное совпадение с теорией: мощность излучения, его угловое распределение, спектр, поляризация, – полностью соответствовали теоретическому описанию.

Практическое применение синхротронного излучения для целей энергетической калибровки в нашей стране было предпринято в середине 70-х годов прошлого века (Аневский и др., 1987).

В оптическом диапазоне синхротронное излучение некогерентно и его полная мощность пропорциональна числу электронов в цикле ускорения n, для измерения числа которых служит компаратор спектральной яркости.

Функциональная схема созданного во Всесоюзном научно-исследовательском институте оптико-физических измерений (ВНИИОФИ) компаратора для передачи размера единицы спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) рабочему эталону в диапазоне длин волн 0.04-0.25 мкм показана на рисунке 1.3. Синхротронное излучение из точки орбиты 12 фокусируется на входную щель 9 шириной 0.03 мм, общую для вакуумного монохроматора 17 и призменного монохроматора 15, с помощью сферического зеркала 4 (радиус кривизны 0.5 м), создающего уменьшенное изображение электронного сгустка в плоскости входной щели. Апертурная диафрагма 5 перед зеркалом 4 выделяет два равных по размерам и интенсивности пучка излучения. Верхний пучок поступает на вакуумный монохроматор типа Сейя-Намиока 17, в котором излучение в длине волны λ регистрируется фотоприёмником 20 (фотоумножителем ФЭУ-150 в диапазоне λ0.12-0.25 мкм или фотосцинтилляционным преобразователем в диапазоне λ0.04-0.12мкм). Нижний пучок поступает через окно 16 на призменный монохроматор 15, выделяющий излучение λ_0=0.98 мкм, который регистрируется фотоумножителем 13.

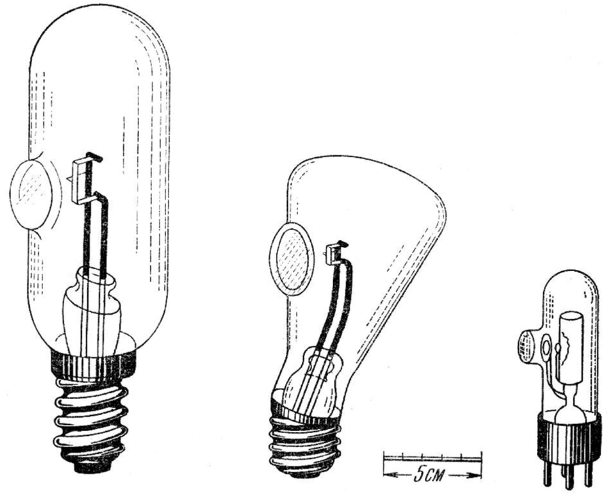

Рис. 1.4. Светотехнические ленточные и газоразрядные лампы (Макарова и Харитонов, 1972)

Сигналы с выходов фотоприёмников 13,20 поступают на цифровые преобразователи 14,19 и обрабатываются на ЭВМ (18).

Излучение от калибруемого источника 6 в диапазоне 0.04-0.25 мкм и вольфрамовой лампы 1 вводятся в оптические тракты плоскими зеркалами 7 и 8, дающим мнимые изображения светящихся областей ламп, совпадающие со светящейся точкой орбиты 12. Излучение источника 6 непосредственно вводится в вакуумный объём камеры, а излучение вольфрамовой лампы 1, – через окно 2.

Таким образом, оптическая схема компаратора позволяет передавать размер единицы СПЭЯ и одновременно измерять число электронов n оптическим методом путём сравнения с вольфрамовой ленточной лампой, калиброванной по модели абсолютно чёрного тела (Аневский и др., 1987).

Основные идеи, заложенные в компараторе, получили дальнейшее развитие в создании уникальной научной установки Федерального Государственного Унитарного Предприятия (ФГУП ВНИИОФИ) и Научно-исследовательского центра (НИЦ) "Курчатовский институт", предназначенной для исследования радиометрических и спектрофотометрических характеристик источников и приёмников в спектральном диапазоне от 1 нм до 20 мкм.

Дальнейшее развитие метрологического комплекса предусмотрено программой исследований в 2014 - 2015 гг. Программа предполагает создание единого центра калибровки аппаратуры наблюдения Земли в широком спектральном диапазоне от ИК до ближнего УФ с участием ВНИИОФИ (Росстандарта) и ЦНИИМАШ (Роскосмос) для обеспечения качества и совместимости данных калибровки с учётом требований международных стандартов. Подробности вместе со списком литературы можно найти на сайте

http://www.vniiofi.ru/depart/m7.html

Несмотря на трудности, пережитые страной в последние десятилетия, проведены сличения отечественных первичных источников излучения с ведущими лабораториями мира. Результат сравнения показал высокую точность передачи размеров единиц световых величин. Например, среднее отношение "величины ВНИИОФИ(Россия)/PTB(Германия)" составляет для силы света 1.001±0.002, для светового потока 0.998±0.003.

Модели абсолютно чёрного тела и источники синхротронного излучения, – это первичные стандарты излучения. Вторичными стандартами, предназначенными в том числе и для астрономических калибровок, являются ленточные и газоразрядные лампы, эталонные источники с радиоактивным возбуждением, фотометрические головки (ФГ) на основе светодиодных эталонных излучателей и самокалибрующиеся фотодиоды (Макарова и др., 1991, Горшкова и др.,2011).

Примером использования излучателей для абсолютной калибровки астрономического объекта, принятого в качестве звёздного абсолютного стандарта, является калибровка Веги, – яркой звезды северного полушария.

Ведущая роль в США, да и во всем мире, "способствующим решению проблем, связанных со стандартами, и обеспечивающих прогресс в науке измерений, стандартов и технологий", принадлежит Национальному Институту стандартов и технологий (NIST = *National*

Institute of Standards and Technology), который был преобразован решением Конгресса США в 1988 году из Национального Бюро стандартов (NBS = National Bureau of Standards). В свою очередь, Национальное Бюро стандартов было организовано по решению Конгресса в 1901 году "для решения проблем, связанных с стандартами", а до этого, с 1830 по 1901 год, этими проблемами занималась Служба Стандартов мер и весов при Казначействе США (*Office of Standard Weight and Measures*).

Годовой бюджет Института, в котором трудятся почти три тысячи сотрудников, и с которым аффилировано около 350 научных центров страны, в 2009 году составлял 992 млн. долларов. В Институте есть исследовательский реактор, синхротрон и другое уникальное научное оборудование. Подробности см. на сайте:

http://www.nist.gov

Результаты исследований сотрудников института публикуются в "Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology", "NIST Special Publication", а также в выпусках журнала "Metrologia". Содержание статей в двух первых журналах доступно в виртуальной библиотеке института (NIST Virtual Library):

http://www.nist.gov/nvl

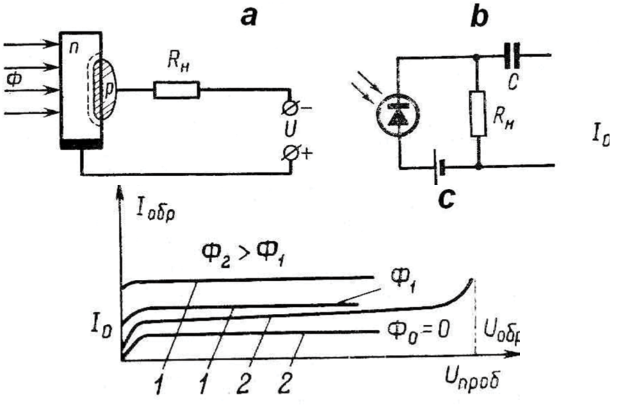

Рис. 1.5. Принцип действия фотодиода.
а) Схема питания фотодиода. Значками p и n отмечены p и n - области.
b) Включение фотодиода в цепь. c) Характеристики идеального (1) и реального (2) фотодиодов
(Павлов, 1974)

Высокотемпературные модели чёрного тела совместно с абсолютными криогенными радиометрами позволили уточнить термодинамическую шкалу температур (МПТШ= Международная практическая температурная шкала), основанную на точке плавления золота. Развитие криогенных радиометров улучшило точность и упростило процесс калибровок третичных стандартов, применяемых в промышленности и научных исследованиях.

Шкала радиометрических измерений в видимой области спектра, основанная на излучении моделей абсолютно чёрного тела и применении калиброванных светоприёмников, была расширена в конце 70-х - начале 80-х годов Дж.Гейстом и другими сотрудниками NIST путём применения калиброванных фотодиодов (Гейст, 1979а, 1979б, Гейст и др, 1980).

1.1.2 Эталонные светоприёмники. Фотодиоды

Помимо эталонных источников излучения применяют также эталонные приёмники с известным откликом при некотором известном уровне освещённости.

Во второй половине прошлого века в качестве таких эталонных приёмников стали получать широкое применение твердотельные фотоприёмники, – фотодиоды (Залевски и Гейст, 1980).

Фотодиодами называют вентильные фотоэлементы, основанные на использовании односторонней проводимости p-n - перехода, которые могут работать как в вентильном режиме (без внешнего источника питания), так и в фотодиодном, когда в запирающем направлении приложено значительное напряжение питания (Павлов,1974).

Принцип действия, схема включения и вольт-амперные характеристики фотодиода показаны на рисунке 1.5.

Когда фотодиод не освещен, а на p-n - переход подано обратное напряжение, то через него будет течь небольшой ток, обусловленный неосновными носителями, то есть электронами в p - области и дырками в n - области.

При освещении фотодиода световым потоком Ф, если энергии кванта достаточно, чтобы выбить электрон из атома кремния, на границе n - области возникает пара "электрон-дырка" (рис 1.5а, 1.6а). Дырки, являясь неосновными носителями в этой области, диффундируют вглубь. Подойдя к p-n - переходу, они увлекаются в p -

область. (При этом необходимо, чтобы толщина n - области была меньше диффузионной длины и обеспечивала попадание дырок в p-область до их рекомбинации). Рост тока вызывает добавочное падение напряжения на нагрузочном сопротивлении. Ток во внешней цепи определяется зависимостью:

$$I=I_f-I_S\cdot\left(e^{\frac{U_R-U}{U_T}}-1\right)$$

где $I_f = S\cdot\Phi$ – фототок, вызываемый потоком излучения Ф, падающим на светочувствительный слой прибора S,

I_s – ток насыщения, протекающий через контактный переход в запорном направлении,

U_R – падение напряжения на сопротивлении нагрузки,

U_T=kT/e – температурный потенциал. Если Ф=0, то вольт-амперную характеристику называют темновой. На работу реального прибора оказывает влияние ток термогенерации, зависящий от обратного напряжения: $I_T=K_T\cdot U^{1/2}$, где K_T – коэффициент пропорциональности. При некотором напряжении $U_{пр}$ в p-n - переходе возникает пробой, поэтому прибор должен работать при значительно меньшем напряжении, чем напряжение пробоя.

Фотодиоды включаются на вход усилителя через нагрузочное сопротивление (рис.1.5. b). Вольт-амперная характеристика характеристика фотодиода показана на рис 1.5 c.

Гейст и др. (1980) показали, что абсолютная чувствительность фотодиодов может быть определена из присущих только им свойств. Применение этого детектора основано на ступенчатом применении самоколибровки напряжения смещения (*self-calibration bias-voltage*)

Схематичная диаграмма, показанная на рис 1.6a, характеризует строение и принцип работы фотодиода.

Приложение напряжения к заднему электроду диода – это хорошо известный приём для увеличения ширины зоны обеднения в слабопримесной n - зоне. Избыток носителей, созданный в обедненной зоне, выметается электрическим полем обедненной области настолько быстро, что вероятность рекомбинации при этом пренебрежима, порядка 0.001%. При напряжении смещения V_R=0 обеднённая область простирается только на несколько микрометров за стык (junction). При достаточном напряжении она может простираться до 300 мкм к тыльной области. Тем не менее, при повышении напряжения смещения может иметь место достижение напряжения пробоя. Когда диод освещается фотонами, проникающими до нескольких ширин области обеднения, возрастание обратного напряжения смещения вызывает возрастание квантовой эффективности. Если область обеднения простирается на глубину, за которой пренебрежимо проникновение радиации, квантовая эффективность дальше не возрастает. С другой стороны, неосновные носители, созданные при поглощении фотона в тыльной стороне обедненной области, могут диффундировать к области обеднения. При существенном времени этого процесса также может наблюдаться уменьшение квантовой эффективности.

Слой оксида кремния SiO имеет значительное число положительных зарядов вблизи стыка SiO-Si. Этот заряд отталкивает дырки от области вблизи стыка, создаваемого диполем, центрированным на стыке. Электрическое поле диполя существенно увеличивает концентрацию неосновных носителей (электронов) вблизи стыка, тем самым увеличивая их рекомбинацию. Когда напряжение на оксиде возрастает, отрицательный заряд нейтрализует эффект положительного заряда, уловленного в оксиде.

При облучениии монохроматическим светом λ внутренняя квантовая эффективность диода вычисляется как отношение фототока, полученного при нулевом смещении к полученному с обратным напряжением смещения, достаточным для насыщения фототока.

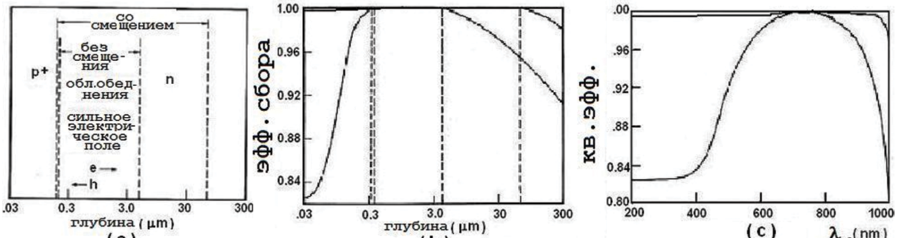

Рис. 1.6. Схемы и диаграммы, поясняющие действие фотодиода. a)Схематическая диаграмма (p+-n) фотодиода. Значками p и n отмечены p и n - области. b) Типичная диаграмма эффективности сбора без смещения (нижняя кривая) и со смещением (верхняя кривая). c) Внутренняя квантовая эффективность фотодиода, без смещения (нижняя кривая) и со смещением (верхняя кривая) (Гейст и др., 1980)

Рис 1.6 иллюстрирует эффективность сбора носителей (б) и резкое возрастание внутренней квантовой эффективности (с) прибора при приложении напряжения смещения.

Понятия внутренней и внешней квантовой эффективности ввели Залевский и Дада (1983), показавшие, что относительная спектральная чувствительность фотодиода в данной длине волны зависит от потерь на отражение от его поверхности. Отклик прибора в длине волны λ может быть выражен как $R(\lambda)=((1\text{-}\rho)\cdot\varepsilon_{i}\cdot\lambda\cdot e)/hc$,

где:

e – заряд электрона,

h – постоянная Планка,

ε_i – внутренняя, свойственная прибору, квантовая эффективность,

ρ – коэффициент отражения поверхности фотодиода,

$(1\text{-}\rho)\cdot\varepsilon_i$ – внешняя квантовая эффективность.

Для уменьшения потерь на отражение применяют так называемые "световые ловушки", состоящие из последовательно включенных фотодиодов, в которых каждый последующий фотодиод освещается светом, отражённым от поверхности предыдущего.

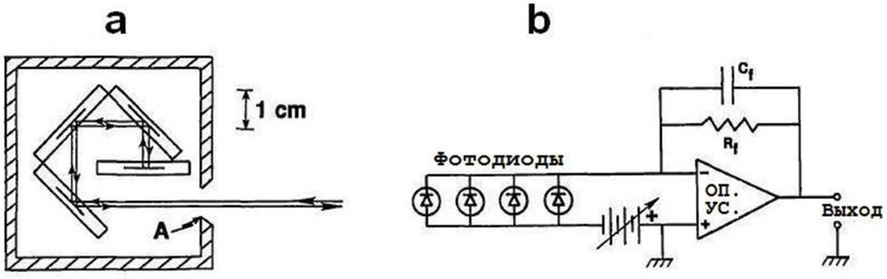

Рис. 1.7. а) Схема, поясняющая устройство "световой ловушки" из фотодиодов для увеличения квантового выхода.
b) Электрическая конфигурация для четырёх фотодиодов, источник напряжения смещения, операционный усилитель (Залевский и Дада, 1983)

На рис 1.7 схематично показано устройство такой ловушки и электрическая схема включения фотодиодов на вход операцинного усилителя. Подробное раасмотрение свойств такого рода устройств выполнил в своё время Фокс (1991), рассмотревший конструкцию, относительную спектральную чувствительность, неравномерность чувствительности по поверхности, линейность и стабильность во времени. Скорректированная квантовая эффективность некоторых экземпляров может достигать 99.96%.

Сравнение результатов абсолютных калибровок, выполненных с помощью калиброванных фотодиодов, с более ранними определениями, сделанными на основе измерений излучения моделей абсолютно чёрного тела или радиометров, показали, что такая процедура проще и обходится значительно дешевле, и, что гораздо важнее, позволяет достичь большей точности, до 0,1 - 0.04%.

Последовательность калибровок детекторов выглядит следующим образом: 1. первичные стандарты, 2. вторичные стандарты, 3. детекторы переноса (*Transfer Standard Detector*), 4. рабочие стандарты (*Working standard detector*), 5. детекторы заказчика (*customer (test) detector*), выполняемые в интересах промышленности, научных исследований и т.д.

В качестве детекторов переноса и рабочих стандартов применяются кремниевые, германиевые и индий-галлиевые-сурьмяные диоды (*Ge, Si and InGaAs-diods*), а также пироэлектрические и кремниевые "ловушки из диодов", упомянутые выше. Производимые в NIST коммерческие калибровки светоприёмников выполняются методом подстановки (substitution method) в ближней ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях. Идея метода состоит в сравнении измеренной чувствительности, характеризуемой отношением выходного сигнала к входному, стандартного детектора (рабочего или вторичного стандарта) с чувствительностью неизвестного (исследуемого) детектора. Схема аппаратуры для видимой и ближней инфракрасной области (от 350 нм до 1800 нм) показана на рисунке 1.8. В качестве источника света применяются 100-ваттные кварцевые галогенные лампы, спектральные лампы и He-Ne-лазер. Свет от источника через интегрирующую сферу попадает на входную щель монохроматора, в котором применены 30°-ная призма и набор спектральных решёток (600 штр/мм). Два сферических зеркала диаметром 15.24 см вместе с 7.62-см плоским зеркалом перебрасывают изображение выходной щели монохроматора на детектор.

Точность, с которой производится калибровка рабочих стандартов, иллюстрирована на рисунке 1.10. В среднем, на интервале максимума чувствительности исследовавшихся приёмников, точность калибровок рабочих стандартов составляет доли процента.

Высокоточный криогенный радиометр *HACR* (*=high - accuracy cryogenic radiometer*), работающий при температуре жидкого гелия, применён в качестве детектора переноса для распространения шкалы чувствительности спектральной мощности. Исторически шкала была реализована с использованием этого приёмника для девяти линий лазерного излучения в видимой области спектра, от 405 до 920 нм. Вне этой спектральной области шкала основана на измерениях с пироэлектрическим приёмником, который имеет довольно плоскую кривую относительной спектральной чувствительности, но обладает низким уровнем абсолютной чувствительности. В ультрафиолетовой области шкала чувствительности улучшена благодаря калибровке в NIST вторичных стандартов с помощью синхротронного устройства SIRCUS III в области от 200 нм до 5 мкм.

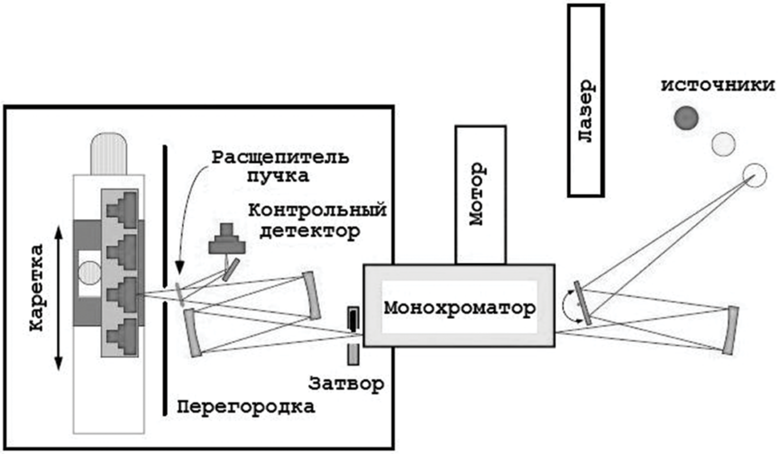

Рис. 1.8. Схема компаратора для калибровки рабочих эталонных приёмников в видимой и ближней инфракрасной областях
(Ларасон и Хьюстон, 2008)

Работа криогенного радиометра основана на измерении оптической мощности путём сравнения роста температуры массивной полости, поглощающей оптическое излучение, с возрастанием температуры при её электрическом нагреве. Хотя этим принципам больше века, только с недавнего времени в работе при криогенных температурах стало возможным проводить измерения оптической мощности с точностью до 0.01%. Внешний вид криогенного радиометра и схема его устройства показаны на рисунке 1.11. Существенными элементами устройства являются медная полость, поглощающая падающую радиацию, электрический нагреватель этой полости, контрольный блок, поддерживаемый при фиксированной температуре, термометры, и слабая термическая связь между полостью и контрольным блоком.

Главное преимущество работы при криогенных температурах, – уменьшение тепловой ёмкости меди в тысячи раз по сравнению с комнатной температурой. Постоянная времени уменьшается от значений порядка нескольких суток до четырёх минут при 5К. Другое преимущество, – уменьшение радиативной связи поглощающей ячейки с окружением.

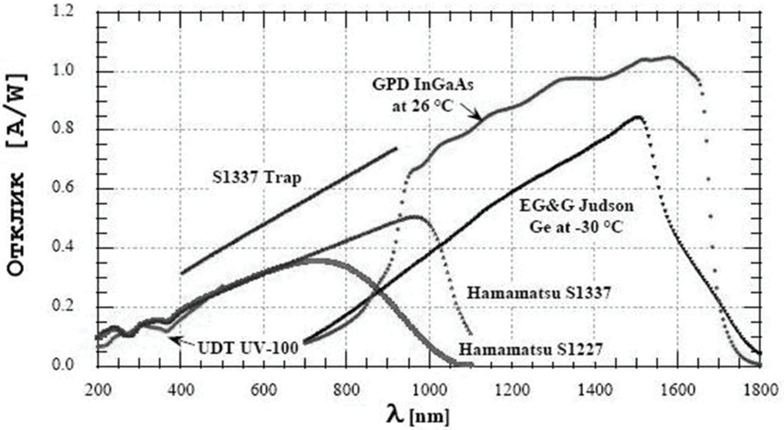

Рис. 1.9. Спектральная чувствительность типичных Si-, InGaAs- и Ge- фотодиодов (Ларасон и Хьюстон, 2008)

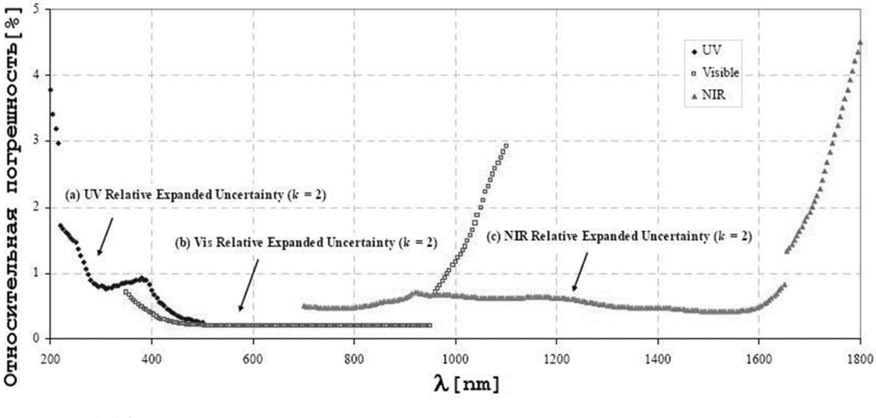

Рис. 1.10. Погрешности в определении спектральной чувствительности реальных фотодиодов: в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях. Три типа разных детекторов применяются как рабочие стандарты в этих спектральных диапазонах (Ларасон и Хьюстон, 2008)

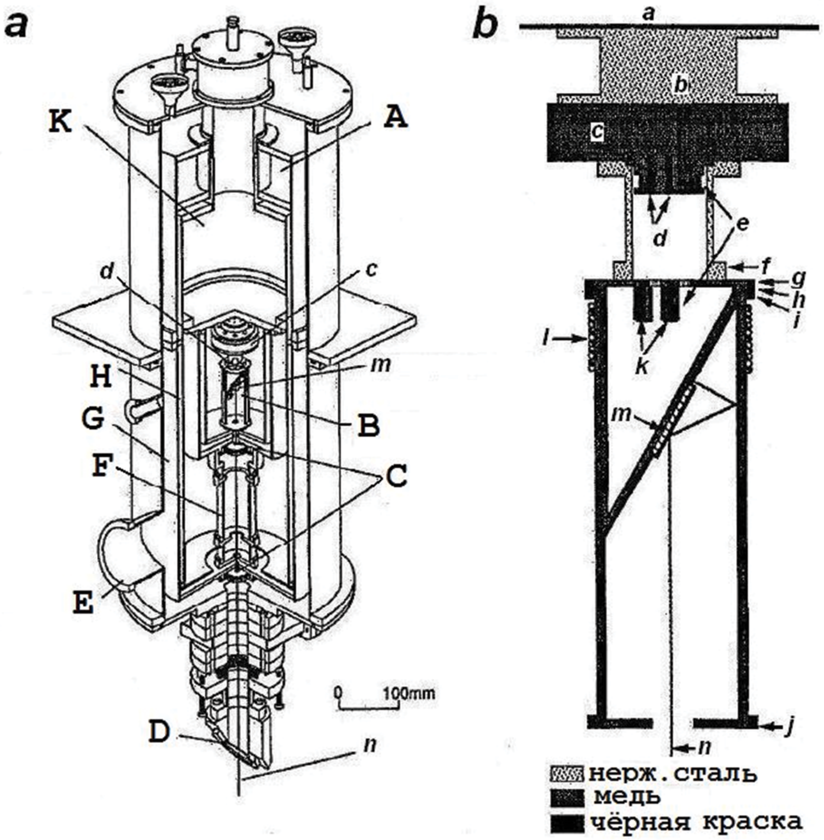

Рис. 1.11. Высокоточный криогенный радиометр. а) Внешний вид радиометра. A- резервуар с жидким азотом, B-поглощающая ячейка (чёрная отражающая поверхность), C- регулировочные (визирующие) фотодиоды, D- окно (под углом Брюстера), E-впускное окно, F- световая ловушка (4.2 K), G-экран (77 K), H-экран (55K), K-резервуар с жидким гелием.
б)Основные элементы криогенного радиометра: a - резервуар с жидким гелием, b - термическая связь между резервуаром и референтным блоком, c - референтный блок (5K), d - референтный блок германиевого термометра, e - термическое крепление сверхпроводящей связи термометра, f - термическая связь между референтным блоком и полостью, g - верхний конец крышки полости, h - наклонная часть внутри полости, i - цилиндрическая полость, j - нижняя часть крышки полости, k - полость германиевого термометра, l - обмотка нагревателя, m - нагреватель, n - луч лазера (Джентил и др., 1996)

Глава 2. Фотометрические системы

Развитие техники в двадцатом веке сделало доступным весь спектр электромагнитного излучения небесных тел с помощью ракет, спутников, баллонов и высотных самолетов. Однако наблюдения с поверхности Земли еще долго не потеряют своего значения, несмотря на связанные с этим трудности и помехи. На рисунке 2.1, заимствованном из обзора Джаконни и др.(1968) и несколько преобразованном в более привычный для фотометриста вид (длины волн возрастают слева направо), показано пропускание земной атмосферы на половинном уровне и уровнях 1/10 и 1/100 в зависимости от длины волны.

До 1945 года, который считается годом рождения радиоастрономии, вся астрономическая информация получена из сравнительно узкого оптического окна прозрачности (300 - 1000 нм). Но даже в этом диапазоне значительные помехи в измерения вносят атмосферные газы и пары воды. Уже в ближней инфракрасной области (1 - 50 мкм) влияние полос атмосферных газов усиливается настолько, что кривые реакции инфракрасных систем определяются "окнами" прозрачности между теллурическими полосами.

Практически до предела сантиметрового радиоастрономического диапазона излучение поглощается почти полностью, за исключением нескольких полупрозрачных интервалов в субмиллиметровой области.

Радиоастрономическое окно прозрачности приходится на диапазон длин волн примерно от 1 см до 30 м. Более длинноволновое излучение поглощается ионосферой. Отметим также, что даже в этом диапазоне для астрономических исследований отведены только несколько узких участков. Остальные используются для радиосвязи.

2.1. Измерение блеска звёзд

Свет небесных тел частично теряется из-за рассеяния и поглощения атмосферными газами. Поглощение ими в инфракрасной области уже настолько велико, что определяет положение и ширины фотометрических полос. Пропускание земной атмосферы иллюстрирует рис.2.1. На рисунке 2.2 показаны "окна" пропускания земной атмосферы и указаны районы фотометрических полос. На следующем рисунке 2.3 в субмиллиметровом и миллиметровом радиодиапазонах для примера приводятся средние кривые для Южного полюса (1) и высокогорных обсерваторий Чайнантор(2) и Мауна-Кеа(3).

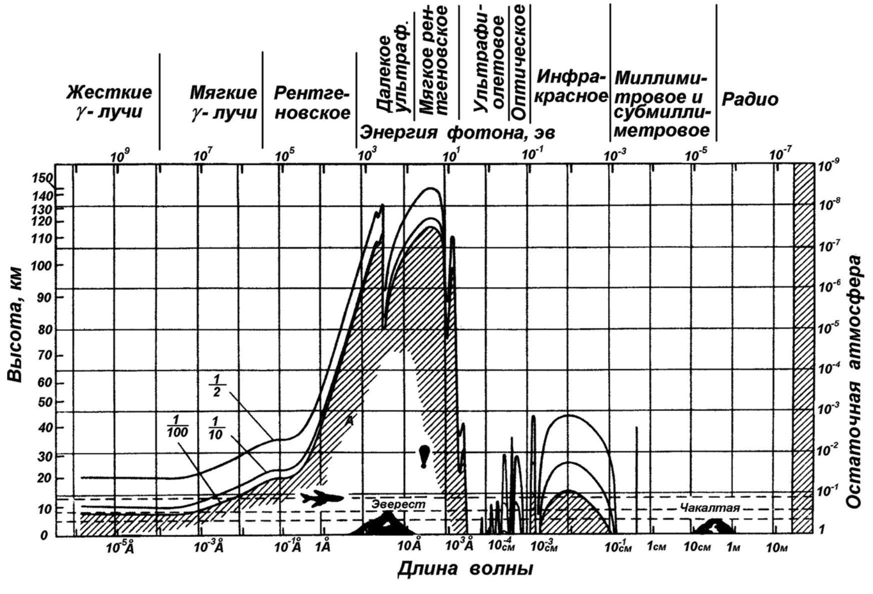

Рис.2.1. Ослабление излучения в атмосфере. Сплошными линиями показана высота, на которой происходит ослабление потока наполовину, в 10 и 100 раз (Джаконни и др., 1968)

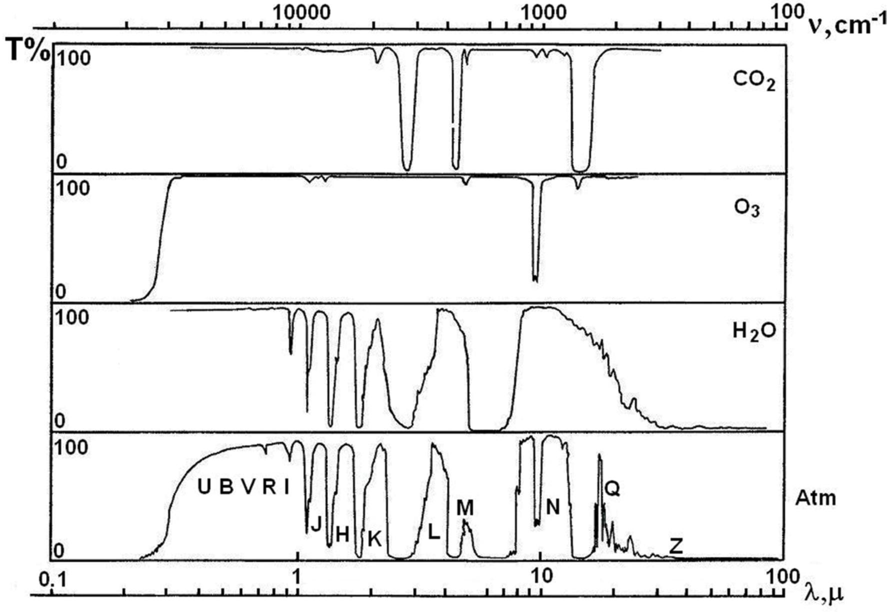

Рис.2.2. Пропускание атмосферы в видимой
и ближней инфракрасной области.
Указано положение некоторых полос поглощения атмосферных газов.
На нижнем рисунке показано суммарное поглощение
и положение некоторых фотометрических полос
(Кучми и Пейтюро, 1970)

Количественные оценки для звёздного излучения были сделаны около двух тысячелетий назад, когда Гиппарх впервые ввёл систему звёздных величин. Она основана на физиологическом законе Вебера - Фехнера, согласно которому при раздражении, растущем в геометрической прогрессии, ощущение растёт в арифметической прогрессии. Звёздные величины Гиппарха на протяжении веков исправно переписывались из одного каталога в другой, пока Аргеландер в середине 19 века не усовершенствовал систему звёздных величин, введя для неё дробные значения, а Погсон в 1859 г. не предложил для этой системы удобную математическую формулировку:

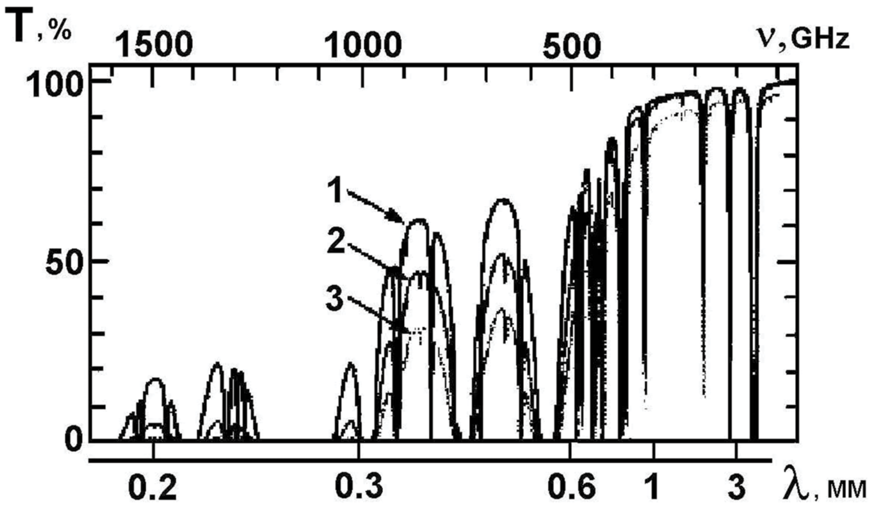

Рис.2.3. Окна пропускания атмосферы в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах для некоторых обсерваторий:
1 - Южный полюс, 2 - Чайнантор, 3 - Мауна-Кеа
(Старк и др.,2001)

$$m - m_o = -2.5 lg \frac{E}{E_o} \tag{2.1}$$

Здесь звёздная величина m и освещённость E относятся к наблюдаемой звезде, а m_0 и E_0 – к звезде, принятой за стандартный источник излучения. Нуль-пункт системы определяется при наблюдении звезды, принятой за такой стандартный источник. В качестве стандарта принимают Вегу, – яркую звезду северного полушария, с помощью которой определяют нуль-пункты многих фотометрических систем.

Необходимость осуществления больших проектов по созданию обширных баз данных с применением современных светоприёмников, позволяющих регистрировать отдельные фотоны, вызвало необходимость расширить и уточнить якобы очевидные понятия и термины. Преимущества логарифмической шкалы, обеспечивающей большой динамический диапазон, и которая позволяет вычислять показатели цвета в разных фотометрических полосах простым вычитанием измеренных звёздных величин, пропадают, когда речь идёт об измерениях зашумленных потоков, сравнимых с шумами, обусловленными фоном неба и инструментальными причинами. При этом измеренные потоки от звёзд могут равняться нулю и даже стать отрицательными. Соответственно, звёздные величины тогда должны выражаться комплексной величиной. Р.Лэптон, Дж.Ганн и А.Жели (1999) предложили заменить логарифм в традиционном определении звёздной величины обратной функцией гиперболического синуса (asinh), линейной для малых значений аргумента и приближающегося к логарифму для больших.

Обычная видимая звёздная величина m может быть выражена с помощью безразмерной величины $x \equiv f/f_0$ как

$$m = -2.5 \cdot lg\, x = -(2.5 \cdot lg\, e) \cdot ln\, x \equiv -a \cdot ln\, x$$

где f_0 – поток от объекта с видимой величиной $0.^m0$, $a \equiv 2.5 lg\, e = 1.08574$ – соотношение Погсона.

Новые звёздные величины μ – (так называемые asinh magnitudes) – определим как

$$\mu \equiv a[sinh^{-1} \cdot (\frac{x}{2b}) + ln\, b]$$

Здесь a и b – постоянные, причём b – "смягчающая" (softening) величина, определяющая уровень потока, при котором ещё сохраняется линейность.

Асимптотическое поведение введённых величин:

$$\lim_{x \to \infty} \mu(x) = -a \cdot \ln x = m, \qquad \lim_{x \to 0} \mu(x) = -a \cdot (\frac{x}{2b} + \ln b)$$

Таким образом, для нормализованного потока $x \to \infty$ величина μ приближается к m при любом выборе b. С другой стороны, когда $x \le b$, то μ линейна с x. Для $x << -b$ мы постепенно приходим к логарифмической зависимости.

Выбор параметра b определяется следующими принципами: 1) Разность между величинами μ и m должна быть минимизирована при низком отношении сигнала к шуму, 2) Дисперсия μ должна быть минимизирована при малых потоках.

Измеренный поток *x* зашумлен с дисперсией σ. Так как

$$\mu(x_0+dx) \approx \mu(x_0) +dx\cdot \left|\frac{d\mu}{dx}\right|_{x-x_0} + \frac{1}{2}\cdot dx^2 \cdot \left|\frac{d^2\mu}{dx^2}\right|_{x=x_0} + \ldots$$

то, пренебрегая членами порядка выше второго, видим, что

$$\left\langle \mu(x_0) \right\rangle = \mu(x_0)\ .$$

Тогда:

$$\left\langle [\mu(x_0) - \langle \mu(x_0) \rangle]^2 \right\rangle = Var\left[(dx)\cdot\left(\left|\frac{d\mu}{\mathrm{dx}}\right|_{x-x_0}\right)\right] = \frac{a^2\sigma^2}{4b^2+x_0^2}\ ,$$

где мы принимаем $\langle dx \rangle$=0.

При x→ 0 дисперсии величин

$$Var(m) = \frac{a^2\cdot\sigma^2}{x^2} \to \frac{a^2\cdot\sigma^2}{x^2}\ ,$$

$$Var(\mu) = \frac{a^2\cdot\sigma^2}{4\mathrm{b}^2 + x^2} \to \frac{a^2\cdot\sigma^2}{4b^2}\ ,$$

Физический смысл введённой величины $b=a^{1/2}\sigma = 1.042\sigma$ – в том, что подразумевается, что разность между обеими величинами m и μ всегда меньше, чем погрешность в *m*. На рисунке 2.4 показаны величины m и μ как функции отношения сигнала к шуму.

Для приложении к реальным наблюдаемым данным перепишем полученные выражения для реально измеренных ненормализованных потоков *f*:

$$m=m_0\text{-}2.5\cdot lgf, \tag{2.2}$$

$$\mu=(m_0\text{-}2.5\cdot lgb')\text{-}asinh^{-1}(f/2b'), \tag{2.3}$$

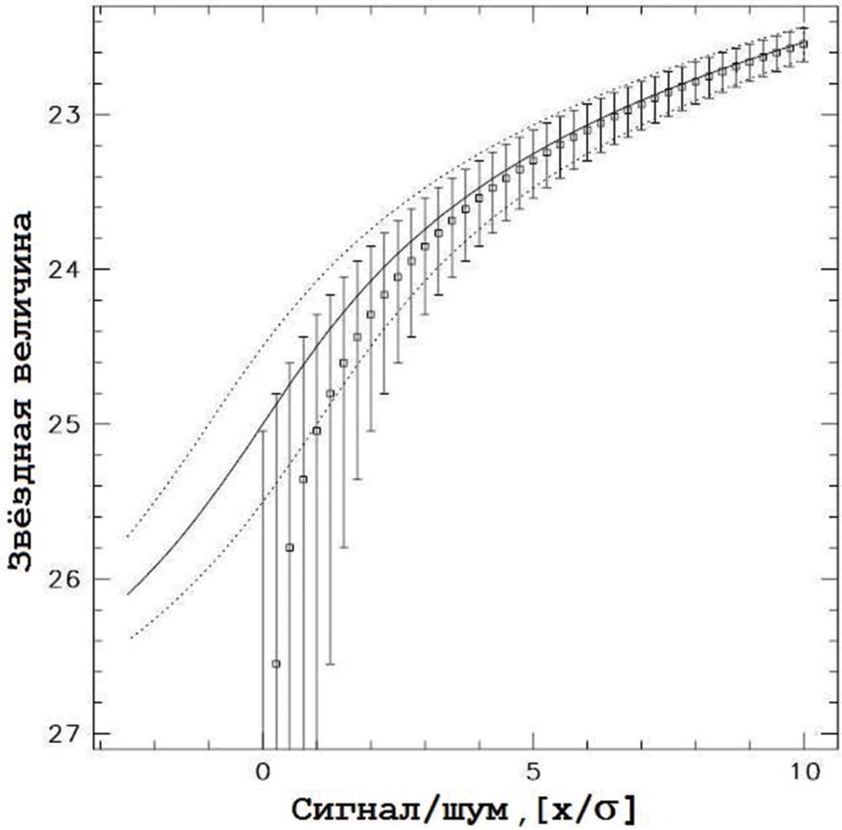

Рис.2.4. Поведение m и μ как функции отношения сигнала к шуму x/σ. Сплошная линия представляет значения μ , область между ± 1σ находится между штриховыми линиями.
Точки с границами ошибок представляют классические значения m (Лэптон и др., 1999)

$$Var(\mu) = \frac{a^2 \cdot \sigma^2}{4\mathrm{b}'^2 + f^2} \approx \frac{a^2 \cdot \sigma^2}{4b'^2} \quad \text{, где} \tag{2.4}$$

m_0=-2.5·lg (f_0) , $\mathrm{b}' \equiv f_0$, $\sigma' \equiv f_0\sigma$ – реально измеренныые величины.

На рисунке 2.5 показан результат моделирования искусственной популяции методом Монте-Карло. Взят ряд "объектов", с отношением потоков в одной полосе к потоку в другой равным 6.31 (т.е. примерно две звёздных величины), к которым добавлены гауссовы шумы с фиксированной дисперсией. В левой части показаны $\Delta m = m_1 - m_2$ и $\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2$ как функции отношения "сигнал-шум". В правой части рисунка приведены гистограммы их распределений в пределах $0 \leq S/N \leq 3$. В правой стороне левого графика, где шум менее важен, величины $\Delta m = m_1 - m_2$ и $\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2$ стремятся к точному значению, равному -2. Когда отношение сигнала к шуму убывает, растут ошибки в Δm, "показатель цвета" $\Delta\mu$ стремится к нулю при нулевом потоке.

В последние годы появились некоторые новые понятия в звёздной фотометрии, встречающиеся, к примеру, в SLOAN - проекте, и описанные в соответствующих *Draft Reports:*

http://ned.ipac.caltech.edu/help/sdss/dr6/photometry.html

fiber magnitudes – световой поток в гибких пучках светопроводящих волокон, соединяющих вход спектрографа и изображение звезды в фокальной плоскости телескопа.

psf magnitudes – оптимальные измерения для изолированных звёзд, которые хорошо описываются *point spread function* (PSF),

model magnitudes – включают в настоящее время хорошее приближение psf - величин для точечных источников излучения и petromag для протяжённых источников.

CModel mag – построенные по модели протяженного источника, включающие как чисто экспоненциальный профиль яркости, так и профиль яркости де-Вокулёра*. Составной поток, например:

$$F_{composite} = f \cdot F_{deV} + (1 - f_{deV}) \cdot F_{exp}.$$

Petrosian mag – величины, получаемые при фотометрии галактик. Здесь речь идёт о поверхностной яркости света, измеряемого на расстоянии r от центра. Предельная звёздная величина *m(B)=26.5mag/sq.arcsec* – в синей области спектра.

---

*Жерар Анри де Вокулёр (G. A. de Vaucouleurs, 1918-1995) – профессор Техаского университета, исследователь Марса, автор нескольких атласов галактик.

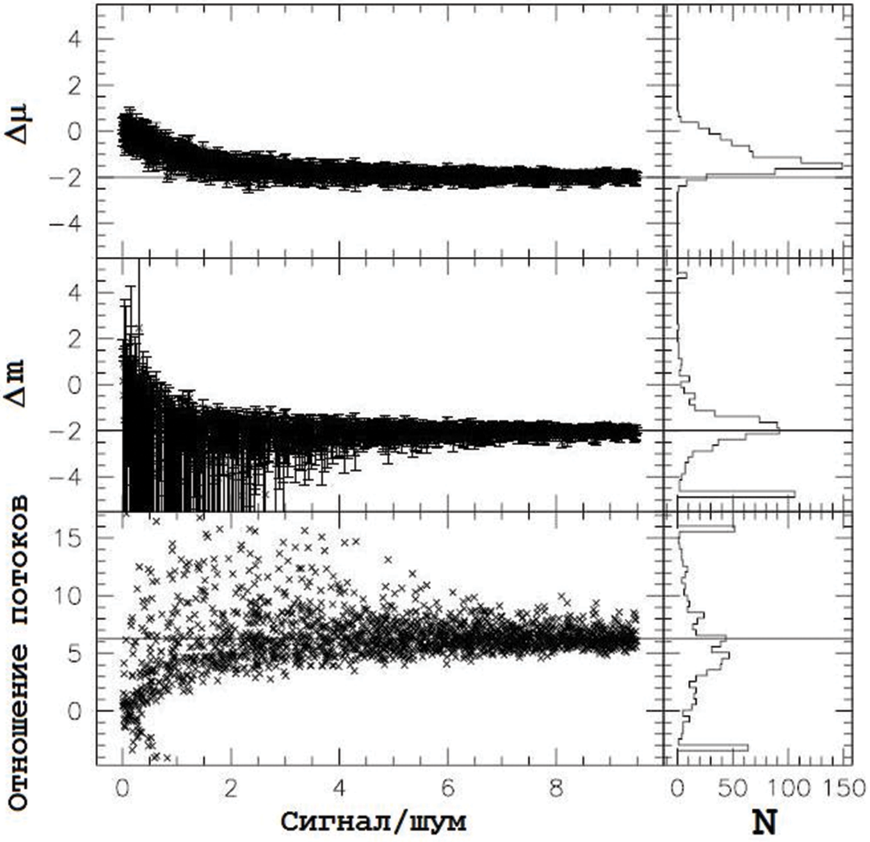

Рис.2.5. Результат Монте-Карло - моделирования показателей цвета ряда объектов. Гистограммы показывают распределение точек с отношением S/N меньше 3. Истинный показатель цвета равен 2.0, а "цвет" нулевого потока для этой модели взят равным нулю. Нижняя панель показывает отношение ярчайшего к слабейшему измерению. Ясно, что многие точки с низким S/N имеют отрицательное отношение потоков. Центральная панель показывает те же самые точки, выраженные в звёздных величинах. Точки, для которых один из потоков отрицательный, выброшены, хотя они показаны на гистограмме. На верхней панели показаны разности asinh - величин (Лэптон и др.,1999)

Эффективный радиус r_e – это радиус, на котором содержится половина света галактики. Средняя интенсивность света внутри радиуса R:

$$I_a(r) = \frac{\int_0^R I(r)\cdot 2\pi\cdot r\cdot dr}{\pi\cdot R^2}$$

Радиус Петросяна выбирается таким, чтобы интенсивность внутри него была равной средней интенсивности:

$$I(R_p) = \eta\cdot \frac{\int_0^k I(r)\cdot 2\pi\cdot r\cdot dr}{\pi\cdot R^2}$$

где η – некоторая константа порядка единицы. Поскольку при таком выборе радиус получается малым, η выбирают равной 0.2 (как в SDSS) или 0.5. Важное свойство введённой величины – её независимость от расстояния. Кроме неё, производные величины:

Petrosian flux F_P – петросяновский поток

$$F_P = \int_0^k R_p I(r)\cdot 2\pi\cdot rdr$$

– обычно принимают k=2.

Petrosian magnitude m_P – это просто поток, преобразованный в звёздные величины.

Petrosian half-light radius r_{50} – радиус, содержащий половину потока Петросяна.

Petrosian ninety-percent radius r_{90} – радиус, в котором содержится 90 процентов потока Петросяна.

Petrosian concentration index C – индекс концентрации, определяемый как: $C=r_{90}/r_{50}$.

Более подробно речь о фотометрических системах будет идти в дальнейшем, а пока отметим, что почти во всех системах присутствует величина V, относящаяся к спектральной чувствительности области спектра и примерно соответствующая кривой видности человеческого глаза, перебрасывая таким образом мостик от энергетических единиц к светотехническим.

Вопросам создания и рассмотрения свойств различных фотометрических систем посвящены многие обзоры и книги (Янг, 1974, 1991, 1996; Страйжис, 1977; Никонов, 1976; Бессель, 2005).

Стремгреном (1963) было предложено классифицировать фотометрические системы, в зависимости от ширины полос, на широкополосные, полуширины которых $(\Delta\lambda \geq 300\text{Å})$, среднеполосные $(100\text{Å} \leq \Delta\lambda \leq 300\text{Å})$ и узкополосные $(\Delta\lambda \leq 100\text{Å})$.

Все они обладают своими достоинствами и недостатками и были разработаны для решения разных задач: от оценки изменений интенсивности некоторых спектральных особенностей в спектрах переменных звёзд до определения основных звёздных характеристик и межзвёздного поглощения большого звёздного ансамбля. Фотометрическая система, помимо выбранного набора фильтров и фотоприёмников, определяется также и набором звёзд-стандартов, для которых определены звёздные величины и показатели цвета.

В обзоре Бесселя (2005) приводится описание и анализ некоторых стандартных широкополосных, среднеполосных и узкополосных фотометрических систем.

Фотометрическая система может быть открытой или замкнутой. Авторы **открытой фотометрической системы** поощряют дублирование фильтров и фотоприёмников данной системы и всячески способствуют её распространению среди наблюдателей. **Замкнутые фотометрические системы** контролируются небольшой группой исследователей, которые тщательно следят за процессом её создания и различными редукциями при обработке наблюдательных результатов.

Вообще говоря, каждый фотометр представляет свою фотометрическую систему, важно поэтому как можно тщательнее на каждом приборе дублировать набор фильтров и светоприёмников, процесс наблюдений и обработки, а также дальнейшие редукции к принятой стандартной системе. Отметим, что если для широкополосных систем указанные условия могут быть более или менее выполнены, реализация среднеполосных, а тем более узкополосных систем, связана с большими трудностями, особенно в части редукции наблюдательного материала к принятой стандартной системе. Это хорошо видно на опыте применения среднеполосной системы Стрёмгрена.

2.2 Широкополосные фотометрические системы

На рисунках 2.6 – 2.8, заимствованных из статей Жирарди и др. (2002), Пиклза и Депань (2010) и Бесселя (2005), показаны нормированные кривые реакции некоторых популярных широкополосных фотометрических систем, реализованных в различных обсерваториях, в том числе на двух телескопах Южной Европейской обсерватории, а также на двух фотометрах космического телескопа им. Э.Хаббла. В нижней части рисунка 2.6 показано распределение энергии в спектрах звёзд различных температур.

Заложенная в пионерских работах Джонсона (1965) и Мендосы (1967) широкополосная система UBVRIJHKLMNQ в той или иной степени соответствия была реализована на разных обсерваториях с разными телескопами, и, что более важно, с разными типами фотоприёмников. Поэтому, естественно, за прошедшие годы эта фотометрическая система видоизменялась. В первую очередь, изменения коснулись полос R и I. Полосы R_J и I_J Джонсона были реализованы с помощью фотоумножителя с фотокатодом типа S1 (кислородно - серебряно - цезиевым), который имел более широкую полосу спектральной чувствительности, простирающуюся почти до 11000Å , но при этом имел низкий квантовый выход (<1%). Казинс и Крон применили фотоумножители фирмы RCA(США) с Ga-As -фотокатодами, которые имеют более высокую чувствительность (квантовый выход до 30%) и спектральная характеристика которых имеет широкий плоский максимум в области 3000Å ÷ 8500Å. Полосы Крона-Казинса R_C и I_C , таким образом, получаются более узкими и смещенными в синюю сторону по сравнению с джонсоновскими полосами. Эта фотометрическая система была дополнена тремя полосами в ближней инфракрасной области. На рисунке 2.6 она обозначена как система Джонсона-Казинса-Гласса (*Johnson-Cousins-Glass system*). Кривые реакции системы можно найти в статьях Бесселя (1990) и Бесселя и Бретта (1988).

На телескопах Европейской Южной обсерватории реализована близкая к ней система, показанная в средней части рисунка.

В верхней части рисунка приводятся кривые реакции широкополосных фотометрических систем, реализованных на двух разных приборах, установленных в на космическом телескопе имени Хабла (*HST= Hubble Space Telescope*).

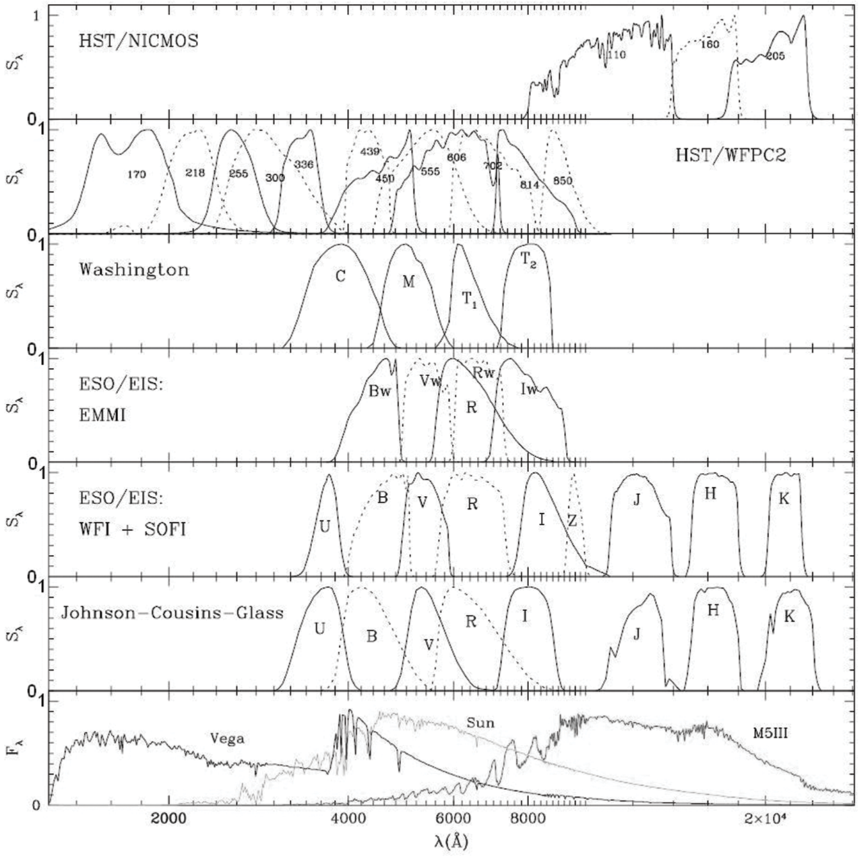

Рис.2.6. Некоторые современные широкополосные фотометрические системы (Жиради и др., 2002)

Прибор *NICMOS (= Near Infrared Camera and Multi - Object Spectrometer*) включает три камеры, обеспечивающих получение высококачественных снимков звёздного поля через широкополосные и среднеполосные фильтры в спектральном интервале 0.8 - 2.45 мкм.

В широкополосных камерах WFPC, которые монтировались разными экипажами, каждый раз применяли всё более совершенные фотоприёмники для получения высококачественных снимков звёздного неба в обширном спектральном диапазоне и в большем поле. Набор светофильтров для фотометрической системы, реализованной на камере поля WFPC-2, также показан в верхней части рисунка.

В последние годы выполнены грандиозные фотометрические обзоры неба, насчитывающие миллионы измерений блеска звёзд в широком спектральном диапазоне. Для создания широкой сети фотометрических стандартов Пиклз и Депань (2010) вычислили синтетические величины и показатели цвета для для фотометрических систем (UBVRI-ZY) и (u′g′r′i′z′), а также некоторых среднеполосных и инфракрасных широкополосных систем, реализованных на некоторых обсерваториях и показанных на рисунке 2.7. Обращает на себя внимание система ZY, предназначенная для разделения М-звёзд главной последовательности и М-гигантов. Включение в некоторые кривые реакции теллурических полос предназначено для лучшей оценки точности учёта атмосферноё экстинкции. Отметим также, что для системы (u′g′r′i′z′) на рисунке изображены как результаты измерений пропускания фильтров при средних атмосферных условиях, так и измерения их пропускания в вакууме.

Некоторые популярные широкополосные фотометрические системы для видимой части спектра более подробно показаны на рисунке 2.8, заимствованном из обзора Бесселя (2005).

Широкополосная Вашингтонская CMT_1T_2-система была предложена Дж.Валлерстейном для оценки характеристик G и K – гигантов и применена впоследствии при наблюдениях звёзд в шаровых и рассеянных скоплениях и карликовых галактиках (Кантерна, 1976; Гейслер и др., 1991). Оказалось, что с помощью этой фотометрической системы возможно оценить не только температуру, но и содержание металлов [Fe/H], которое в пределах $+0.5 \geq [Fe/H] \geq -4$ определяется с точностью ~ 0.15dex. При этом возможно оценить и влияние межзвёздного оглощения.

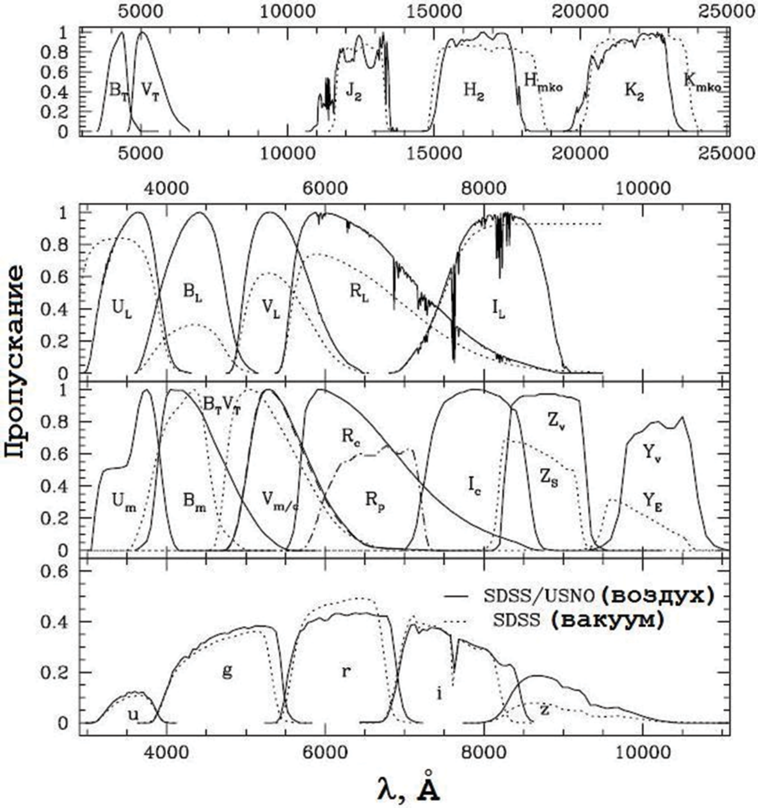

Рис.2.7. Некоторые современные широкополосные системы.
Верхняя панель: V_T,B_T системы Tycho-2. Они же нанесены пунктиром на третьей панели. Инфракрасные полосы I_2,H_2,K_2, примененные в проекте 2MASS, пунктир – полосы фотометра обсерватории Мауна-Кеа. Вторая панель: U_L,B_L,V_L,R_L,I_L - система Ландольта (1992). Пунктир – кривые пропускания применённых фильтров. Третья панель: U_M,B_M,V_M - кривые реакции, опубликованные Мэйзом Апелланизом (2006), V_C,R_C,I_C - Коэном и др. (2003), Z_V,Y_V - полосы телескопа IKIRT/VISTA, Z_S,Y_E - телескопов FTN и FTS.
Нижняя панель: u,g,r,i,s - полосы проекта SDSS.
Пунктир - измерения пропускания фильтров в вакууме
(Пиклз и Депань,2010)

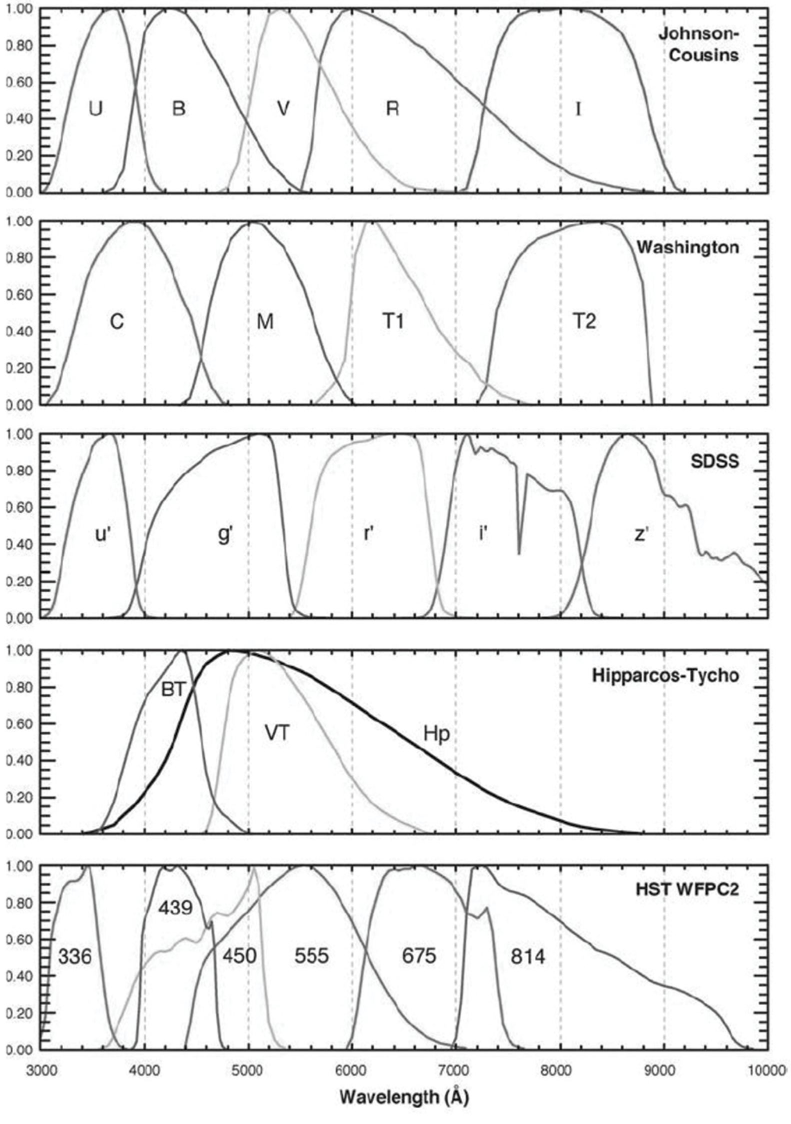

Рис.2.8. Некоторые современные широкополосные фотометрические системы в видимой области спектра (Бессель, 2005)

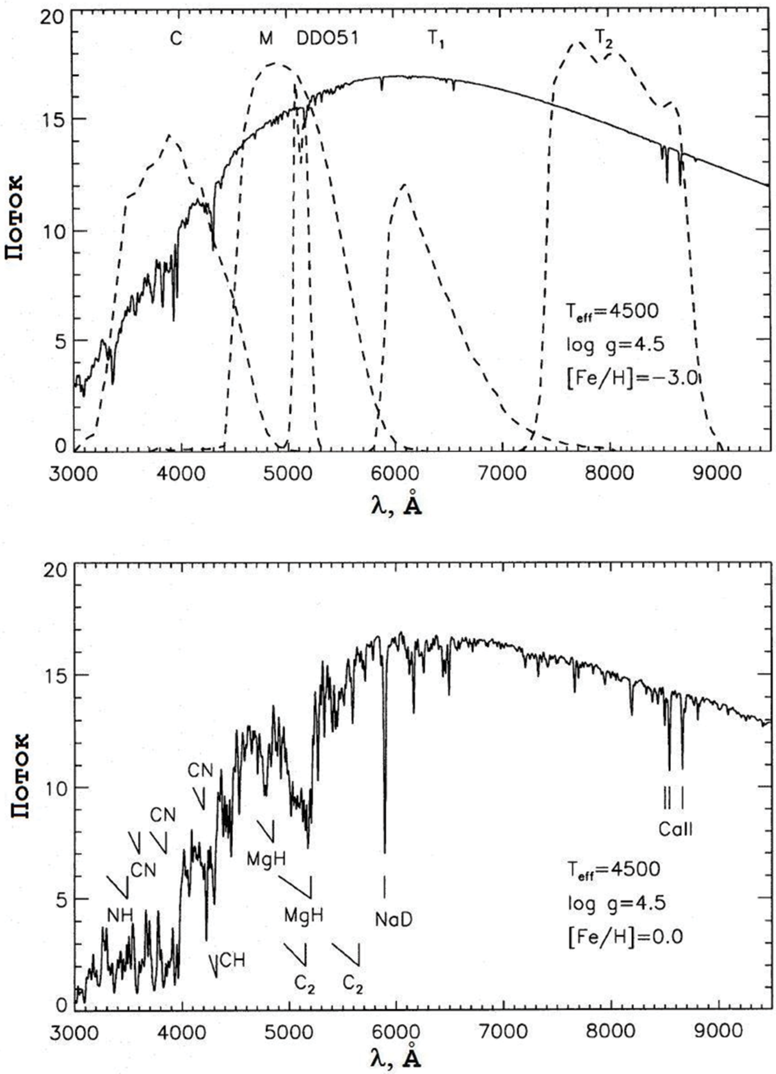

Рис.2.9.Вашингтонская система на фоне спектров карликов поздних типов. В верхней части показан спектр звезды с дефицитом металлов и кривые реакции расширенной вашингтонской системы (добавлена полоса DDO51). В нижней части изображён спектр карлика с солнечным химсоставом. Отмечены некоторые характерные спектральные особенности (Палтоглу и Белл, 1994)

Известно, что интенсивность широкой полосы около λ5200Å в спектрах, обусловленная поглощением молекулы MgH и линии Mg, является индикатором светимости. Дополненная DDO51 – величиной из среднеполосной DDO-фотометрической системы (*Davd Dunlap Observatory photometric system*), Вашингтонская фотометрическая система показала свою пригодность для оценки расстояний и химсостава поздних G-K-гигантов (Палтоглу и Белл, 1994).

На рисунке 2.9 показаны полосы вашингтонской системы, дополненные DDO51-полосой, на фоне спектров поздних звёзд, имеющих одинаковую температуру и светимость, но разное содержание тяжёлых элементов.

Проект SDSS (= *Sloan Digital Sky Survey*) предназначен для получения фотометрических и спектральных данных звёзд и галактик. Для выполнения проекта применяется 2.5м телескоп на обсерватории Апаче-Пойнт (штат Нью-Мехико). Фотометрические наблюдения выполняются в 5 полосах: u′g′r′i′z′ . Кроме того, с помощью оптоволоконных кабель – соединениий возможно одновременное получение шести сотен спектров в спектральных интервалах λ3800-9200Å с разрешением λ/Δλ ≈ 1800. Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре субкарлика BD +17°4708.

В течение первых двух этапов, с 2000 по 2008 гг., создан архив многоцветных изображений около двух миллионов галактик и квазаров на площади около 7500кв.грд. и спектров 800000 галактик и около 100000 квазаров. Для создания трёхмерной картины Галактики получены спектры 240000 звёзд с измеренными лучевыми скоростями с точностью около 10 км/сек.

Подробности о проекте можно найти на сайте:

http://www.sdss.org

Спутник HIPPARCOS (=*HIgh Precision PARallax COllecting Satellite*), предназначеный для создания каталога точных параллаксов близких звёзд, доставлял информацию с 26 ноября 1989 г. по 15 августа 1993 г. Применённая на нём фотометрическая система включает три полосы: Hp – определяемую чувствительностью примененного фотоприёмника (диссектора), и две другие, BT и VT, близкие к известным джонсоновским полосам. Помимо определения параллаксов, было обеспечено и получение точной фотометрии для сотен тысяч звёзд, опубликованных в каталогах: "Hipparcos and Tycho

Catalog" (Перримэн и др., 1997; ван Лёювен и др., 1997), "Tycho - 2 Catalog" (Хог и др., 2000).

В нижней части рисунка 2.8 более подробно показаны некоторые полосы, применённые на фотометре WFPC-2 телескопа Хаббла.

Из других среднеполосных фотометрических систем, в которых выполнено значительное число наблюдений, стоит упомянуть широко применяемую систему Стрёмгрена, систему Вальравенов, женевскую и вильнюсскую системы, объединяемые в последние годы в единую систему VilGen. Во всех этих системах существует одна из полос, эффективная длина которой близка к длине волны канонической полосы V.

2.3. Абсолютная калибровка Веги

Вега (BS 7001, A0Va, V=0.^{m}03), – звезда в созвездии Лиры, вторая по яркости среди звёзд северного полушария после Сириуса (BS 2491, A1V+DA, V=-1.^{m}46), часто используется в качестве стандарта в различных исследованиях, в частности, в качестве стандарта распределения энергии.

Критический обзор калибровок Веги и вывод средневзвешенных значений монохроматической освещенности в видимой и ближней инфракрасной областях от этой звезды на границе земной атмосферы выполнил Хейес (1985). За основу сравнения принято распределение энергии, полученное Хейесом и Латамом (1975).

Всего же в осреднении, кроме данных Хейеса и Латама (1975), применены результаты Тьюга и др.(1977), Харитонова и др.(1980), а также оценки Архарова и Тереза (1985). Отметим попутно, что в первых трёх калибровках привязка звёздного стандарта сделана относительно распределения энергии в спектре моделей чёрного тела и калиброванных ленточных ламп, отнесённых на удалённое расстояние, в последней привязка осуществлена с помощью лампы, освещавшей диффузно-рассеивающий плоский экран, а не сферу, как это принято в других институтах, что может привести к неучтённым систематическим ошибкам. (О теории осредняющих излучение диффузно-рассеивающих сфер см. Приложение 7).

Хейес и Латам (1975) выполнили калибровку в Смитсонианской обсерватории на горе Маунт-Гопкинс и объединили калибровки

Оука и Шилда (1970) с калибровкой Хейеса (1970), выполненной в Ликской обсерватории.

Оук и Шилд (1970) в так называемой "Паломарской калибровке" применили, кроме двух калиброванных ленточных ламп, также две модели чёрного тела при точке плавления меди, а также модель чёрного тела при точке плавления платины. Как оказалось, из-за того, что точка плавления платины была взята на 6° ниже и точность была ограничена пятью процентами, данные для платинового чёрного тела в дальнейших расчётах не применялись. Кроме того, недостаточно корректный учёт атмосферного поглощения вынудили Хейеса и Латама подправить эту калибровку, привлекая средние данные об атмосферной экстинкции в нескольких обсерваториях. Хейес (1970) проводил калибровку при помощи ленточной лампы, калиброванной в NBS (=*National Bureau of Standards*).

Тьюг, Уайт и Локвуд (1977) провели калибровку двух звёзд: Веги и 109 Vir (A0IIInn, V=3.^{m}73) с применением двух моделей чёрного тела при точках плавления меди и платины. Точность калибровки, оцененная для Веги как ±0.^{m}01 в интервале λ4000-9000Å, ±0.^{m}02 в интервале λ3800-4000Å, складывается из погрешности определения температуры модели чёрного тела (±0.^{m}003), измеренного размера диафрагмы (±0.^{m}005), ошибки определения дистанции между лабораторным источником и телескопом (±0.^{m}002), рассеянного света в спектрометре (±0.^{m}001) , "красной утечки" примененных фильтров (±0.^{m}001), неточности в определении атмосферной экстинкции: (±0.^{m}01) – в визуальной области и (±0.^{m}02) – в красной.

Харитонов и др. (1980) выполнили абсолютную калибровку Веги с помощью двух ленточных ламп, калиброванных во ВНИИМ. Кроме того, программа наблюдений предусматривала измерения блеска семи звёзд, которые также приняты в качестве звёздных стандартов. Ошибка калибровки ламп не превосходит ±0.^{m}02-0.^{m}03, ошибки горизонтальной экстинкции не больше ±0.^{m}01, эффекты положения ламп можно считать пренебрежимыми.

Критически рассмотренная Хейесом (1985) средняя кривая распределениия энергии в спектре Веги приводится в интервале 3300 - 10500Å с шагом 25Å. Точность этих данных оценена приблизительно в 1%, доходящего до 1.5% на краях диапазона.

Данные Хейеса широко использовались для абсолютных калибровок звёзд на протяжении ряда лет. Межесьи (1995) критически рассмотрел результаты калибровок, выполненных до начала

90-х годов и оценил значение монохроматической освещённости $f_{5556}(Vega)=3.46\cdot10^{-11}Wm^{-2}nm^{-1}$. (Стандартное отклонение составляет 0.7%). Это значение несколько выше, полученного Хейесом (1985): $f_{5556}(Vega)=3.44\cdot10^{-11}Wm^{-2}nm^{-1}$.

Для абсолютной калибровки спектров в области 0.17 – 1.01 мкм, наблюдаемых с помощью телескопа HST, применён ряд звёздных стандартов – белых карликов, обладающих достаточно гладкими спектрами без сильных особенностей (Болин и др., 1990). При наблюдениях Веги фотоприёмник насыщен, но остаётся линейным с точностью до 0.2%. При отношении уровня сигнала к шуму S/N=1000 и спектральном разрешении R = 500 сравнение распределения энергии в спектре Веги с модельным (T_e = 9550K, log g=3.95, M/H = -0.5) показало прекрасное согласие. Визуальная звёздная величина Веги $V = 0.^m026 \pm 0.^m008$ и абсолютный поток $f_{5556}(Vega)=3.46\cdot10^{-11} Wm^{-2}nm^{-1}$ (Болин и Гиллилэнд, 2004а).

Между тем, возможно, что из-за наличия пылевого диска (или пылевой оболочки), вносящего существенный вклад в излучение в инфракрасной области, Вегу нельзя считать идеальным стандартом.

Накопленный в течение десятилетий фотометрический материал по этой звезде неоднократно приводил исследователей к сомнениям в стабильности её блеска.

Мережин (2001) рассмотрел и проанализировал данные наблюдений Веги и пришёл к следующим выводам: среди нормальных А-звёзд трудно найти такие, у которых блеск не менялся бы со временем, так как все они являются ротаторами, а наличие у звезды значительного момента вращения приводит к появлению в её лучистой зоне дополнительного источника переноса энергии, – меридиональной циркуляции. Таким образом, выбор спектрофотометрических стандартов среди горячих звёзд, по мнению автора, вызывает большие сомнения.

Таким образом, появившиеся в последние годы новые возможности для абсолютных калибровок звёзд и весьма вероятная переменность Веги, на наш взгляд, вызывают необходимость вернуться к исследованию этого первичного звёздного стандарта, так сказать, на новом уровне.

2.4. Фотометрические измерения в ближней инфракрасной области

В первой статье серии печатных работ, посвящённых проблеме абсолютной калибровки звёзд в инфракрасной области спектра, Коэн и др. (1992) приводят данные о распределении энергии в спектрах Веги и Сириуса, включающих, кроме данных наблюдений, также и вычисленные при помощи моделей Куруца (1993) в спектральных диапазонах, недоступных в то время для наблюдений. В последующих статьях Коэн и др.(2001, 2003) на основе наземных, самолётных (KAO, Lear Jet) и спутниковых (IRAS, ISO, MSX) наблюдений не только подтвердили надёжность оцененных ими данных о распределении энергии в спектрах этих звёзд, но и определили список стандартов, пригодных для больших телескопов в области 1.24-24 мкм.

Как уже было упомянуто ранее, расположение и форма фотометрических полос в инфракрасной области определяются, в первую очередь, пропусканием земной атмосферы, сильно переменной в районах границ, поэтому на обсерватории Мауна-Кеа были предложены модифицированные полосы, более узкие, но позволяющие улучшить точность наблюдений. На рисунке 2.10 показана такая фотометрическая система, фильтры которой, распространяемые фирмой OCLI (Санта-Роса, Калифорния), уже широко применяются в Англо-Австралийской Обсерватории, на телескопе СУБАРУ, Европейской Южной Обсерватории и многих других (Токунага и др., 2002).

2.5. Нуль-пункты фотометрических систем

Нуль-пункты наиболее популярных фотометрических систем определены следующим образом.

Нуль-пункт системы UBVRI Джонсона, реализованной с помощью различных фотоумножителей и стеклянных фильтров, определен с помощью Веги, имеющей близкую к нулю визуальную звёздную величину ($V=0.^m03$), при этом все показатели цвета для неё приняты равными нулю. Таким образом, эта фотометрическая система определяется распределением энергии в спектре непокрасневшей звезды спектрального класса A0. В соответствии с калибровкой Хейеса и Латама, для Веги в стандартной длине волны λ5556Å поток равен 3500 Янских.

Нуль-пункт системы AB-величин определён таким образом, что для любого фильтра системы нуль-пункт соответствует 3631 Янских

$$(1\ Jy = 1\ Jansky = 10^{-26}\ W\cdot Hz^{-1}m^{-2} = 10^{-23}\ erg\cdot s^{-1}cm^{-2}\ Hz^{-1}).$$

Звёздная величина объекта, монохроматическая освещённость от которого составляет $f\ erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-2}Hz^{-1}$ звёздная величина в этой системе выражается как $m(AB)=-2.5\cdot lgf - 48.60$.

Подробное описание 201 фотометрической системы приведено в подборке Моро и Манари (2000). Дополнительно сведения о 17 системах опубликовали Фиориччи и Манари (2003).

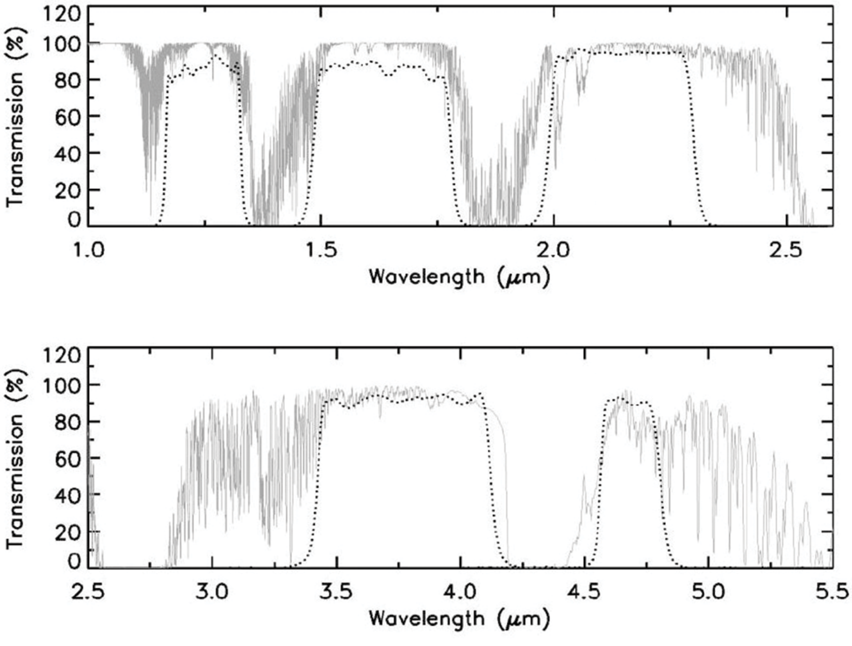

Рис.2.10.Фотометрические полосы JHKLM - системы инфракрасной области спектра в обсерватории Мауна-Кеа (Токунага и др., 2002)

http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/
http://www.pd.astro.it/

2.6.Синтетическая фотометрия

Появление больших массивов высококачественных спектрофотометрических данных сделал возможным их применение в различных областях астрофизики. Уже в 1985 году на одном из заседаний 19-ой Генеральной Ассамблеи МАС был представлен ряд докладов, посвящённых синтетической фотометрии (Свингс, 1986). В частности, Бассером(1986) были сформулированы основные её определения и принципы.

Синтетические звёздные величины получают путём свёртки кривой распределения энергии светящегося источника (звезды или галактики) с кривой реакции данной фотометрической системы.

Среднюю плотность потока определяет основное уравнение, связывающее плотность потока энергии источника с потоком, зарегистрированным широкополосным фотометрическим детектором:

$$f_\lambda(P_i) = \frac{\int_0^\infty f_\lambda(\lambda)\cdot P_i(\lambda)\cdot d\lambda}{\int_0^\infty P_i(\lambda)\cdot d\lambda}$$

где $f_\lambda(\lambda)$ – распределение плотности потока энергии в спектре источника, выраженное в $erg\cdot cm^{-2}\cdot s^{-1}\cdot Å^{-1}$, $P_i(\lambda)$ – кривая реакции i-той фотометрической полосы (безразмерная величина), которая представляет собой величину , характеризующую оптику (произведение отражательной способности зеркал и пропускания фильтров), а также квантовую эффективность светоприёмника. Это уравнение представляет величину, пропорциональную энергии, зарегистрированной всей приёмной аппаратурой. Преобразуя $f_\lambda(\lambda)$ в поток зарегистрированных фотонов, получаем:

$$f_\lambda(P_i) = \frac{\int_0^\infty f_\lambda(\lambda)\cdot\lambda\cdot P_i(\lambda)\cdot d\lambda}{\int_0^\infty \lambda\cdot P_i(\lambda)\cdot d\lambda}$$

Синтетические звёздные величины тогда просто вычисляются как: $m_i = -2.5\cdot lgf_\lambda(P_i) + k_i$

где k_i определяет нуль-пункт i-той фотометрической полосы.

Соответственно, показатели цвета для многоцветной системы:

$$C_{ij} = m_i - m_j\ .$$

Выше уже был приведён пример вычисления синтетических величин для калибровки фотометрических систем (Пиклз и Депань, 2010).

Метод синтетической фотометрии применяют для оценки и подгонки кривых реакции фотометрических систем, при проверке выводов теории звёздной эволюции путём сравнения фотометрических наблюдений звёздных скоплений с эволюционными треками, а также в популяционном синтезе.

Ещё одним примером синтетической фотометрии может быть сведение в единую систему разрозненных фотометрических оценок переменных звёзд. На рисунке 2.11 приводится кривая блеска Новой Лебедя 1992 года (V1974 Cyg). Разными значками отмечены индивидуальные наблюдения разных авторов. Точками обозначены значения, полученные методом синтетической фотометрии.

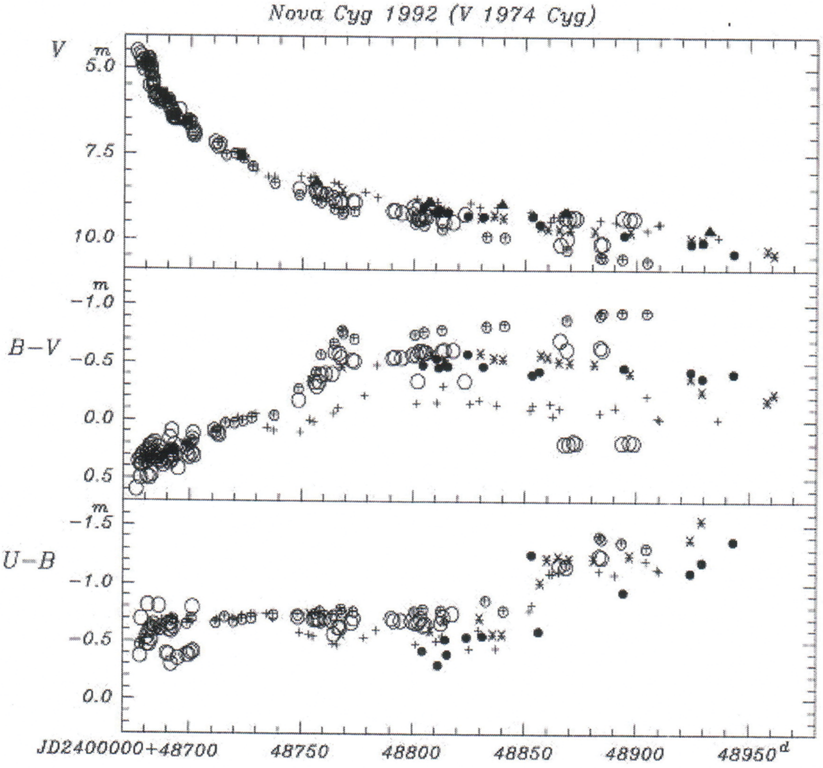

Рис.2.11. Кривая блеска Новой Лебедя 1992 (NCyg1992=V1974Cyg) (Бурнашев, Бурнашева,2010)

Глава 3. Учёт влияния земной атмосферы

3.1. Некоторые сведения из геофизики

Газовая оболочка Земли, – атмосфера, благодаря которой возникла и поддерживается жизнь на поверхности нашей планеты, является основной составляющей среды обитания человека и, между тем, также и серьезной помехой при исследовании излучения небесных светил.

Процессы, происходящие в атмосфере, имеют колоссальную важность для жизни людей. Солнце,– движущая сила этих процессов. Солнечная энергия переходит в другие виды энергии, – в атмосфере возникают движения воздушных масс, происходит обмен тепла и влаги, другие разнообразные процессы. При этом наблюдаются изменения температуры воздуха, ветер, облака, бури, дожди и другие явления.

Солнечно-земные связи представляют предмет исследований многих научных коллективов в разных странах. Текущая литература насчитывает многие тысячи названий.

Есть в том числе и масса учебников для желающих ознакомиться с этой интереснейшей проблемой. Прекрасным введением могут быть книги Хргиана (1986), Мак-Картни (1979), Кондратьева (1954), Тверского (1962) и др. Книги Макаровой и Харитонова (1972), Макаровой и др. (1991), сборник "Поток энергии Солнца" (1980) посвящены всестороннему исследованию потока излучения Солнца.

3.1.1. Состав атмосферы

Первоначальная атмосфера, образовавшаяся из замерзших газов на Земле в период ее формирования, в дальнейшем пополнялась за счет вулканической деятельности. Процессы радиоактивного распада в земной коре, вызывавшие ее разогрев и постепенное перераспределение вещества, – опускание более тяжелого в нижние горизонты и всплывание более легкого к поверхности, – привело к возникновению монолитных массивов ("материков") и обширных "океанических" впадин. В результате реакции между водородом и углекислым газом в первичной атмосфере образовались метан и водяной пар. Возникновение воды, которая образовала океаны и моря, её круговорот, т.е. испарение воды, конденсация и выпадение осадков, сток воды в реки, а по ним в моря и океаны, отложение осадочных пород, выветривание и другие процессы привели к дальнейшему преобразованию поверхности планеты и атмосферы.

Процесс формирования атмосферы длился миллионы лет, продолжается он и сейчас, причем темп перемен сильно увеличился в результате деятельности человека. Наглядным примером этому служит рост содержания углекислого газа, возникновение так называемых "озоновых дыр", увеличение содержания радиоактивных нуклидов и т.п.

Атмосферный воздух представляет собой смесь различных газов, водяного пара и аэрозолей. Если его очистить от аэрозольных частиц и водяного пара, то такой сухой воздух будет характеризоваться большим постоянством газового состава, сохраняющимся до высот порядка 90 км.

Причиной такого постоянства является перемешивание: непрерывное перемещение молекул по горизонтали и вертикали.

Главными компонентами воздуха являются следующие газы: азот, процентное содержание которого по объему составляет 78,08%, кислород (20.95%) и аргон (0.93%). На долю всех остальных газов приходится 0.04%.

Предполагается, что азот поступил в атмосферу при распаде каменистых веществ и при вулканических извержениях.

Что же касается кислорода, то его первоначальное содержание, обусловленное распадом молекул воды и углекислого газа, впоследствии сильно изменилось благодаря фотосинтезу, ставшему играть важную роль после возникновения растительности. Из-за фотосинтеза содержание кислорода в атмосфере увеличилось до современного уровня.

Аргон и другие благородные газы возникли в результате радиоактивного распада земной породы. В частности, большая часть атмосферного аргона возникла при распаде изотопа калия K^{40} путем захвата орбитального электрона: K^{40}+ e^{-}=Ar^{40}.

На измерении содержания аргона в калийсодержащих минералах основан так называемый аргоновый метод определения абсолютного возраста геологических формаций.

К переменным составляющим земной атмосферы, наиболее важным для ее температурного режима, относятся водяной пар, углекислый газ и озон.

На высотах около 100 км перемешивание воздуха ослабевает и начинается его гравитационное разделение: основными составляющими на высотах более 100 км являются ионы окиси азота и молекулярного кислорода. На высотах более 500 км молекулярные ионы исчезают, атмосфера становится атомарной.

Половина массы атмосферного воздуха находится в слое толщиной всего 5 км над земной поверхностью, выше 15 км остается всего лишь 0.1 массы. Полная масса атмосферы оценивается в $5 \cdot 10^{15}$ тонн, т.е. около одной миллионной части полной массы Земли.

Малые примеси

Чтобы характеризовать содержание малых примесей в атмосфере, введены следующие величины:

1. парциальная плотность ρ_x , выражаемая в микрограммах на кубический метр.

2. парциальное давление p_x , выражаемое обычно в нанобарах (1 нбар=10^{-4} Па).

3. отношение r_x плотности примеси к плотности воздуха, выражаемое обычно в миллионных долях по массе и называемое **промилле** (обозначается как **ppmm**). Из всех малых примесей в атмосфере Земли наиболее важную роль играют озон, водяной пар и углекислый газ.

Озон, аллотропное соединение кислорода, максимум концентрации которого находится на высоте в среднем около 25 км, наиболее важен не только для теплового режима атмосферы, но и за счет поглощения ультрафиолетовой радиации, для существования самой жизни на Земле.

Несмотря на малое содержание озона в атмосфере Земли, его роль для жизни на Земле очень важна, так как он играет роль "щита", защищающего живые существа от опасного ультрафиолетового излучения, разрушающего ДНК живых клеток.

Благодаря высокой поглощающей способности в ультрафиолетовой области, озон, несмотря на то, что его содержание в атмосфере не превышает $4\cdot10^{-7}$ доли по объему, поглощает ультрафиолетовую радиацию Солнца с $\lambda < 308$ нм (почти 1.1% всей солнечной энергии) на высоте более 35 км, тем самым сильно нагревая там атмосферу. По современным воззрениям, озон возник более $5\cdot10^{8}$ лет назад,в палеозойскую эпоху, когда содержание кислорода в атмосфере составляло всего 1% от современного. Первичный кислород перед этим возник в результате деятельности водорослей, которых от губительного излучения защищал слой воды.

Общее количество озона в столбе атмосферы обозначается как X и измеряется в сантиметрах толщины такого слоя, который бы получился, если бы весь озон был собран и приведен к нормальным давлению и температуре.

$$X = \frac{1}{\rho(O_3)} \cdot \int_0^\infty \rho(O_3) dz$$

При этом принимают за единицу измерения толщину слоя, выраженную в 0.001 см (Так называемую единицу Добсона [e.D.])

Водяной пар сосредоточен в нижних слоях атмосферы и его концентрация колеблется от 0 до 7% . При этом изменение парциального давления водяного пара подчиняется экспоненциальному закону.

Водяной пар играет большую роль благодаря многочисленным полосам поглощения,особенно интенсивных в области 5.5 - 7.5 мкм.

Количественно водяной пар в воздухе характеризуют следующие величины:

e – упругость пара (парциальное давление пара), измеряется в миллибарах (1 мбар = 1 гПа). Упругость насыщенного пара над поверхностью чистой воды обозначают через E. Зависимость её от температуры рассчитывают с помощью эмпирических формул для широкого интервала температур, вплоть до t^o=-50° по Цельсию, включающих так называемую переохлажденную воду: t^o=-50^o , E = 0.06354 мбар, при t^o =0^{o}C , E =6.1070 мбар, при t^o=+50^{o}C , E =123,39 мбар.

f – относительная влажность, определяемая как f= e/E·100%.

a – абсолютная влажность, или парциальная плотность водяного пара $\rho_П$: a=0.2167/T·e = $\rho_П$, измеряется в кг на кубический метр.

τ – точка росы, – температура, при которой охлаждающийся пар с упругостью e станет насыщенным при неизменном давлении (то есть e=E(τ)).

Применяется также понятие отношения смеси q – количество пара, приходящееся на один килограмм сухого воздуха.

Стандартные наблюдения влажности на метеостанциях производятся на высоте 2м над почвой. Количество осажденной воды *Q* – это количество водяного пара, выраженное в граммах в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 кв.см и соответствует

$$Q=\int_{o}^{H}\rho_{П}dh$$

Углекислый газ, основные полосы которого находятся в области 13 - 17 мкм, также играет важную роль в тепловом балансе атмосферы. Содержание углекислого газа в атмосфере в среднем составляет около 0.033%. Углекислый газ необходим для дыхания растений. Кроме них, поглотителем, может быть, даже основным, является морская вода, в которой он отлагается в виде различных карбонатных соединений на дне морей и океанов. Содержание углекислого газа в атмосфере испытывает колебания как со временем суток, так и зависит от географического положения. Возле вулканов и больших промышленных центров содержание углекислого газа повышено. Замечено, что содержание CO_2 в атмосфере в последние десятилетия непрерывно повышается, что вызывает опасения относительно изменения общего климата Земли (так называемая "опасность глобального потепления").

3.1.2. Строение атмосферы

В разных местах Земли и в разное время физические свойства атмосферы, – её температура, плотность и состав испытывают изменения. В первую очередь и сильнее всего они меняются с высотой. Существуют так называемые **стандартные модели земной атмосферы** , представляющие собой некоторые средние функции распределения с высотой температуры, давления, концентрации, плотности и т.д., взятые для некоторой средней широты, чаще всего для широты 45°.

Среднее изменение с высотой физических свойств атмосферы (температуры, плотности и давления) показано на рисунке 3.2, построеном по данным, опубликованным в справочниках (Атмосфера, 1991; Справочник по геофизике, 1965).

Видно, что давление и плотность убывают с высотой примерно по экспоненциальному закону, в то время как температура изменяется более сложным образом.

В зависимости от изменения температуры, различают следующие слои атмосферы: **тропосферу, стратосферу, мезосферу, термосферу и экзосферу.** При этом надо понимать, что эти слои не разделяются между собой сколь–нибудь резко. Границы между ними (паузы) проведены достаточно условно и определяются изменением температуры.

Тропосфера, – нижняя область земной атмосферы, до высоты около 11 км. В тропосфере температура убывает с высотой от поверхности Земли со средним градиентом около 6.5K на км.

Граница тропосферы, – **тропопауза**, – определяется как уровень, где градиент температуры становится близким к нулю. На этом уровне давление составляет около 20% от соответствующего уровню моря, а плотность – около 30%.

Отметим, что нет плавного хода тропопаузы с широтой, и верхняя граница тропосферы в экваториальной зоне (примерно до широты между 30° – 32° с. и ю.ш.) лежит на высоте около 16 - 17 км (**тропическая тропопауза**). Вблизи границы экваториальной зоны тропопауза испытывает разрыв и лежит на высоте 8,5 - 10 км (**полярная тропопауза**). При этом вблизи границы разрыва тропическая тропопауза может наслаиваться над полярной, либо они могут сменяться день ото дня. В тропосфере содержится около 3/4 запаса воздуха, вместе со всеми газами, водяными парами и аэрозолями. Воздух в тропосфере непрерывно перемещается. При этом его горизонтальные перемещения сопровождаются подниманием или опусканием.

Почти все погодные явления происходят в тропосфере.

В результате конденсации водяного пара в тропосфере формируются облака. В зависимости от высоты их нижней границы различают облака нижнего, среднего и верхнего ярусов. Нижняя граница облаков нижнего яруса (**слоистых, слоисто-кучевых**) иногда лежит ниже 2 км. Граница облаков среднего яруса (**высококучевых и высокослоистых**), располагается на высоте от 2 до 6 км.

В тропиках их нижняя граница может доходить до 8 км. У облаков верхнего яруса (**их называют перистыми, перистослоистыми**) граница лежит выше 6 - 8 км. Особо выделяют облака вертикального развития (**кучевые, кучево-дождевые**), с основаниями на уровне нижнего яруса и высокими вершинами, до 14 км и выше.

Выше **тропопаузы** расположена **стратосфера**. Температура в стратосфере остается постоянной (около -56°С) до высот порядка 30 км, далее она возрастает до 0°С на уровне верхней границы – **стратопаузы** (около 50 км). Именно в стратосфере образуется озон в ходе фотохимических процессов. Максимум его концентрации на высоте около 22 км. В зависимости от широты и времени года концентрация озона сильно изменяется, причем весьма заметно, иногда на порядок. Низкая температура и давление обуславливают высокую сухость в стратосфере, – водяной пар как бы вымораживается. Однако иногда в ней возникают условия, при которых в средних широтах (55° – 60°) на высоте 20 - 25 км появляются тонкие, так называемые **перламутровые облака.**

Выше стратосферы находится **мезосфера**. В мезосфере температура продолжает падать до ее границы – **мезопаузы** на высоте около 80 км, опускаясь до -90°С. В верхней мезосфере на высоте 70 - 90 км на широтах 43° – 75° иногда наблюдаются самые высокие, – **серебристые облака.**

При ничтожной плотности водяного пара на этой высоте, ядрами конденсации для них, вероятно, служит космическая пыль. Отметим в этой связи, что после падения Тунгусского метеорита в 1908 году во многих местах было отмечено появление серебристых облаков.

Выше мезопаузы температура начинает расти. Слой, в котором происходит рост температуры примерно до высот 700 - 800 км,называют **термосферой**.

Термопауза отделяет ее от **экзосферы**, – самых внешних слоев, в которых температура не растет, или растет очень слабо.

Слой атмосферы до высот 80 - 100 км, т.е. до мезопаузы, часто называют **нейтросферой**, чтобы подчеркнуть, что здесь газы все еще хорошо перемешаны и в основном находятся в нейтральном состоянии.

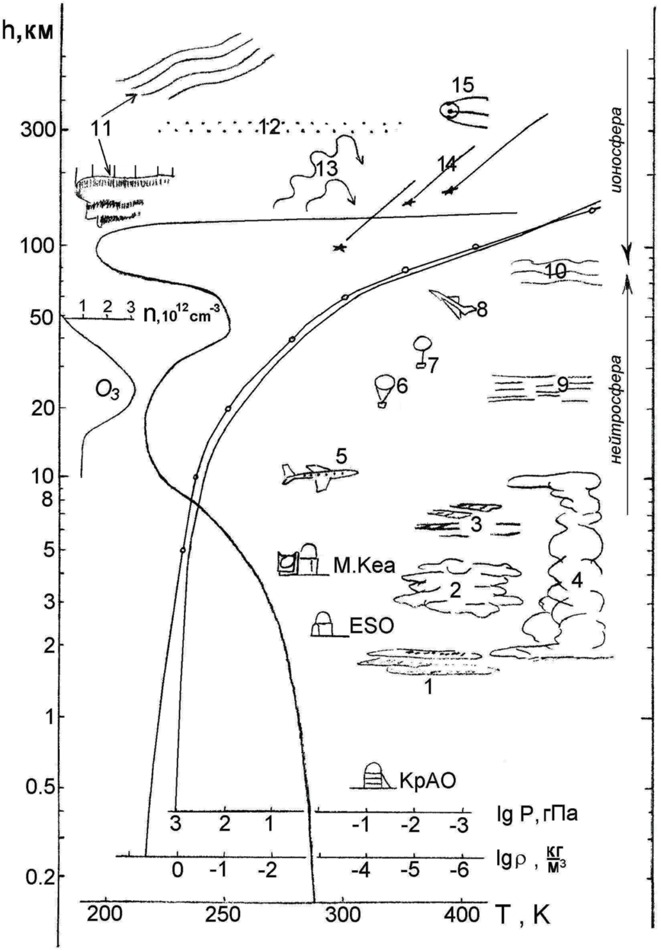

Рис.3.1. Строение атмосферы.
1 - облака нижнего яруса, 2 - облака среднего яруса,
3 - облака верхнего яруса, 4 - облака вертикального развития, 5 - средний эшелон гражданской авиации, 6 - стратостаты, 7 - шары - зонды,
8 - исследовательские самолеты, 9 - перламутровые облака,
10 - серебристые облака, 11 - полярные сияния, 12 - слой E,
13 - радиоволны коротковолнового диапазона, 14 - метеоры,
15 - исскуственные спутники Земли

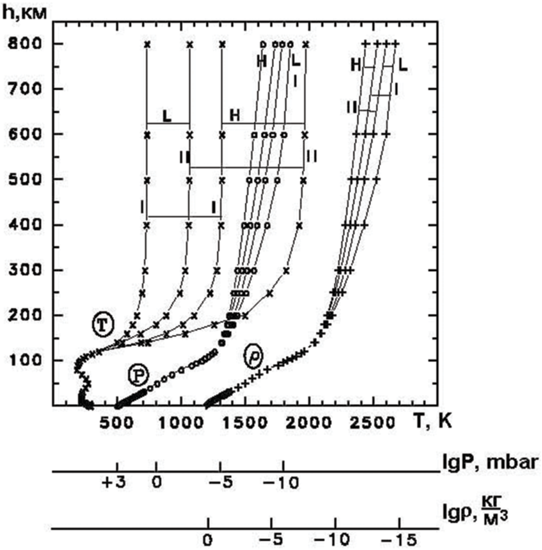

Рис.3.2. Основные физические характеристики стандартной атмосферы. (I- ночные значения, II—дневные) в периоды низкой (L) солнечной активности ($F = 75 \cdot 10^{-22}$ вт/m^2 гц)
Высокая (H) солнечная активность характеризуется значениями
$F = 250 \cdot 10^{-22}$вт/m^{2}гц.
(Атмосфера, 1991)

Выше мезопаузы, на высоте от 80 - 100 км до высот около 500 - 800 км располагается слой, который называют **ионосферой**. Здесь значительная доля молекул газа диссоциирует и ионизуется.

Основным источником ионизации в ионосфере является Солнце. Ионизирующее действие звезд и вторгающихся в атмосферу метеоритов незначительно, хотя создаваемый метеором кратковременный столб ионизованного газа может использоваться в практических целях, например, при дальней радиосвязи.

Плотность ионизующего потока убывает с приближением к земной поверхности, так как все большая его часть тратится на ионизацию. С другой стороны, давление уменьшается с высотой, поэтому на некоторой высоте и давление и поток достаточно велики и там образуется наибольшее число электронов и ионов, – образуется слой ионизованного газа. Таких слоев в ионосфере может быть несколько.

Большое практическое значение ионосферы в том, что благодаря ее высокой электрической проводимости, короткие радиоволны

(λ = 10 - 100 м) преломляются. При определенных условиях достигается полное отражение и они возвращаются на землю, где снова могут отразиться. Благодаря такому многократному процессу короткие волны распространяются на большие расстояния.

В зависимости от солнечной активности в ионосфере на разной высоте резко изменяется концентрация заряженных частиц. Таким образом, могут возникнуть несколько слоев, которые и оказывают влияние на распространение радиоволн.

На высотах 70-90 км образуется так называемый слой D с концентрацией электронов $N_e \approx 10^8 cm^{-3}$, выше 100 км расположен "дневной" слой E, где $N_e \approx 10^{11} cm^{-3}$, еще выше – слой F , где на высоте около 240 км в годы спокойного Солнца концентрация электронов $N_e \approx 4 \cdot 10^{11} cm^{-3}$, и до 320 км в годы повышенной солнечной активности с $N_e \approx 16 \cdot 10^{11} cm^{-3}$. Слой F существует днем и ночью. Воздух ионосферы представляет собой частично ионизованную плазму, концентрация электронов и ионов в которой, например, на высоте 320 км, составляет всего 1/120. Выше примерно 800 км находится экзосфера (сфера рассеяния). Кинетическая температура ионов в экзосфере может достигать 2000 K.

Здесь происходит их ускользание в межпланетную среду. Наблюдения за движением искусственных спутников показали, что на высотах 700-800 км содержится $1.6 \cdot 10^5$ ионов в 1 см^3. Измеримые следы атмосферы могут быть до высот 2000-3000 км, что и принято считать ее верхней границей.

Показанное на рисунках 3.1 и 3.2 распределение температуры, давления и плотности соответствует так называемой "стандартной атмосфере", т.е. некоторому условному среднему распределению метеорологических величин в функции высоты, принятым международным соглашением по инициативе МОГА (Международной организации гражданской авиации) для стандартизации приборов и расчетов. Данные для верхней атмосферы соответстуют "Справочной атмосфере КОСПАР". Реальные атмосферные условия могут отличаться от этих значений.

Земная атмосфера поглощает и рассеивает свет небесных объектов, так что до наблюдателя он доходит ослабленным. Величина этого ослабления – атмосферная экстинкция – зависит от длины волны, а также от условий наблюдения: высоты обсерватории над уровнем моря, зенитного расстояния светила и т.д.

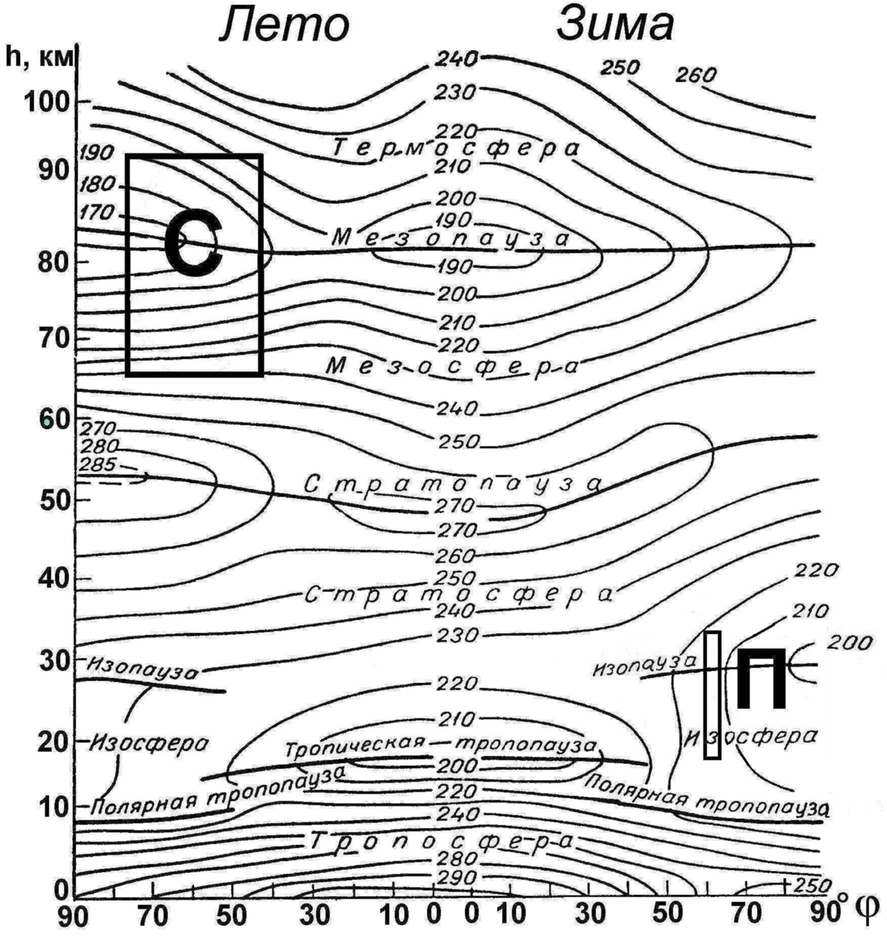

Рис.3.3. Средний меридиональный температурный разрез атмосферы. Линии постоянной температуры выражены в кельвинах. Прямоугольниками указана примерная локализация перламутровых(П) и серебристых (С) облаков (Тверской, 1962)

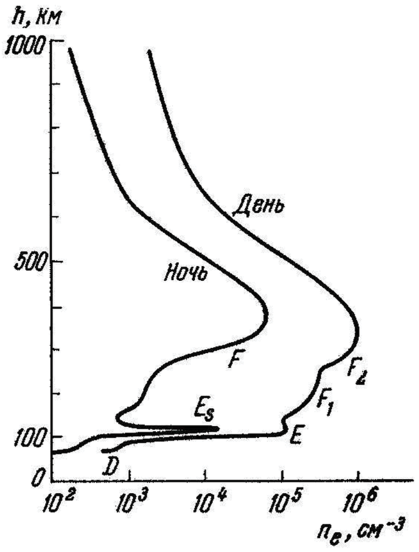

Рис.3.4. Типичное вертикальное распределение электронной концентрации в ионосфере для дневных и ночных условий.
На кривых буквами отмечено
положение различных областей ионосферы
(Иванов-Холодный и Никольский, 1969)

3.1.3. Тепловой баланс атмосферы. Температура и давление. Ветер

Возникновение атмосферы привело и к изменению формы теплового баланса Земли, причем, несмотря на малое количество переменных газовых составляющих, роль их в тепловом балансе исключительно велика.

В основном Земля нагревается лучами Солнца. Тепло, получаемое за счет внутреннего тепла, обусловленного радиоактивным распадом, не превышает 1/2000 доли от тепла, получаемого от Солнца.

Лучистый поток на среднем расстоянии Земли от Солнца называется **солнечной постоянной** и составляет 2.0 кал/см^{2}мин. Средний поток на земной поверхности в перпендикуляном к ней направлении, равный отношению полного потока к площади поперечного сечения земного шара, составляет около 0.5 кал/см^{2}мин.

Из всей получаемой энергии 48% отражается в мировое пространство, оставшиеся 52% поглощаются водой и почвой (44%) и атмосферой (8%). При этом тепло, полученное земной поверхностью, расходуется на нагревание воздуха и испарение, так что из 44% на это уходит 28%. Таким образом, атмосфера получает 36% солнечной энергии. Эта энергия, вместе с 16%, полученными земной поверхностью, уходит в мировое пространство в виде инфракрасного излучения с температурой 245 К.

Энергия солнечного излучения, получаемая Землей, равна: $f \cdot \pi \cdot r^2 \cdot (1\text{-}a)$, где f – упомянутая выше солнечная постоянная, r – средний радиус Земли и a=0.4 – среднее альбедо Земли.

С другой стороны, энергия, излучаемая в межпланетное пространство, равна $4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \sigma \cdot \theta^4_e$, где σ – постоянная Стефана – Больцмана, θ_e – эффективная температура Земли. Приравнивая эти две величины, получаем: θ_e = 246.5 К ,то есть близка к упомянутой выше наблюдаемой температуре 245 К.

Между тем,средняя наблюдаемая температура земной поверхности составляет 287 К (Аллен, 1977). Таким образом, основная часть уходящего излучения формируется в атмосфере. В результате сильного нагревания у экватора давление воздуха понижено. Поднявшийся нагретый воздух начинает растекаться к полюсам. Это приводит к накоплению его над субтропиками, что вызывает повышение давления вдоль широкой полосы, достигая максимума в районе 30° - 40° северной и южной широт (**субтропические пояса высокого давления**).

Севернее и южнее этой полосы, возле 40° южной и северной широты лежат области пониженного давления с сильными ветрами и штормами, – в художественной литературе их называют "ревущими сороковыми".

Далее оно понижается до минимальных значений в районе 60 - 70 параллелей, – которые носят название **субполярных зон пониженного давления.**

К полюсам давление снова несколько возрастает, – над Антарктикой располагается область сравнительно повышенного давления с очень низкими температурами.

На эту картину накладываются особенности, вызванные влиянием земной поверхности: над холодными поверхностями условия благоприятствуют для повышения давления, а над теплыми – для его понижения. Таким образом, над сушей зимой образуются области высокого давления, которые ослабевают в летнее время.

Такого рода барические области повышенного и пониженного давления иногда существуют круглый год, другие – имеют сезонный характер (к примеру, так называемый "азиатский антициклон" над Монголией).

Распределение средней температуры воздуха летом и зимой показывает некоторые особенности. На карте января в северном полушарии обнаруживаются два крупных очага холода: в Якутии и Гренландии, и три очага тепла в южном полушарии: в Южной Америке, в Северной Африке и в Австралии. В июле очаги холода не выражены, а очаги тепла перемещаются в северное полушарие: в Северную Америку, Северную Африку и Южную Азию.

Атмосферный воздух находится в постоянном перемещении, воспринимаемом как ветер: бризы, муссоны, горно-долинные ветры и т.д. Причиной их является неравномерный нагрев земной поверхности, вследствие которого возникает и неравномерное распределение давления: если соседние массы воздуха оказываются нагретыми неодинаково, то в более теплой массе давление с высотой будет уменьшаться медленнее, чем в холодной. Поэтому на некоторой высоте давление в более теплой массе окажется выше, чем в холодной, что и вызовет перемещение воздуха на этой высоте из теплой массы в холодную. Давление в холодной массе повысится, повысится и давление в ее нижней части, что и вызовет движение более плотного холодного воздуха у поверхности в сторону менее плотного, т.е. возникнет ветер.

Примером такого перемещения воздушных масс может служить **бриз.** Днем суша нагревается быстрее, воздух над сушей нагревается и поднимается вверх. На его место притекает более холодный морской воздух, – возникает морской бриз. Ночью картина меняется из-за того, что суша охлаждается быстрее, чем морская вода, и возникает береговой бриз. По аналогичной причине возникают также и горно-долинные ветры на суше, а также и сезонные ветры – **муссоны.**

Взаимодействие больших масс воздуха с различной температурой приводит к возникновению крупных вихревых движений: **циклонов** и **антициклонов.** В циклонах давление растет от центра к периферии, в антициклонах – наоборот. В антициклоне в результате растекания воздуха от центра к периферии наблюдается опускание воздуха в центре, и, вследствие этого, его нагревание. Точка росы при этом повышается и облачность рассеивается.

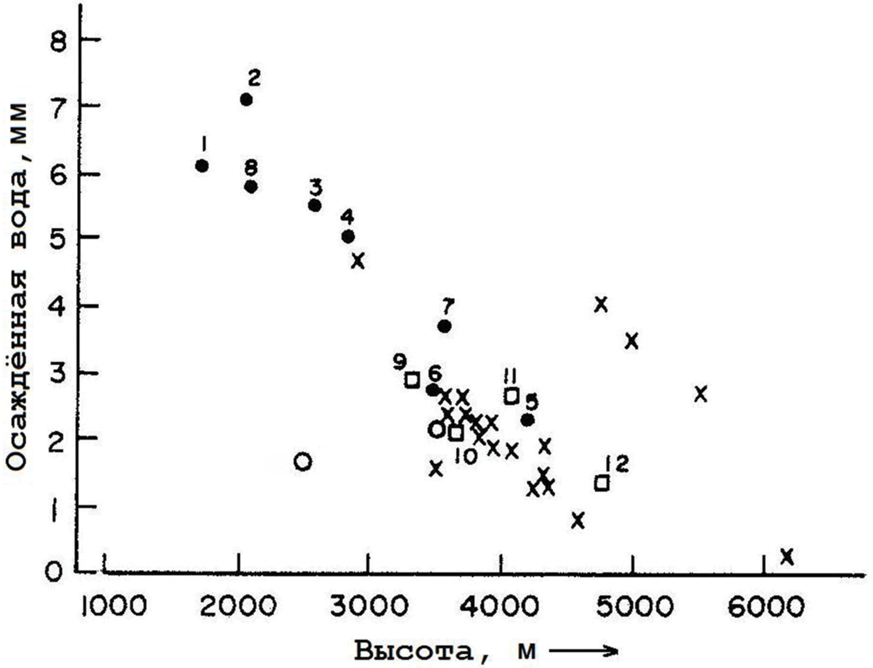

Рис.3.5. Средние значения осаждённой воды (средняя влажность атмосферы) для некоторых обсерваторий и астропунктов. Точками и прямоугольниками обозначены обсерватории:
1 - Маунт-Паломар, 2 - Китт-Пик, 3 - Каталина , 4 - Маунт-Леммон,
5 - Мауна-Кеа, 6 - Юнгфрауйох, 7 - Тенериф,
8 - Зеленчукская (САО), 9 - Лех,
10 - Хемис, 11 - Маунт-Нимо, 12 - Кардунг.
Крестами отмечены значения для некоторых перспективных безымяных гор в Гималаях
(Чандрасекар и др., 1983)

Водяной пар поступает в атмосферу в результате испарения воды с земной поверхности. Образование облаков связано с охлаждением влажного воздуха при адиабатическом расширении во время вертикального подъема. Заметную роль играют также турбулентный обмен и радиационное выхолаживание.

В тропических зонах (20° – 30°) облачность наименьшая, причем основной минимум наблюдается в области пустынь. Далее к полюсам облачность возрастает, достигая максимума в районе 65 - 75 параллелей, затем несколько уменьшаясь к полюсам.

В соответствии с газовыми законами парциальное давление водяного пара, т.е. влажность воздуха следует за изменением температуры и давления. При подъёме в горы давление падает, падает и содержание в воздухе водяного пара, – то есть прозрачность воздуха улучшается. При выборе места для проведения астрономических наблюдений измерения влагосодержания играют важную роль. На рисунке 3.5, заимствованом из заметки Чандрасекара и др. (1983) приводятся значения осаждённой воды для разных обсерваторий и некоторых перспективных астропунктов. Точки – для действующих обсерваторий по данным Койпера (1970), прямоугольники и кресты – для некоторых горных вершин в индийских Гималаях.

3.2. Воздушная масса

Монохроматический поток лучистой энергии от светила при его прохождении через атмосферу может быть записан в виде:

$$S_\lambda = S_{0\lambda} \cdot e^{\int_0^\infty k_\lambda \cdot \rho \cdot ds}$$

Здесь $S_{0\lambda}$ - поток за пределами атмосферы, k_λ – массовый коэффициент ослабления радиации, ρ – плотность воздуха, ds – элемент пути луча. Величину

$$\int_0^\infty k_\lambda \cdot \rho \cdot ds$$

обычно называют **оптической массой атмосферы** для луча с длиной волны λ. В актинометрии и в астрономии массу атмосферы понимают как безразмерную величину, представляющую отношение оптической массы в направлении на светило к оптической массе в направлении вертикали (Кондратьев, 1954; Жаров, 2006).

Часто её обозначают как X или F(z), в актинометрии встречается обозначение $m(\theta_\odot)$. В первом приближении, принимая атмосферу плоскопараллельной и пренебрегая рефракцией, воздушная масса просто представляет собой секанс зенитного расстояния светила: $X = sec\ z$.

В последующих параграфах, посвященных прохождению света через земную атмосферу, мы будем следовать изложению, приводимому во многих классических учебниках по метеорологии и астрономии (Кондратьев, 1954; Жаров, 2006).

3.2.1. Путь луча в атмосфере

Луч света от звезды, попадая в атмосферу, испытывает преломление, которое приводит к его смещению от первоначального направления. Это смещение называют **астрономической рефракцией.**

Из-за рефракции звезда, находящаяся на зенитном расстоянии z, видна на зенитном расстоянии $\zeta = z - P$, где P – **астрономическая рефракция**.

Принимая для упрощения плоскопараллельную модель атмосферы Земли, причём показатель преломления меняется скачкообразно при переходе от одного элементарного слоя атмоферы к другому, можно оценить влияние рефракции на наблюдения. Запишем закон Снеллиуса для элементарных слоёв:[1]

$$1\cdot\sin z = n_N\cdot\sin z_N$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$n_{i+1}\cdot\sin z_{i+1} = n_i\cdot\sin z_i$$

$$n_i\cdot\sin z_i = n_{i-1}\cdot\sin z_{i-1}$$

$$n_{i-1}\cdot\sin z_{i-1} = n_{i-2}\cdot\sin z_{i-2}$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$n_1\cdot\sin z_1 = n_o\cdot\sin\zeta$$

Из этой цепочки уравнений получаем: $1\cdot\sin z = n_o\cdot\sin\zeta$.

Так как $z=\zeta+P$, то $\sin(\zeta+P) = n_o\cdot\sin\zeta$ (3.1)

В силу малости P получаем приближённо:

$\sin(P) \approx P$, $\cos(P) \approx 1$.

Тогда из (3.1) может быть получена величина рефракции, выраженная в радианах:

$$P \approx (n_o-1)\cdot\tan\zeta\,. \qquad (3.2)$$

---

[1] Снелл Виллеброрд (1580 - 1626), родился и работал в Лейдене, профессор Лейденского университета, печатался под латинизированным именем Снеллиус. В 1617г. описал метод триангуляции при проведении геодезических работ, применяя методы подобия треугольников. В 1621 году открыл закон преломления света. **http://en.wikipedia.org/wiki/**

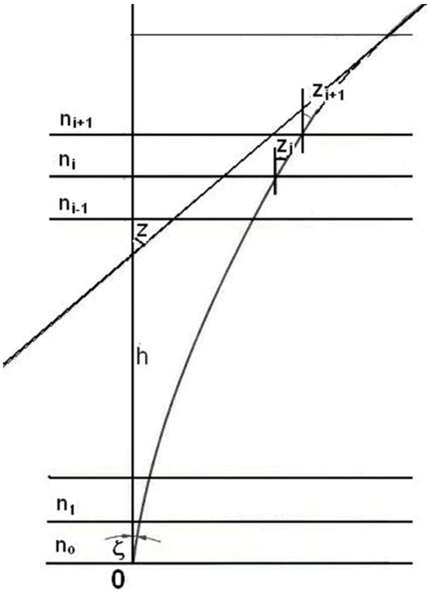

Рис.3.6. Рефракция в атмосфере, состоящей из плоскопараллельных слоёв

При нормальных метеорологических условиях, - температуре 0°C и давлении 760 мм.рт.ст., для длины волны λ=5750Å величина, которую называют **постоянной рефракции** $k_o = (n-1) = 0.0002926$. В градусной мере k_o =60."343.

Эта формула применима только для $z \leq 70^o$. Для больших z надо учитывать сферичность атмосферы.

Поскольку показатель преломления воздуха зависит от его плотности, то, следовательно, он будет зависеть от высоты. Как и в плоскопараллельном случае, разобьём атмосферу на элементарные слои и принимаем при этом, что коэффициент преломления изменяется скачкообразно. Рассмотрим путь луча на границе i-го и i-1-го слоёв, (см. рисунок 3.7). Обозначим разность углов через $\Delta P_i = z_i\text{-}r_i$, разность коэффициентов преломления, – через $\Delta_i = n_i\text{-}n_{i-1}$,

тогда $n_i \cdot \sin z_i = (n_i - \Delta n_i) \cdot \sin(z_i - \Delta P_i)$.

Учитывая малость величины ΔP_i, получим:

$$n_i \cdot \sin z_i = (n_i - \Delta n_i) \cdot \sin z_i - (n_i - \Delta n_i) \cdot \cos z_i \cdot \Delta P_i.$$

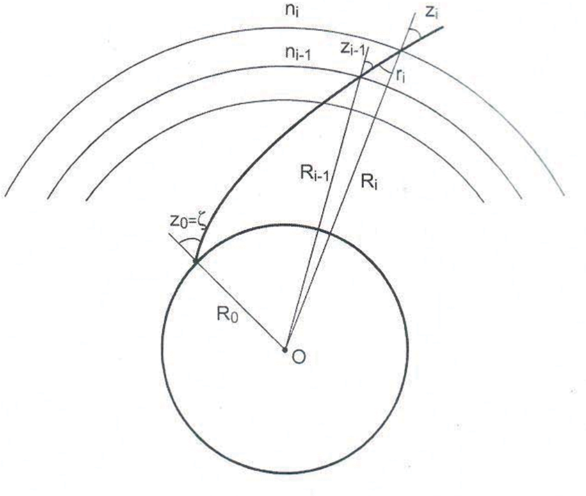

Рис.3.7. Рефракция в сферически - симметричной атмосфере

Пренебрегая членом второго порядка малости $\Delta P_i \cdot \Delta n_i$, имеем:

$$\Delta P_i = -(\Delta n_i / n_i) \cdot \tan z_i$$

Просуммировав по всем слоям, получаем выражение для рефракции:

$$\sum\nolimits^{N}_{i=o} \Delta P_i = - \sum\nolimits^{N}_{i=o} (\Delta n_i / n_i) \cdot \tan z_i$$

Уменьшая толщину слоёв, увеличивая их число и переходя к пределу, имеем интеграл:

$$P = \int_{n_0}^{n_N} \tan z_i \cdot \frac{dn}{n}$$

Меняя пределы интегрирования и вспоминая, что в пустоте n=1, а на поверхности Земли $n=n_o$, выражение для рефракции получает вид:

$$P = \int_{1}^{n_0} \tan z \cdot \frac{dn}{n} \qquad (3.3)$$

Поскольку значение P вдоль пути луча неизвестно, требуется перейти от z к видимому зенитному расстоянию ζ.

Обозначим $R_i = R_o + h_i$, где R_o – радиус Земли, h_i – высота i-го слоя, и применим закон синусов (см. рисунок 3.7):

$\frac{R_i}{R_{i-1}} = \frac{sin\ (180^o - z_{i-1})}{sin\ r_i}$. Так как $sin\ r_i = \frac{n_i}{n_{i-1}} \cdot sin\ z_i$, то

$$\frac{R_i}{R_{i-1}} = \frac{n_{i-1}}{n_i} \cdot \frac{sin(z_{i-1})}{sin\ z_i}$$

Таким образом получим цепочку уравнений от (i-1)-го слоя до поверхности Земли:

$$R_i \cdot n_i \cdot sinz_i = R_{i-1} \cdot n_{i-1} \cdot sinz_{i-1} = ... = R_0 \cdot n_0 \cdot sin\zeta\ ,$$

из которой:

$$sin\ z_i = \frac{R_0 \cdot n_0}{R_i \cdot n_i} \cdot sin\zeta \qquad (3.4)$$

Обозначая через R_o и n_o – значения на поверхности Земли, а R и n – на высоте h, и уменьшая толщину слоёв, получим формулу, связывающую z с ζ :

$$\tan \cdot\ z = \frac{\frac{R_0 \cdot n_0}{R \cdot n} \cdot sin\zeta}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0 \cdot n_0}{R \cdot n} \cdot sin\zeta\right)^2}}$$

Таким образом, рефракция в сферически – симметричной атмосфере

$$P = \int_1^{n_0} \frac{\sin\zeta}{\sqrt{\left[\left(\frac{R \cdot n}{R_0 \cdot n_0}\right)^2 - \sin^2\zeta\right]}} \cdot \frac{dn}{n} \qquad (3.5)$$

Эта формула, – точная. Если бы было известно изменение показателя преломления с высотой $n=n(R)$, рефракцию можно было бы легко вычислить численным интегрированием.

Рассмотрим теперь элемент пути светового луча $ds=(dh)/cos(\varphi)$.

Здесь φ – угол падения луча на слой dh. С другой стороны, уравнение светового луча $R_o n_o sin\zeta = (R_o+h)n\ sin\ z$, где R_o – радиус Земли, n и n_0 – показатели преломления воздуха на высоте h и на уровне земной поверхности, соответственно, ζ – видимое зенитное расстояние источника света. Тогда

$$ds = \frac{dh}{\sqrt{1-\left(\frac{R_0}{R_0+h}\cdot\frac{n_0}{n}\right)^2\cdot\sin^2\zeta}} \qquad (3.6)$$

Обозначим через ρ и ρ_o плотность воздуха на высоте h и на уровне земной поверхности, соответственно; домножим обе части на ρ/ρ_o и проинтегрируем по всей толще атмосферы:

$$\int_0^\infty \frac{\rho\cdot ds}{\rho_0} = \int_0^\infty \frac{\dfrac{\rho\cdot dh}{\rho_0}}{\sqrt{1-\left(\frac{R_0}{R_0+h}\cdot\frac{n_0}{n}\right)^2\cdot\sin^2\zeta}}$$

Таким образом, можем получить выражение для воздушной массы:

$$F(z)=(m,X)=\frac{\int_0^\infty \frac{\rho\cdot ds}{\rho_0}}{\int_0^\infty \frac{\rho\cdot dh}{\rho_0}} = \frac{1}{H}\cdot\int_0^\infty \frac{\rho\cdot ds}{\rho_0} = \frac{1}{H}\cdot\int_0^\infty \frac{\dfrac{\rho\cdot dh}{\rho_0}}{\sqrt{1-\left(\frac{R_0}{R_0+h}\cdot\frac{n_0}{n}\right)^2\cdot\sin^2\zeta}}$$

(3.7)

$$dp = -g \cdot \rho \cdot dh = -g \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \rho_0 \cdot dh = \rho_0 \cdot d(\frac{\rho}{\rho_0}) \qquad (3.8)$$

где H – высота однородной атмосферы, определённая с помощью уравнения статики изотермичной атмосферы:

$$p_0 = -g \cdot \rho_0 \cdot H \quad , \quad H = \frac{p_0}{\rho_0 \cdot g} \qquad (3.9)$$

Так как показатель преломления зависит от плотности:

$$n^2 = 1 + 2 \cdot a \cdot (\rho/\rho_o) \, , \qquad (3.10)$$

где $a=(n_o-1)$ зависит от длины волны λ.

Тогда $(n \cdot dn)/a = d(\rho/\rho_o)$

Таким образом, воздушная масса

$$F(z) = (m, X) = \frac{1}{a} \cdot \int_0^{n_0} \frac{n \cdot dn}{\sqrt{1 - \left(\frac{R}{R+h} \cdot \frac{n_0}{n} \right)^2 \cdot \sin^2 \zeta}} \qquad (3.11)$$

Эта формула была получена Лапласом. Используя эту формулу, получаем выражение для астрономической рефракции:

$$\mathrm{P} = \int_0^{n_0} \frac{\frac{R_0}{R_0+h} \cdot \frac{n_0}{n} \cdot \sin\zeta \, \cdot dn}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_0+h} \cdot \frac{n_0}{n} \right)^2 \cdot \sin^2 \zeta}} \qquad (3.12)$$

Из сопоставления выражений для $F(z)$ и Р находим :

$$d(F(z)) = dX = \frac{1}{a \cdot n_0 \cdot \sin\zeta} \cdot \frac{R_0 + h}{R_0} \cdot n^3 \cdot d\mathrm{P} \qquad (3.13)$$

Поскольку в этом выражении $\dfrac{(R_0 + h)\cdot n^3}{R_0} \cong 1$

то отсюда получаем формулу Лапласа в виде:

$$F(z) = \frac{1}{a\cdot n_0 \cdot \sin\zeta}\cdot \mathrm{P} \qquad (3.14)$$

Все вычисления проведены в предположении изотермической атмосферы. Более точная формула для вычисления воздушной массы была предложена Бемпорадом, который учитывал изменение плотности и температуры воздуха с высотой. В тропосфере, до высоты 10 км, плотность изменяется с высотой по закону, определённому эмпирически:

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(\frac{528}{\rho_0}\right)^{\frac{z}{8}} \cong \rho_0 \cdot 0.9^h \qquad (3.15)$$

в стратосфере, выше 10 км:

$$\rho = \rho_{10} \cdot 0.4^{\mathrm{h-10}}\ , \qquad (3.16)$$

где высота h выражена в километрах. В этом случае:

$$F(z) = \frac{1}{H}\cdot\int_0^{\infty} \frac{(R_0 + h)\cdot 0.9^h \cdot dh}{\sqrt{(R_0 + h)^2 - R_0^2 \cdot \sin^2\zeta \cdot [1 - 2\cdot a\cdot(1 - 0.9^h)]}} \qquad (3.17)$$

Для стратосферы получается аналогичное выражение. Учёт градиента температуры в тропосфере не столь критичен. Достаточно ограничиться значениями на уровне поверхности Земли.

В таблице, заимствованной из книги К.Я.Кондратьева[2] "Лучистая энергия Солнца", приведено сравнение значений воздушных масс, вычисленных по формулам (3.7) и (3.17). Мюллер оценивал воздушную массу, наблюдая яркость звёзд на различных зенитных расстояниях.

ζ	0°	45°	60°	75°	80°	83°
secζ	1.0	1.414	2.000	3.864	5.758	8.206
Лаплас	1.0	1.413	1.993	3.806	5.563	5.676
Бемпорад	1.0	1.413	1.995	3.816	5.600	7.768
Мюллер	1.0	1.450	2.175	4.325	6.031	7.806

ζ	85°	86°	87°	88°	89°	90°
secζ	11.48	14.33	19.11	28.65	57.29	∞
Лаплас	10.20	12.12	14.84	18.81	-	-
Бемпорад	10.40	12.44	15.36	19.79	26.96	35-40
Мюллер	10.03	11.80	14.35	18.02	-	-

С 1870 года издаются "Пулковские таблицы рефракции", последнее издание которых вышло в 1985 году. Наиболее рафинированные вычисления учитывают не только давление, температуру, но и влажность воздуха. Для того, чтобы представлять порядок величин, Жаровым (2006) приводится таблица рефракции для λ=5750Å при средних атмосферных условиях : давление = 1013.25 мбар, температура T=0°C, и разной относительной влажности воздуха ν . На горизонте, ζ = 90° , поправка за рефракцию будет: P = 2271."16 при ν = 0.4, и P =2269."79 при ν = 0.9. Для ζ = 80° поправка P = 330."80 при ν =0.4 и P = 330."62 при ν = 0.9 , то есть различие становится существенным только при наблюдениях вблизи горизонта. В то же время надо помнить, что уже при ζ = 50° поправка за рефракцию составляет P = 71.″7, что уже необходимо учитывать при организации наблюдений на автоматизированных телескопах. Шенберг (1929) приводит таблицу воздушных масс, рассчитанную для модели атмосферы Бемпорада при стандартных условиях на уровне моря (температура 0°C, давление 760 мм Hg. С точностью до долей процента в пределах до F(z) = 6.8 эта таблица может быть аппроксимирована полиномом (Харди, 1967):

---

[2] Кондратьев Кирилл Яковлевич (1920 - 2006), российский геофизик, академик РАН. Участник Великой Отечественной войны. Специалист в области физики атмосферы, спутниковой метеорологии, атмосферной оптики, актинометрии, проблемам глобальной экологии и глобальным изменениям. Автор более 1200 научных статей и 115 монографий.
http:/www.nwcps.ru/kondr.htm

$$F(z)=\sec z-0.0018167\cdot(\sec z-1)-0.002875\cdot(\sec z-1)^2-$$
$$-0.0008083\cdot(\sec z-1)^3 \qquad (3.18)$$

Для оценки влияния внешних условий Шенбергом приведена также и таблица поправок для воздушных масс к другим значениям давления (720 мм *Hg* ÷ 790 мм *Hg*) и температуры ($-20^o \div 30^o$C). Вблизи горизонта при $z = 87^o \div 89^o$ воздушная масса принимает значения $F(z)$=15.365 ÷ 26.959. При этом пределы изменения поправок: от +0.216 ÷ -0.313 до +0.844 ÷ -1.161. Однако, как отмечает Харди, такая точность сомнительна для реальных атмосферных условий.

3.2.2. Об атмосферной дисперсии

Зависимость коэффициента преломления воздуха n от длины волны приведет к удлинению изображения звезды из-за атмосферной дисперсии. Атмосфера как бы представляет собой призму с преломляющим углом, параллельным горизонту и основанием, обращенным к зениту. Этот эффект вызывает удлинение и смещение изображения звезды. Оно выглядит в виде спектра, фиолетовый край которого направлен к зениту, а красный, – к горизонту. Другими словами, атмосферная дисперсия ухудшает инструментальную функцию рассеяния. (В литературе часто встречается ее сокращенное обозначение psf = *point spread function*). Кроме того, из-за смещения эффективной длины волны при визуальном гидировании может произойти систематическое смещение регистрируемого спектра по длинам волн, разное для разных условий наблюдений.

Учету атмосферной дисперсии посвящено много работ (Эдлен, 1953; Мельников, 1957; Симон, 1966). Общий подход в этих исследованиях заключается в том, что функция рефракции разлагается в ряд, в котором рассматривают члены, зависящие от атмосферных условий. Средняя зависимость коэффициента преломления сухого воздуха выведена Эдленом(1953) для стандартных условий: давлении $p=760$ mm *Hg*, температуре $t=+15^oC$, концентрации углекислого газа 0.03% CO :

$$(n-1)\cdot 10^8=6432.8 + 2949810/(146-\sigma^2) + 25540/(41-\sigma^2) \quad , \sigma = 1/\lambda.$$

Основываясь на исследованиях Барреля (1951), который вывел среднюю зависимость коэффициента преломления воздуха для стандартных условий, Симон (1966) приводит удобные формулы и графики для оценки удлинения изображения звезды из-за атмосферной дисперсии для нескольких характерных значений высоты обсерватории (от нулевой высоты на уровне моря до высоты обсерватории Сакраменто Пик (2811м)).

Атмосферная дисперсия AD, выраженная в секундах дуги, аппроксимируется полиномом, коэффициенты которого затабулированы для нескольких значений высоты:

$$AD = (S/Q)\cdot(C_1+C_2\cdot y+C_3\cdot y^2+C_4\cdot z+C_5\cdot y\cdot z+C_6\cdot y^2\cdot z+C_7\cdot z^2+C_8\cdot y\cdot \cdot z^2+C_9\cdot y^2z^2+C_{10}\cdot z^3+C_{11}\cdot y\cdot z^3+C_{12}\cdot y^2\cdot z^3+C_{13}\cdot z^4+C_{14}\cdot y\cdot z^4+C_{15}\cdot y^2\cdot z^4),$$

где $y=1/\lambda^2$, $Z=tan(z)$, z – зенитное расстояние, множитель Q также затабулирован вместе с C_i . Значение AD может быть оценено до видимой высоты звезды $\geq 3^{\text{o}}$ с точностью $\approx$ 0."008.

Наглядные графики позволяют быстро оценить удлинение изображения в интервале от 3200Å до 11000Å при разных предположениях о значении давления и температуры.

Множитель S может быть записан в упрощенной форме, в зависимости от температуры T, давления p и парциального давления водяного пара f, как

$$S=(p-0.148238\cdot f+(1.049-0.0157\cdot T)^2\cdot 10^6)/(720.883\cdot(1+0.003661\cdot T))$$

Практически оценка удлинения звезды из-за атмосферной дисперсии выполняется следующим образом. Сначала вычисляют S, далее из таблицы выбирают коэффициенты C_i, для которых Q близки к S. Таким образом, множитель S/Q корректирует атмосферную дисперсию для значений давления, температуры и влажности, характерных для данной местности. При температуре t=15°C и давлении 760 мм Hg для λ5000Å :

$$(n-1)\cdot 10^8 = 27259.9 + 153.58\cdot\sigma^2 + 1.318\cdot\sigma^4 , \sigma=1/\lambda.$$

Для других атмосферных условий, соответственно, полученное значение нужно умножить на множитель

$$(n_{t,p}-1)=(n_{15.760}-1)\cdot(p\cdot(1+\beta\cdot p)\cdot(1+15\cdot\alpha))/(760\cdot(1+760\cdot\beta_{15})\cdot(1+\alpha\cdot t))$$

Здесь $\alpha=0.003661$, $\beta=(1.049-0.0157\cdot t)\cdot 10^{-6}$, $\beta_{15}=0.8135\cdot 10^{-6}$.

Если в воздухе содержится водяной пар при давлении f мм Hg, то значение коэффициента рефракции должно быть уменьшено на

$$[0.0624\text{-}0.000680/\lambda_o^2]\cdot f/(1+\alpha\cdot t),$$

где длина волны λ выражена в микронах. Сводка упрощенных формул даны и в справочнике Аллена(1977). На рисунке 3.8 показано среднее удлинение изображения из-за атмосферной дисперсии для интервалов длин волн, обычно применяемых в спектрофотометрах.

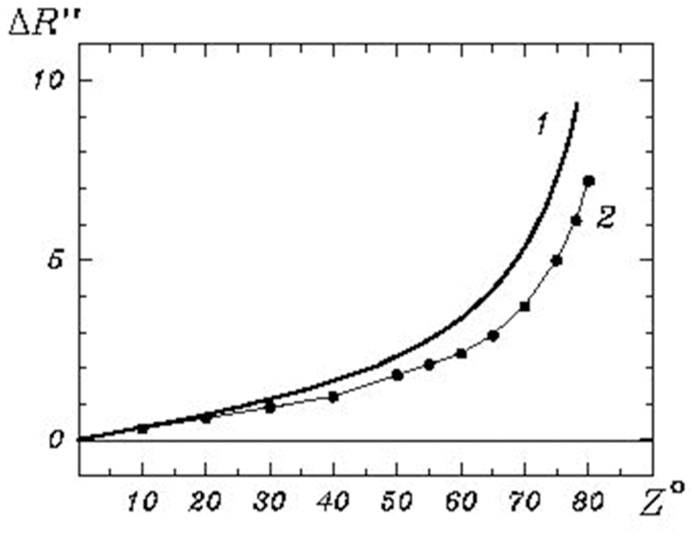

Рис.3.8. Удлинение изображения звезды из-за атмосферной дисперсии: 1) λ=3500-9000Å , 2) λ=4100-7500Å

3.3. Рассеяние радиации в атмосфере

Ослабление интенсивности светового луча в атмосфере обусловлено как рассеянием на молекулах воздуха и аэрозолях, так и истинным поглощением атмосферными газами. При распространении световой волны в веществе часть её энергии отбирается частицами этого вещества, которые переизлучают её в другом направлении.Такое изменение излучения при его взаимодействии с веществом называется **рассеянием.**

Рассеяние света в атмосфере описывается во многих книгах и обзорах (Хвостиков, 1940; Кондратьев, 1954; ван де Хюлст, 1961).

Количество лучистой энергии, рассеянной элементарным объемом dv в направлении, составляющим с падающим лучом угол π-φ, в пределах телесного угла dω:

$$dF_\lambda(\varphi) = \alpha_\lambda^\varphi \cdot S_\lambda \cdot d\mathrm{v} \cdot d\omega$$

Здесь S_λ – количество лучистой энергии, падающей на элемент объема dv, α_λ^φ – объемный коэффициент рассеяния падающей радиации в направлении φ. Этот коэффициент показывает, какая часть радиации S_λ рассеивается единичным объемом в направлении φ в пределах единичного телесного угла. Представим его в виде произведения:

$$\alpha_\lambda^\varphi = \Sigma_\lambda \cdot \Gamma(\varphi) \qquad (3.19)$$

Здесь Г(φ) – индикатриса рассеяния, коэффициент Σ_λ зависит от рассеивающих свойств атмосферы и пропорционален количеству рассеивающих элементов. Тогда:

$$dF_\lambda(\varphi) = \Sigma_\lambda \cdot \Gamma(\varphi) \cdot dv\ d\omega \qquad (3.20)$$

Отсюда полный поток, рассеянный во всех направлениях:

$$F_\lambda = 2 \cdot \pi \cdot \Sigma_\lambda \cdot S_\lambda \cdot dv \cdot \int_o^\pi \Gamma(\varphi) \cdot sin\varphi d\varphi \qquad (3.21)$$

Выражение для объемного коэффициента рассеяния $\alpha_\lambda = F_\lambda / S_\lambda$ для единичного объема dv$=1$ получается в виде:

$$\alpha_\lambda = 2 \cdot \pi \cdot \Sigma_\lambda \cdot \int_o^\pi \Gamma(\varphi) \cdot sin\varphi d\varphi \quad \cdot \qquad (3.22)$$

Рассеивать излучение могут молекулы с размерами около ангстрема, частицы размером до нескольких микрон или неоднородности среды: дефекты кристаллической решётки, флуктуации плотности и т.п. При размере рассеивателя меньше $\lambda/15$, расеяние назвается **рэлеевским** , если рассеиватель крупнее, – **рассеянием Ми.**

Основные предпосылки рэлеевской теории рассеяния:

1. Размеры рассеивающих частиц малы по сравнению с длиной волны. Таким образом, они рассматриваются как точечные рассеиватели.

2. Частицы имеют сферическую форму.

3. Частицы и среда не являются проводниками.

4. Диэлектрические свойства частицы и среды отличаются на малую величину и показатель преломления не слишком велик, так что $n\cdot\rho < 1$.

5. Частицы рассеивают свет независимо друг от друга.

Представляя рассеивающую молекулу в поле световой волны E_o в виде непроводящего шарика радиусом *a* с диэлектрической постоянной ε, можно определить объемный коэффициент рассеяния:

$$\alpha_\lambda^\varphi = \frac{I}{\overline{\overline{S}}_0} = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)}{2 \cdot N \cdot \lambda^4} \cdot (1 + \cos^2 \varphi) \qquad (3.23)$$

представляющий собой произведение двух независимых сомножителей:

1)**индикатрисы рассеяния:** $\Gamma(\varphi)=1+\cos^2\varphi$,

2)**параметра, определяемого свойствами среды**:

$$\sum_\lambda = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)}{2 \cdot N \cdot \lambda^4}$$

Более подробно вопрос о рэлеевском рассеянии рассмотрен в приложении 2.

Для крупных частиц, сравнимых с длиной волны, теория Рэлея не выполняется, так как возникающий на каждой частице фазовый сдвиг зависит от ее размеров и формы.

Рассеяние крупными частицами описывает **теория Ми**. Индикатрисы рассеяния уже не имеют такую простую симметричную форму, как в теории Рэлея. С ростом размера частицы увеличивается её вытянутость, при достижении определённого размера, сравнимого с длиной волны, в индикатрисе возникают дополнительные лепестки, обусловленные дифракцией и подчиняющиеся соотношению: $a \cdot \sin(\theta)=\lambda$.

Основные особенности рассеяния крупными частицами:

1. При **рассеянии Ми** необходимо учитывать переизлучение первичной волны элементарными рассеивателями.

2. Необходимо принимать во внимание конечное расстояние между элементарными рассеивателями, то есть учитывать разность фаз в излучении элементарных рассеивателей. Эта необходимость учёта разности фаз обуславливает зависимость интенсивности от направления.

Благодаря указанным особенностям появляется асимметрия рассеяния вперёд и назад, – уже при $a \approx \lambda/4$ рассеяние вперёд более эффективно. При $a \approx \lambda$ появляются вторичные максимумы в угловом распределении интенсивности рассеяния, при размерах частицы $a >> \lambda$ уже не будет сильной зависимости рассеяния от длины волны. Для крупных сложных частиц положение максимумов рассеяния зависит от длины волны, – максимумы появляются в разных направлениях для разного цвета. Как следствие, возникают гало, ореолы и другие явления.

3.4. Кривая экстинкции в видимом диапазоне спектра

Кроме рассеяния, часть излучения теряется за счёт истинного поглощения, эффекты которого достаточно заметны уже в видимой области спектра. Кривая атмосферной экстинкции в видимом диапазоне характеризуется более или менее плавным ходом с длиной волны. Основной вклад здесь вносит рэлеевское рассеяние на молекулах воздуха, пропорциональное λ^{-4}. В ультрафиолетовой области на рэлеевскую кривую накладывается поглощение в полосах озона (полосы Хартли и Хиггинса). Широкая и мелкая полоса Шаппюи вносит дополнительный вклад в поглощение в видимой области (около 5000Å). На рисунке 3.9, заимствованном из статьи Тьюга и др.(1977) показан относительный вклад рэлеевского рассеяния, поглощения атмосферным озоном и аэрозолями в кривую атмосферной экстинкции.

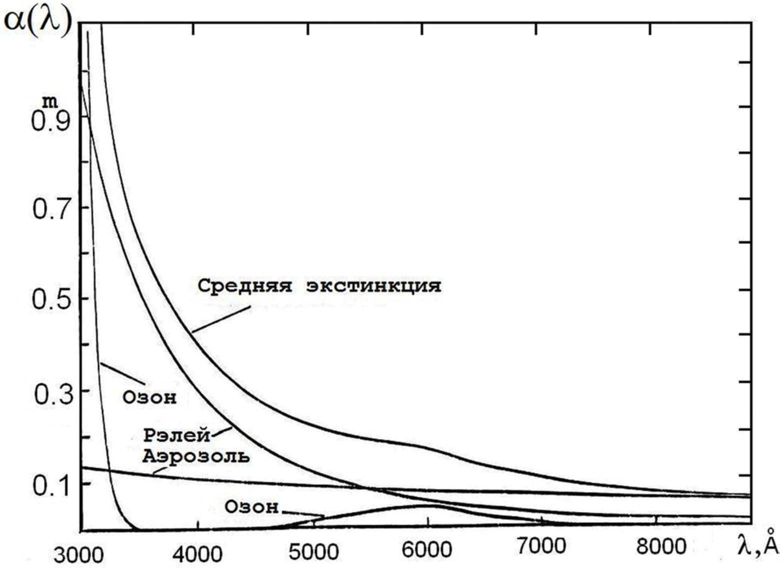

Рис.3.9. Средняя кривая монохроматической экстинкции для Ловелловской обсерватории на высоте 2.21 км в мае-июне 1976 г. Указан относительный вклад рэлеевского рассеяния молекулами воздуха, рассеяния аэрозолями и истинного поглощения молекулами озона
(Тьюг и др., 1977)

Изменение относительного вклада каждого компонента с высотой, показаное на рисунке 3.10, исследовали Кондратьев с сотрудниками (Кондратьев и др., 1967). Как видно, наиболее устойчивым агентом от высот порядка нескольких километров являются аэрозоли, в то время как вклад озона и рэлеевского рассеяния в общее поглощение с высотой убывает. После λ6000Å есть еще несколько полос молекулярного кислорода и воды, оказывающих дополнительное влияние на фотометрию в полосах R и I. Показанные на рисунке 3.11 кривые построены на основе наблюдений, выполненных в Крымской обсерватории в 1986-1987 гг. Показаны кривые, полученные в разные ночи. Как видно, средний уровень и форма кривых изменялись весьма значительно. Наблюдаемая кривая для ночи с наилучшей прозрачностью близка к расчетной кривой Элтермана. (Результаты расчётов Элтермана опубликованы в справочнике "Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности" под редакцией Кондратьева, 1969). В правой части рисунка абсцисса соответствует λ^{-4}. Рэлеевское рассеяние в таких координатах будет выглядеть в виде прямой. Отмеченная чёрным цветом расчётная кривая для сухой и чистой атмосферы близка к рэлеевской прямой и отклонения от неё объясняются истинным поглощением в молекулярных полосах. В другие ночи существенную роль играет, как видно, рассеяние на более крупных частицах и каплях.

3.4.1. Поглощение атмосферными газами

Наиболее важные атмосферными газы, которые вносят заметный вклад в поглощение уже в полосы R и I, – это озон, углекислый газ и водяной пар. Спектральная прозрачность атмосферы является сложной функцией частоты, концентрации, температуры и парциального давления отдельных компонентов. Молекулярное рассеяние вызывают основные газы: азот и кислород, в то время как трёхатомные газы, – водяной пар, углекислый газ и озон, – вносят основной вклад в селективное поглощение (см. рисунок 3.12). Наиболее существенные изменения прозрачности (до 10^6 раз) обуславливают фазовые переходы воды. Точка росы зависит от температуры и присутствия аэрозолей, являющихся центрами конденсации, что и вызывает заметные изменения атмосферной экстинкции в течение ночи. Размеры аэрозолей, сравнимых с длиной волны, изменяют форму кривой прозрачности в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Измерения спектрального пропускания атмосферы с высотой были выполнены К.Я.Кондратьевым с сотрудниками в начале 60-х годов с помощью спектральной аппаратуры, установленной на аэростате. Эти наблюдения проводились в спектральном диапазоне от 0.35μm до 13μm (Кондратьев и др., 1967). Специальные вспомогательные приборы фиксировали высоту подъёма, температуру, влажность и положение несущей платформы относительно горизонта. На рисунках 3.12-3.14 приводятся полученные кривые пропускания атмосферы T в зависимости от высоты подъёма аэростата.

На рисунках обозначены также фотометрические полосы, расположенные в районах окон прозрачности. Расположение букв примерно соответствует максимуму кривых реакции соответствующих фотометрических систем.

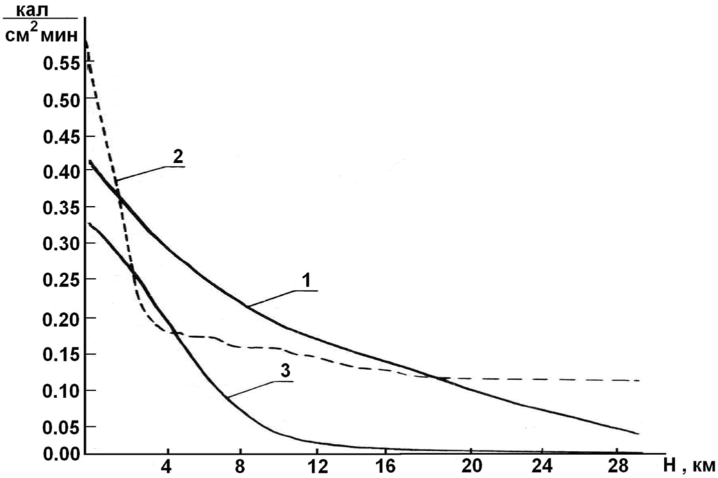

Рис.3.10. Роль разных факторов в экстинкции на разных высотах (полёт 11 июля 1964 г., Sec z = от 2.85 до 1.70. 1 - экстинкция, вызванная рэлеевским рассеянием, 2 - аэрозольное рассеяние, 3 - экстинкция, обусловленная поглощением многоатомными газами (Кондратьев и др., 1967)

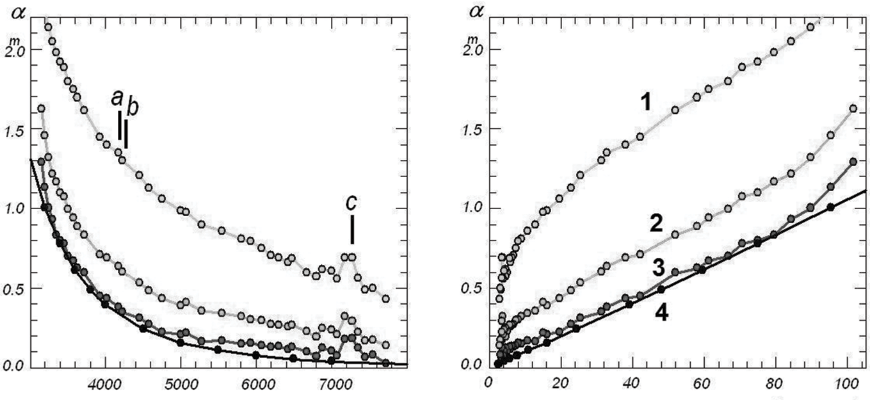

Рис.3.11. Спектральные кривые прозрачности в Крымской обсерватории в 1987 году. 1- 24.07.1987, 19^h27^m, 2 - 8.08.1987, 20^h03^m, 3 - 1.07.1987, 20^h05^m. Нижняя кривая 4 представляет расчетные значения (Кондратьев, 1969). Длины волн, в которых проводился мониторинг: a - λ4170Å, b - λ4260Å, c - λ7275Å

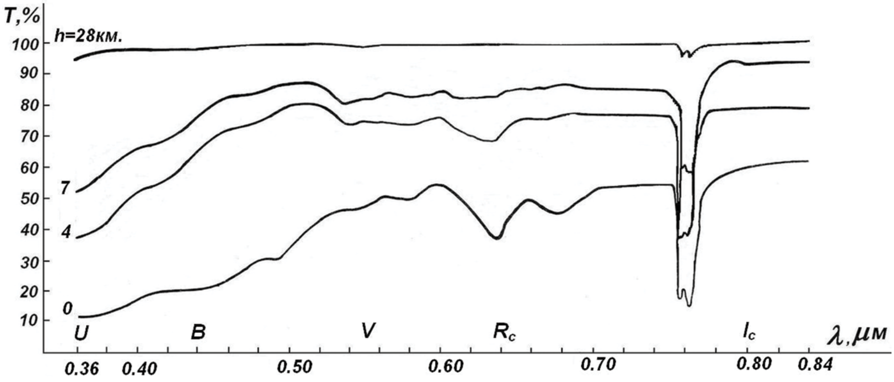

Рис.3.12. Кривые пропускания атмосферы в области 0.35-0.83 мкм
на разных высотах полёта, от 0 до 28 км (13.07.1964), Sec z = от 2.85 до 1.70.
1 - Высота подъёма h=0м, 2-h=4000м, 3-h=7000м, 4-h=28000м
(Кондратьев и др., 1967)

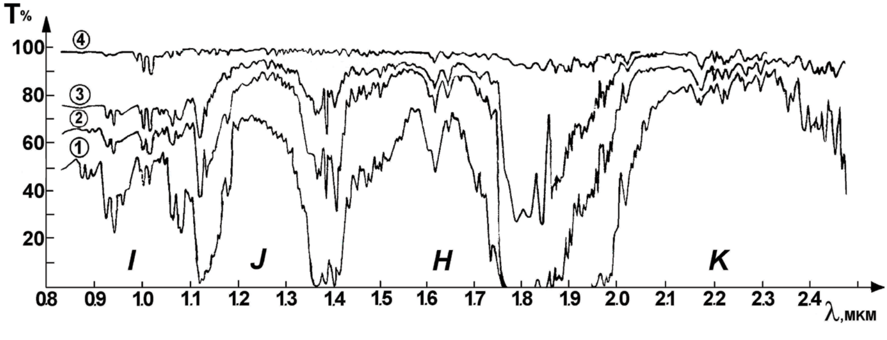

Рис.3.13. Пропускание атмосферы в области 0.83-2.5 мкм
(полёт 11 июля 1964 г.)
1-Высота подъёма h=150м, 2-h=4000м, 3-h=7000м, 4-h=16300м.
(Кондратьев и др., 1967)

Для того, чтобы не загромождать чертёж, из приводимых в оригинальной статье графиков оставлены только кривые, соответствующие нескольким характерным значениям высоты подъёма аэростата: вблизи поверхности Земли, в тропосфере, – на высотах около 4-х и 7-ми км, на границе стратосферы, – на высоте от 16 до 20 км. Как показали измерения, следы атмосферных газов наблюдаются до высоты 30 км.

Наилучшим решением для получения спектров небесных тел, полностью свободных от влияния атмосферных газов, очевидно, является вывод аппаратуры за пределы земной атмосферы, что и продемонстрировали результаты обзоров на спутниках IRAS и ISO.

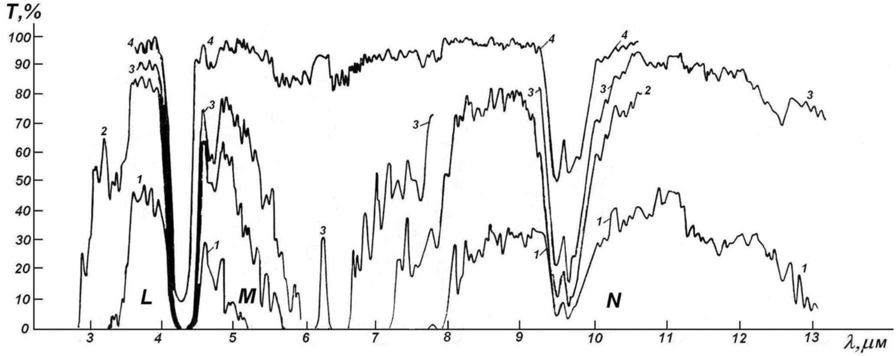

Рис.3.14. Пропускание атмосферы в области 3-13мкм по измерениям в течение нескольких полётов.
1 - Высота подъёма h=150м, 2 - h=4000м, 3 - h=7000м,
4 - h=20500м.
(Кондратьев и др., 1967)

3.5. Учёт атмосферной экстинкции при проведении фотометрических наблюдений

Земная атмосфера является основным источником погрешностей при измерении блеска звезд. Для учета атмосферной экстинкции, включающей в себя поглощение и рассеяние, развито несколько методов, которые условно можно разделить на методы **фундаментальной и дифференциальной** звездной фотометрии. При применении метода фундаментальной фотометрии для учета атмосферной экстинкции до момента получения конечного результата – каталога внеатмосферных величин звезд выполняемой программы, – наблюдателю ничего заранее неизвестно ни об внеатмосферных величинах, ни о показателях цвета этих звезд, то есть в расчетах не используются ни эти величины, ни производные от них. Дифференциальные методики предполагают известными эти величины хотя бы для некоторых из наблюдаемых звезд, которые берутся из какого-нибудь каталога. В конечном счете, ошибки использованного каталога войдут в получаемые наблюдательные значения.

3.5.1 Эффекты ширины полосы

В общем случае коэффициент прозрачности атмосферы зависит от ширины фотометрической полосы, воздушной массы звезды, распределения энергии в её спектре, а также, особенно при инфракрасных наблюдениях, от азимута и высоты исследуемого объекта: $\alpha = \alpha(X, \Delta\lambda, E_\lambda, ...)$

Ясно, что и измеряемая звездная величина исследуемого объекта m_n будет зависеть от многих переменных: ширины полосы применяемого фотометра, распределения энергии в спектре измеряемого объекта, времени наблюдения и, в общем случае, от его координат в момент наблюдения.

В конечном счете все разработанные методики сводятся к разложению выражения для m_n по степеням этих переменных и отбрасыванию тех или иных членов разложения, которые, по мнению исследователя, мало влияют на конечный результат (Ээлсалу, 1968, Никонов, 1953, и др.) В частности, Ээлсалу (1968) применил разложение видимой звёздной величины по оптической толще атмосферы:

$$m_{izTt} = m_i + n_{iT} + \alpha_{iT} \cdot F(z) - \beta_{iT}{}^{2} \cdot \sec^2 z + \theta_{iT} \cdot t \cdot \sec z + {}$$
$$+ \gamma^{(1)}{}_{iS} \cdot c_1 \cdot \sec z + \gamma_{is}{}^{(k-1)} \cdot c_{k-1} \cdot \sec z + \varepsilon_{is}{}^{(1)} \cdot e_1 \cdot \sec z + \varepsilon_{iS}{}^{(k-1)} \cdot e_{(k-1)} \cdot \sec z\ ,$$
$$i = i_1, i_2, i_3, i_k \ldots$$

Здесь i – номер соответствующего фильтра, $m_{iz}T_t$ – математическое ожидание регистрируемой звёздной величины в системе нуль-пункта данной ночи T, m_i – математическое ожидание внеатмосферной звёздной величины, n_iT – постоянная для данной ночи, β,γ,ε,θ – коэффициенты разложения для соответствующих спектральной категории

S, c, e – множители, t – момент времени наблюдения, F(z) – воздушная масса на зенитном расстоянии z.

Если бы распределение энергии в спектре звезды не обладало особенностями, а можно было бы представить его в виде гладкой функции, зависящей только, к примеру, как функция Планка, от температуры, то и зависимость α от спектрального класса также можно было бы представить в виде монотонной функции. Однако в действительности, поскольку распределение энергии обладает особенностями, такими, как бальмеровским скачком в ранних звездах, резким спадом к фиолетовой области и глубокими линиями и полосами в звездах поздних спектральных классов, то, например, для фотометрической полосы U ход α_U(Sp) представляет собой сложную неоднозначную функцию. В то же время изменение $\alpha_{V,B}$, т.е. прозрачность в полосах, где спектры звезд не имеют существенных особенностей вплоть до звезд с показателем B-V $\leq$ 1.6, соответствующего ранним М-звездам, имеет внешне гладкий и почти линейный ход.

В первых своих работах Джонсон принимал, что и в ультрафиолетовой области функция α_U не зависит от спектрального типа звезды. Несмотря на то, что позднее им было показано, что это на самом деле не так, и ход α_U(Sp) напоминает двуцветную диаграмму, тем не менее, цветовой коэффициент в ультрафиолетовой области до последнего времени часто принимался нулевым. Очевидно, это и являлось, вместе с ошибками редукции в стандартную UBV-систему, главным источником больших расхождений между каталогами.

К другим колор-индексам, как, например, B-V, могут быть применены линейные соотношения, и проблема редукции к стандартной системе решается довольно просто. При этом, конечно, необходимо хорошо продумать программу наблюдений. Так, например, Никоновым и Бурнашевым (1976) для редукции колор-индексов к стандартной системе предложено выбирать пары звёзд близкого цвета, а также звёзды, для которых разность в цвете является наибольшей. При этом некоторые пары наблюдаются на близких зенитных расстояниях, другие, – при больших разностях воздушных масс. Проверка показала, что значения среднеквадратичных расхождений между полученными и каталожными значениями показателей B-V при применении этой методики составляют около $\pm0.^m01$, то есть укладываются в обычную точность фотоэлектрической фотометрии.

Отмеченные выше особенности учёта атмосферной экстинкции сильнее всего выражены для гетерохромных широкополосных фотометрических систем, для которых в разложении наблюдаемой звездной величины $m(t,X)$ по воздушной массе X необходимо брать дополнительный квадратичный член:

$$m(t,X)= m_o + \alpha(t,B\text{-}V,X)\cdot X + k\cdot X^2$$

Напишем уравнение Буге для широкополосной звёздной величины:

$$m_o= m(t,X)\text{-}\alpha(t,B\text{-}V,X)\cdot X\,,$$

где $\mathrm{m_o}$ – внеатмосферный блеск звезды, $m(t,X)$ – наблюдаемый блеск звезды на воздушной массе X; $\alpha(t,B\text{-}V,X)$ – коэффициент атмосферной экстинкции, связанный с коэффициентом пропускания атмосферы $p(t,X)$ формулой:

$$\alpha(t,B\text{-}V,X)= -2.5\cdot lg\, p(t,X)$$

Здесь подчёркнута зависимость коэффициента атмосферной экстинкции от цвета звезды, существенная для широкополосных фотометрических систем. Коэффициент пропускания $p(t,X)$ для данной воздушной массы X является средневзвешенной величиной от спектрального коэффициента прозрачности атмосферы

$p(\lambda,t)= 10^{-0.4\cdot\alpha(\lambda,t)}$ по действующей внеатмосферной энергетической освещенности $W(\lambda)=\sigma(\lambda)E(\lambda)$, где $\alpha(\lambda,t)$ – монохроматический фактор экстинкции, $E(\lambda)$ – внеатмосферная монохроматическая освещённость от звезды, $\sigma(\lambda)$ – спектральная чувствительность аппаратуры в целом. Таким образом, коэффициент прозрачности атмосферы на воздушной массе X:

$$p(X,t)=\frac{\int\limits_{\lambda 1}^{\lambda 2} p^X(\lambda,t)\cdot E(\lambda)\cdot\sigma(\lambda)d\lambda}{\int\limits_{\lambda 1}^{\lambda 2} E(\lambda)\cdot\sigma(\lambda)d\lambda}$$

и фактор экстинкции

$$\alpha(t,B-V,X)=-2.5\cdot\log p(X,t)=-\frac{1}{X}\cdot 2.5\cdot\log\frac{\int\limits_{\lambda 1}^{\lambda 2} p^X(\lambda,t)\cdot E(\lambda)\cdot\sigma(\lambda)d\lambda}{\int\limits_{\lambda 1}^{\lambda 2} E(\lambda)\cdot\sigma(\lambda)d\lambda}$$

Обозначим через $\alpha^o(t,B\text{-}V)$ так называемый "нулевой фактор экстинкции", соответствующий такой малой воздушной массе, для которой уже не сказывается **эффект Форбса**, состоящий в том, что при увеличении воздушной массы значения $\alpha(t,X)$ уменьшаются, так как коротковолновое излучение поглощается сильнее: $\alpha^o(t,B-V) = lim_{X\to o}\alpha(t,B-V,X)$. Как показывают расчёты, с достаточной точностью выполняется линейное соотношение:

$$\alpha^o(t,B-V)-\alpha(t,B-V,X)= k\cdot X\,,$$

где k – параметр Форбса.

Заметим, что этот параметр зависит от распределения энергии в спектре исследуемой звезды, или, грубо говоря, от её цвета: $k=k(B-V)$.

Для $(B-V) \leq 1.^m5$ с точностью 0.^{m}01 выполняется линейное соотношение:

$$\alpha^o(t,B-V)=\alpha^o_e(t_e,(B-V)_e,X_e)+\gamma\cdot[(B-V)-(B-V)_e].$$

γ – цветовой член экстинкции, а индексом "e" отмечены значения, относящиеся к экстинкционной звезде. Таким образом уравнение Буге можно переписать в виде:

$$m_o = [m(t,X) - k\cdot X^2] - \alpha^o(t,B-V)\cdot X$$

или: $m_o=[m(t,X)-k\cdot X^2]-(\alpha^o_e(t,(B-V)_e)+\gamma\cdot[(B-V)-(B-V)_e])\cdot X$.

Отсюда для фактора экстинкции, определённого с помощью экстинкционной звезды:

$$\alpha^o_e(t_e,(B-V)_e)=(m_o-m(t,X)+k\cdot X^2)/X +\gamma\cdot[(B-V)-(B-V)_e]$$

Как показывает опыт, значения фактора Форбса k и цветового члена γ с достаточной точностью можно определять расчётным путём с помощью приближенных значений $\alpha^o_e(t_e,(B-V)_e)$.

В своё время нами были предприняты наблюдения переменной затменной звезды V1182 Aql = HD 175514 (Бурнашев и Витриченко, 1970; Витриченко, 1971). Наблюдения проводились на зеркально-линзовом телескопе системы Рихтера-Слегфогта. С помощью этого светосильного телескопа Г.А.Шайном была в своё время проведена большая работа по исследованию диффузных туманностей фотографическим путём. Впоследствии на телескопе была применена специальная система зеркал, выводящих фокус телескопа наружу для установки фотометра с целью проведения фотоэлектрических измерений блеска звёзд. Наши наблюдения выполнялись в инструментальной фотометрической системе, определяемой отражательной способностью зеркала, пропусканием толстых стеклянных менисков, стеклянной линзы Фабри и чувствительностью сурьмяно-цезиевого фотокатода.

Для подобной инструментальной системы значения фактора Форбса и цветового члена в зависимости от приближенных значений коэффициента прозрачности носят линейный характер: $k=A\cdot\alpha+B$, $\gamma=C\cdot\alpha+D$, где, как показывют расчёты: A=0.0115, B=-0.0008, C=0.051, D=0.0132.

В редукционных поправках блеска при этом учитывались только разность воздушных масс и цветов переменной и звезды сравнения. На основании проведённых в течение 5 ночей специальных наблюдений получены средние значения коэффициента прозрачности и цветового члена: $\alpha=0.4\pm0.1$, $\gamma=-0.05\pm0.01$. Вычисленные средние значения поправок инструментальной разности блеска заключены в пределах от $0.^m000$ до $0.^m015$. При средней точности одной оценки блеска около $\pm$ $0.^m005$ поправка вносит заметный вклад в получаемый результат.

Как показали приближённые расчёты, для более широкой полосы, определяемой, например, областью спектральной чувствительности кремниевых фотоприёмников, значения цветового члена и поправки за эффект Форбса (обозначенных выше как коэффициенты A и B оказываются почти в два раза больше. Таким образом, учёт цветового члена и эффекта Форбса может оказаться полезным, в частности, для улучшения точности фотоэлектрических оценок блеска при наблюдениях переменных звёзд.

3.5.2. Методы учёта атмосферной экстинкции

Ниже приводится краткий обзор некоторых методов учёта атмосферной экстинкции при фотометрических наблюдениях. Для лучшего понимания основных идей методов будут рассматриваться наблюдения в узких фотометрических полосах, пренебрегая цветовым членом и эффектом Форбса. Эффекты ширины полосы будем вводить по мере необходимомсти.

1. Широко известным и применяемым до настоящего времени является упомянутый выше **метод Буге**, предложенный им в 19 веке. Наблюдая экстинкционную звезду на разных зенитных расстояниях, или, другими словами, на разных воздушных массах, строят так называемую бугеровскую прямую $(m_n, F(z_n))$. Здесь n – номер наблюдения на соответствующей воздушной массе $F(z_n)$. Наклон бугеровской прямой и определит искомую величину экстинкции:

$$\alpha(m)=(m_n-m_o)/F(z_n) \qquad (3.24)$$

Метод основан на предположении, что изменениями экстинкции в течение ночи можно пренебречь. Это предположение, однако, выполняется лишь в немногих пунктах. Например, в некоторых из них нефотометрической считается ночь, в которую изменение экстинкции превысило $0.^m01$. Для большинства обсерваторий такое предположение заведомо не выполняется, поэтому были разработаны другие методы.

2. **Метод Смарта**, или **метод пары звезд** был предложен еще в 1934 году (Смарт, 1934), но, к сожалению, не был оценен современниками. Позднее этот метод был применен для создания некоторых каталогов (Рыбка, 1953, Руфенер, 1964). Здесь мы опишем несколько адаптированный метод Смарта, предназначенный для определения внеатмосферного блеска двух звезд, восходящей (1) и заходящей (2), наблюдавшихся в моменты звёздного времени S_1 и S_2, соответственно. Наблюдения проводятся в узкополосной системе, без учёта цветового члена и эффекта Форбса. Имеем два очевидных соотношения:

$$m_{01}+\alpha(S_1)\cdot F_1(z) = m_1(F_1(z)) \tag{3.25}$$

$$m_{02}+\alpha(S_2)\cdot F_2(z) = m_2(F_2(z)) \tag{3.26}$$

где m_{01}, m_{02} – внеатмосферный блеск звезд, $F_1(z)$,$F_2(z)$ – их воздушные массы,

$\alpha(S_1),\alpha(S_2)$ – факторы экстинкции, $m_1(F_1(z))$, $m_2(F_2(z))$ – наблюденные значения блеска.

Если звезды наблюдаются в один и тот же момент времени и отсутствует азимутальный эффект, то, умножая первое уравнение на $F_2(z)$, а второе – на $F_1(z)$ и вычитая одно из другого, получаем:

$$m_{01}F_2(z)-m_{02}F_1(z)=m_1\cdot(F_1(z))F_2(z)-m_2\cdot(F_2(z))F_1(z) \tag{3.27}$$

Или

$$m_{01}-\eta\cdot m_{02}=m_1(F_1(z))-\eta\cdot m_2(F_2(z)), \tag{3.28}$$

где $\eta=F_1(z)/F_2(z)$, а значение $C=m_1\cdot F_1(x)-\eta\cdot m_2\cdot F_2(z)$ получается из наблюдений.

Уравнения (3.28) не зависят от экстинкции, поэтому можно объединить их в одну систему условных уравнений. Решая эту систему методом наименьших квадратов, получим искомые значения внеатмосферного блеска m_{01} и m_{02} обеих экстинкционных звезд. Практика применения метода Смарта такова. На основании наблюдений обеих звезд строятся фактические, не сглаженные, линии Буге. Для момента каждого наблюдения вычисляются значения $\eta=F_1(z)/F_2(z)$. Для той звезды, которая наблюдалась в данный момент, берется непосредственно наблюденное значение $m_i \cdot F_i(z)$. Для другой, – значения $m_j \cdot F_j(z)$интерполируются с ее линий Буге для значений $F_j(z)$, соответствующих данному моменту времени.

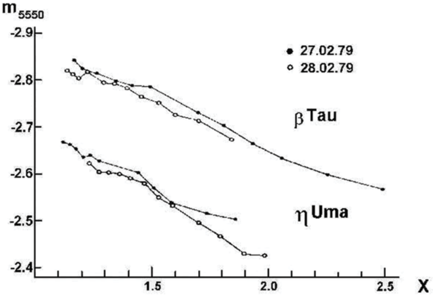

Рис.3.15.Псевдо-бугеровские линии

Как показывает опыт, достаточно ограничиться линейной интерполяцией. Таким образом строятся уравнения (3.28), которые и образуют нужную систему условных уравнений. Для иллюстрации на рисунке 3.15 показаны фактические линии Буге для двух звезд, η UMa и β Tau, восходящей и заходящей, соответственно. Всего было получено 23 наблюдения в первую ночь и 24 – во вторую. Как видно, линии Буге отнюдь не являются прямолинейными, что указывает на изменение прозрачности в течение обеих ночей. В целях оценки надежности получаемого результата для каждой ночи системы условных уравнений решались отдельно. Полученный результат показывает, что точность определения внеатмосферного блеска звезд вполне удовлетворительная: по наблюдениям для отдельной ночи она меньше $0.^m01$. Сходимость результата по двум ночам оказалась в пределах точности отдельных ночей. Зная внеатмосферные значения блеска, можно оценить и изменения прозрачности

$$\alpha = (m_n - m_o)/F(z) \tag{3.29}$$

График изменения α(S), где S – звёздное время, показан на рисунке 3.16.

Для внеатмосферного блеска звезд были взяты средние значения m_o из наблюдений обеих ночей. Видно, что для этих наблюдений азимутальный эффект отсутствовал. Между тем, заметны кратковременные, с характерным временем несколько минут, небольшие (в пределах нескольких тысячных долей звездной величины) изменения экстинкции.

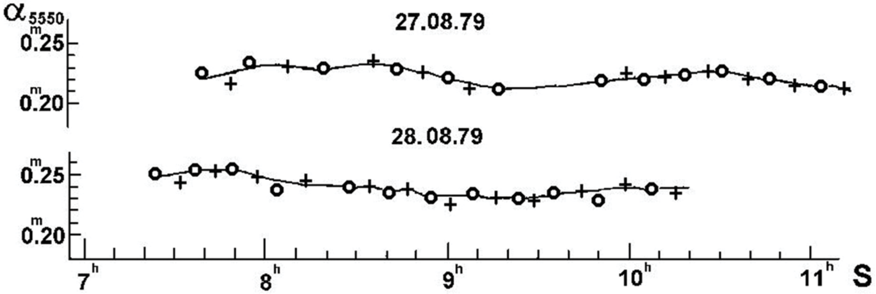

Рис.3.16. Кривые прозрачности в зависимости от звёздного времени S, определённые методом Смарта

3. **Метод контрольных звезд (метод Никонова)**[3] позволяет контролировать как изменения прозрачности в течение ночи, так и возможные изменения применяемой фотометрической системы. Этот метод, предложенный В.Б.Никоновым (1953, 1976), традиционно применяется в Крымской астрофизической обсерватории на протяжении многих лет. Метод основан на определении экстинкции в течение ночи по регулярным наблюдениям специально выбранной экстинкционной звезды. Вначале определяется, например, по прямым Буге, приближенное значение внеатмосферного блеска этой звезды:

$$m_{oe}' = m_{oe} - \delta m_{oe} \ , \tag{3.30}$$

где δm_{oe} – неизвестная пока поправка, которую надо определить. Определенные с помощью m'_{oe} значения фактора экстинкции $\alpha'(t_e)$ для момента времени t_e , по сравнению с истинным коэффициентом экстинкции $\alpha(t_e)$ содержат дополнительный член, зависящий от воздушной массы в момент наблюдения:

---

[3] Никонов Владимир Борисович (1905 - 1987)- советский астроном. Автор методологии фундаментальной фотометрии звёзд. Создатель первого советского электрофотометра (совместно с П.Г.Куликовским), основные идеи которого, - применение линзы Фабри и встроенного постоянного радиолюминесцентного источника света позволили значительно улучшить точность определения блеска звёзд.
http://krymology.info./index.php?title=Никонов-oldid=123821

$$\alpha'(t_e) = (m - m_{oe}')/X_e = \alpha(t_e) + \delta m_{oe}/X_e \qquad (3.31)$$

Здесь для обозначения воздушной массы мы применяем символ X (см. п.3.2).

Таким образом, ошибка в определении коэффициента экстинкции $\delta\alpha(t_e) = \delta m_{oe}/X_e$ зависит как от величины поправки δm_{oe}, так и от воздушной массы звезды. Для оценки δm_{oe} выбираются специальные контрольные звезды, для которых можно получить из наблюдений приближенные внеатмосферные значения

$$m_{ok}' = m_{ok} - \eta\delta m_{oe} , \qquad (3.32)$$

где $\eta = X_k/X_e$ – отношение воздушных масс звезд, контрольной и экстинкционной, в момент наблюдения.

Программу наблюдений контрольной звезды составляют таким образом, чтобы диапазон изменения η был возможно более широким. На практике обычно получается $\eta=0.5$-2.5. В течение наблюдательного периода набирается достаточно наблюдений для составления системы условных уравнений, из решения которой получают величину поправки для экстинкционной звезды δm_{oe}, и следовательно, её внеатмосферную величину

$$m_{oe} = m_{oe}' + \delta m_{oe} \qquad (3.33)$$

а также и внеатмосферную величину контрольной звезды

$$m_{ok} = m_{ok}' + \eta\delta m_{oe}$$

Применение метода Никонова для учёта атмосферной экстинкции в среднеполосных и широкополосных системах включает добавление в выражение для $\alpha'(t_e)$ дополнительных членов, учитывающих разность в цвете экстинкционных и программных звезд $\gamma = d\alpha/dC$, и поправку за эффект Форбса k. Цветовой член определяется путём наблюдений контрольных звёзд разного цвета, поправку k можно расчитать и затабулировать. Как показывают расчёты, она пренебрежимо мала уже для полосы V.

На практике не ограничиваются одной контрольной звездой, тем более, что такой звездой может считаться любая непеременная звезда, для которой в период наблюдений был перекрыт достаточный диапазон отношения воздушных масс η. В этом смысле некоторой модификацией метода может считаться способ, примененый Шаровым и Архиповой (1964), использовавшим всю совокупность наблюдений. Метод Никонова позволяет, в принципе, контролировать возможные изменения нструментальной фотометрической системы в течение наблюдательного периода (Никонов, 1976).

4. Метод Шарова и Архиповой (1964) является модификацией метода Никонова. В этом методе используются наблюдения всех непеременных звезд программы. Суть метода заключается в следующем. Напишем уравнения (3.32) для i-й звезды, наблюдавшейся в момент времени t в виде:

$$m_{oi} - \eta(t)\Delta m_{oe} = m_{oi}'(t) \tag{3.34}$$

или формально его можно представить в виде:

$$m_{oi}'=0\cdot m_{o1}+0\cdot m_{o2}+ \dots +1\cdot m_{oi}+0\cdot m_{oi+1} +0\cdot m_{oN} - \eta(t)\delta m_{oe}= m_{oi}'(t) \tag{3.35}$$

Тогда собранные для всех наблюдений уравнения составят систему:

$$m_{o1} - \eta_{11}\cdot\Delta m_o = m_{o11}',$$
$$m_{o1} - \eta_{12}\cdot\Delta m_o = m_{o12}'$$

……………………………………………

$$m_{o1} - \eta_{1n1}\cdot \Delta m_o = m_{on1}'$$
$$m_{o2} - \eta_{21}\cdot\Delta m_o = m_{o21}'$$

……………………………………………

$$m_{o2} - \eta_{2n2}\cdot \Delta m_o = m_{o2n2}'$$

……………………………………………

$$m_{oi} - \eta_{i1}\cdot\Delta m_o = m_{oi1}'$$

……………………………………………

$$m_{oi} - \eta_{ini}\cdot\Delta m_o = m_{oini}'$$

……………………………………………

$$m_{oN} - \eta_{N1}\cdot \Delta m_o = m_{oN1}'$$
$$m_{oN} - \eta_{N2}\cdot\Delta m_o = m_{oN2}$$

………………………………………………………………………

$$m_{oN} - \eta_{NnN}\cdot\Delta m_o = m_{oNnN}'$$

Решение этой системы получается из уравнений исключения :

$$n_1 m_{o1} - [\eta_1]\cdot \Delta m_o = [m'_{01}]$$

$$n_2 m_{o2} - [\eta_2]\cdot \Delta m_o = [m'_{02}]$$

………………………………………………………………………

……………………………………………………………………..

$$n_N m_{oN} - [\eta_N]\cdot\Delta m_o = [m'_{0N}]$$

$$\{[\eta\eta] - [\eta_1]^2/n_1 - [\eta_2]^2/n_2 - \ldots\ldots -[\eta_N]^2/n_N\}\Delta m_o = [\eta m'_o] -$$

$$-[\eta_1][m'_{o1}]/n_1 - \ldots\ldots\ldots\ldots -[\eta_N][m'_{0N}]/n_N$$

Правильность решения проверяется подстановкой результата в последнее нормальное уравнение:

$$[\eta_1]m_{01} - [\eta_2]m_{02} - \ldots\ldots\ldots - [\eta_N]m_{oN} - [\eta\eta]\Delta m_o = -[\eta m'_o] \tag{3.36}$$

Этот метод позволяет достичь значительной экономии времени вычислений.

5. **Метод Сарычева** (1968) не предполагает для измерения прозрачности использования какой-то определенной экстинкционной звезды. Казалось бы, что в этом могло бы быть его решающее преимущество. Однако для успешного применения этого метода так же, как и в методе контрольных звезд, необходимо заранее спланировать наблюдения так, чтобы повторные наблюдения каждой звезды происходили при существенно различных воздушных массах. При этом надо помнить и о предполагаемой связи уравнений, получаемых в разные ночи. Кратко идея метода заключается в следующем.

Как и в методе Никонова, мгновенный коэффициент прозрачности считается одинаковым на всем небосводе. Предполагается также, что коэффициент прозрачности изменяется достаточно плавно, чтобы для интервалов порядка 15 - 20 минут, соответствующему среднему времени перевода телескопа с одной звезды на другую, можно бы было в пределах ошибок измерений применять линейную интерполяцию для значений экстинкции. Пусть имеется большое число измерений блеска звёзд в течение ночи. Считаем, что изменение экстинкции с течением времени происходит достаточно плавно, так что линейная интерполяция внутри 20-минутного интервала не внесёт большой ошибки. Коэффициент экстинкции для i-го по порядку наблюдения:

$$\alpha(t,C_o) = (m_i - m_{oi})/F_i(z) \tag{3.37}$$

где m_i – наблюдаемый, а m_{0i} – внеатмосферный блеск звезды. Для широкополосных систем, где существенна зависимость фактора экстинкции от показателя цвета:

$$\alpha(t,\hat{C}) = \alpha(t,C_o) - \gamma\cdot(C_{oi} - \hat{C})\,, \tag{3.38}$$

где $\hat{C}$ – выбранный единый показатель цвета, к которому приводятся все остальные,

$\gamma = d\alpha/dC$ – градиент зависимости фактора экстинкции от показателя цвета.

Выполняя линейную интерполяцию для i-го по порядку наблюдения, имеем:

$$\alpha(t_i,\hat{C})=\alpha(t_{i-1},\hat{C})+((\alpha(t_{i-1},\hat{C})-\alpha(t_{i+1},\hat{C}))/(t_{i+1}-t_{i-1}))\cdot(t_i-t_{i-1}) \tag{3.39}$$

Подставляя (3.38) в (3.39), перепишем его в виде:

$$\frac{t_{i+1}-t_{i-1}}{F_i(z)}\cdot m_{0i}-\frac{t_i-t_{i-1}}{F_{i+1}(z)}\cdot m_{0i+1}-\frac{t_{i+1}-t_i}{F_{i-1}(z)}\cdot m_{0i-1}+$$
$$+[\left(t_{i+1}-t_{i-1}\right)\cdot C_{0i}\cdot\gamma-\left(t_i-t_{i-1}\right)\cdot C_{0i+1}\cdot\gamma-(t_{i+1}-t_i)\cdot C_{0i-1}\cdot\gamma-$$
$$-\left(\frac{t_{i+1}-t_{i-1}}{F_i(z)}\cdot m_i-\frac{t_i-t_{i-1}}{F_{i+1}(z)}\cdot m_{i+1}-\frac{t_{i+1}-t_i}{F_{i-1}(z)}\cdot m_{i-1}\right)]=0 \tag{3.40}$$

где m_{oi} – внеатмосферный блеск звезды, наблюдение которой было i-м по порядку.

Это уравнение содержит внеатмосферные величины трёх звёзд. Коэффициенты при них и свободные член в квадратных скобках содержат наблюдаемые величины и могут быть легко вычислены. Эта формула справедлива для каждого i-го наблюдения, кроме первого и последнего, где невозможна интерполяция. Если наблюдения интересующей нас группы звезд велись в течение нескольких ночей, а системы уравнений этих ночей попарно связаны общими звездами в непрерывную цепочку, то все эти уравнения можно объединить, тогда их полное число будет равно полному числу измерений минус удвоенное число ночей. В случае повторения в наблюдениях одних и тех же звезд число неизвестных окажется меньше числа уравнений. Решая эту избыточную систему, получим редуцированные за пределы атмосферы звездные величины наблюдавшихся звезд. Для вычисления свободного члена необходимо знать показатели цвета наблюдаемых звёзд C_{01}, C_{02}, C_{03}, ... C_{0k}, для определения которых используют тот же метод. Фактор ослабления цвета

$$\alpha_C(t,\hat{C})=\alpha_c(t,C_{oi})-\gamma_c(C_{0i}-\hat{C})=(C_i-C_{oi})/F_i(z)-\gamma_c\cdot(C_{0i}-\hat{C}) \tag{3.41}$$

где градиент цветового фактора экстинкции $\gamma_c=d\alpha(t,C_o)/dC_o$.

Интерполяционная формула для цветового фактора экстинции:

$$\alpha_C(t_i,\hat{C})=\alpha_C(t_{i-1},\hat{C})+(\alpha_C(t_{i+1},\hat{C})-\alpha_C(t_{i-1},\hat{C}))/((t_{i+1}-t_{i-1}))\cdot(t_i-t_{i-1}) \quad (3.42)$$

Подставляя (3.41) в (3.42), перепишем его в виде:

$$\left[(t_{i+1}-t_{i-1})\left(\frac{1}{F_i(z)}+\gamma_c\right)\right]\cdot C_{0i}-\left[(t_i-t_{i-1})\left(\frac{1}{F_{i+1}(z)}+\gamma_c\right)\right]\cdot C_{0i+1}-$$

$$-\left[(t_{i+1}-t_i)\left(\frac{1}{F_{i-1}(z)}+\gamma_c\right)\right]\cdot C_{0i-1}-$$

$$-\left[\frac{t_{i+1}-t_{i-1}}{F_i(z)}\cdot C_i-\frac{t_i-t_{i-1}}{F_{i+1}(z)}\cdot C_{i+1}-\frac{t_{i+1}-t_i}{F_{i-1}(z)}\cdot C_{i-1}\right]=0$$

(3.43)

Это уравнение содержит искомые внеатмосферные цвета C_{oi-1}, C_{oi}, C_{oi+1} и неизвестный цветовой член γ_c, для которого в первом приближении для данной цветовой системы можно принять среднее значение. Например, для BV-системы он близок к 0.03. Далее, в следующем приближении, его можно уточнить.

Для иллюстрации в верхней части рисунка 3.17 показано изменение коэффициента экстинкции, определённого предложенным методом в течение ночи 19-20.09.1965 г. Разными значками отмечены значения, определённые по разным звёздам (в расчёт включены 100 условных уравнений).

В нижней части рисунка показано изменение прозрачности, определённой методом Никонова в модификации Шарова и Архиповой (экстинкционная звезда α Boo, 73 условных уравнения). В среднем полученные результаты совпадают. Среднеквадратичная ошибка средних значений около $\pm 0.^{m}01$.

6. **Метод Стока** (Дельта-дельта метод)

Метод рассчитан на работу при стабильных высококачественных атмосферных условиях.Так называемый дельта-дельта метод учета экстинкции предполагает одинаковое значение экстинкции по всему небу, т.е. отсутствие азимутального эффекта. Этот метод был применен Стоком(1968) и Гутьеррез-Морено и др.(1988) для построения фундаментального каталога UBV- величин южных звёзд. Атмосферная экстинкция определялась с помощью 18 стандартных звёзд, разбитых на группы по три звезды (красную, голубую и промежуточного цвета), равномерно распределённых по прямому восхождению.В этом методе используются наблюдения 2-х звезд одинакового цвета с примерно одинаковым склонением и разницей по прямому восхождению около 4-х часов. В какой-то момент (1) одна из звёзд (А) наблюдается в меридиане, а другая (В) к востоку от меридиана. Через четыре часа обе звезды наблюдаются снова в момент времени (2).

Коэффициент экстинкции находят из уравнения:

$$\alpha(t,\hat{C})=((m_A^1-m_B^1)-(m_A^2-m_B^2))/[(F(z_A^1)-F(z_B^1)]-[F(z_A^2)-F(z_B^2)]=$$
$$=\Delta\Delta m/\Delta\Delta F(z) \qquad (3.44)$$

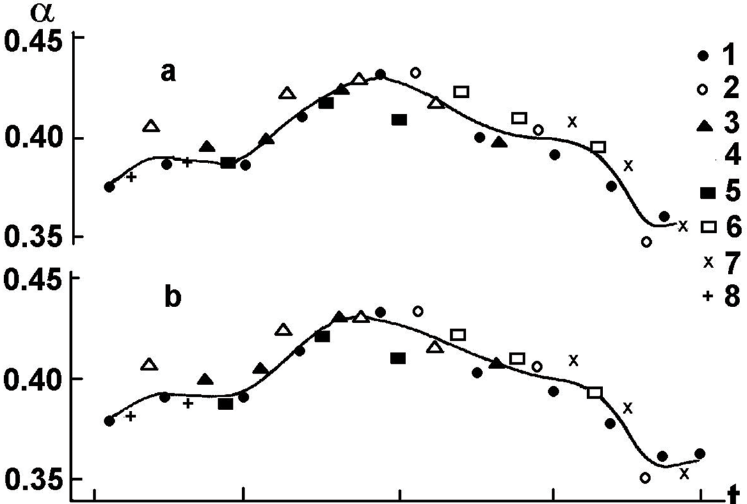

Рис.3.17. Определение фактора экстинкции 19-20.09.1964.
а – методом Сарычева, b - по методу Никонова. (1 – α Cyg, 2 – α Aur, 3 – α Per, 4 -α Lyr, 5 – α Aql, 6 – β Tau, 7 - γ Ori, 8 – η UMa)

Определение экстинкции для цвета делалось в двух приближениях. В результате наблюдений звёзд разного цвета можно определить,

$$\frac{dc(z)}{dF(z)} = \frac{c(z_i) - c(z_j)}{F(z_i) - F(z_j)}$$

где значки i и j указывают на разные наблюдения.

С другой стороны:

$$\frac{dc(z)}{dF(z)} = a_c + b_c \cdot c(z)$$

Таким образом, можно составить избыточную систему уравнений, с помощью которой определяют коэффициенты a_c и b_c.

Обычно экстинкция определяется с помощью достаточно ярких "экстинкционных" звезд, основной вклад в флуктуации яркости которых вносят мерцания. Как показал Сток (1968), эти флуктуации блеска, вызванные мерцаниями, растут примерно пропорционально квадрату воздушной массы. Оптимальный интервал, в котором еще могут проводиться наблюдения, определён эмпирически: F(z)= 1÷2.1.

7. **Метод Зданавичюса, – применение Q диаграмм.**

Впервые параметр Q, свободный от влияния межзвёздного поглощения, был применен для системы UBV:

$$Q_{UBV} = (U - B) - \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} \cdot (B - V).$$

Для многоцветных систем он стал одним из широко применяемых инструментов. Глубоко и полно вопрос об учете атмосферной экстинкции в широком спектральном диапазоне был проработан Зданавичюсом (1970, 1975). Суть метода заключается в применении расчетных коэффициентов экстинкции и Q-параметров. Он был проверен на практике для среднеполосной вильнюсской системы (Мейштас и др., 1975). Здесь метод Зданавичюса будет описан в приложении к системе UBVR.

В общем виде коэффициент экстинкции зависит от распределения энергии в спектре звезды (от её цвета): $\alpha = \alpha_o + \gamma \cdot C$, где

α_o – коэффициент экстинкции для звёзд с показателем C=0, а градиент зависимости α от показателя цвета звезды: $\gamma = \frac{d\alpha}{dC}$

Коэффициенты экстинкции α_V и α_{VR} мало изменяются с показателем B-V, причём эффект Форбса несущественен для коэффициента α_{VR}, а влияние межзвёздного покраснения для полос V и R мало отличается от температурного. Тогда коэффициент экстинкции:

$$\alpha_V = \frac{m_V(z) - m_V^0}{X}$$

цветовой член для него: $\gamma_V = \frac{d\alpha_V}{d(B-V)} = -0.0055$,

и , таким образом:

$$\alpha_V = \alpha_{oV} -0.0055\cdot(B\text{-}V), \tag{3.45}$$

где α_{oV} определен для звезды AOV.

То же самое можно сказать и о коэффициенте

$$\alpha_{VR} = \frac{C_{V-R}(z) - C_{V-R}^0}{X}.$$

Влияние межзвездного поглощения не отличается от температурного:

$$\gamma_{VR} = \frac{d\alpha_{VR}}{d(V-R)} = +0.0105 \tag{3.46}$$

и $\alpha_{VR}=\alpha_{oVR} + 0.0105\cdot(V\text{-}R)$,

где α_{oVR} – определено для звезды AOV.

Для показателя (B-V) уже существенен эффект Форбса:

$$C_{B-V}(z) - C_{B-V}^0 = \alpha'_{BV}\cdot X + \gamma_{BV}\cdot X^2 \tag{3.47}$$

где α'_{BV} – коэффициент поглощения, экстраполированный к X=0, γ_{BV} – коэффициент, пропорциональный эффекту Форбса. Он коррелирует с коэффициентом экстинкции:

$$\gamma_{BV} = -0.02\cdot\alpha'_{BV} \tag{3.48}$$

С учётом этой корреляции:

$$\alpha'_{BV} = \frac{C_{B-V}(z) - C_{BV}^0}{X\cdot(1-0.02\ \cdot X)} \tag{3.49}$$

В верхней части рисунка 3.18 приводится зависимость α_{BV}' от показателя цвета B-V. Видно, что она почти линейная до звёзд класса M: $\alpha_{BV}' = \alpha_{BV}^{0} - 0.036(B\text{-}V)$.

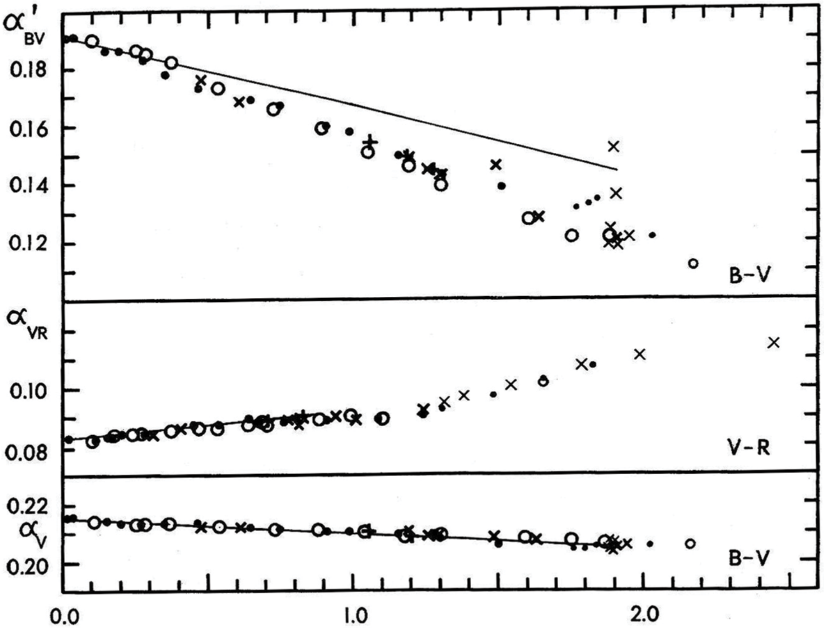

Рис.3.18. Зависимость факторов экстинкции для фотометрических полос BVR от показателей цвета для звёзд разных классов светимости: V - точки, IV - прямые кресты, III - косые кресты, I - кружки. Для O-звёзд показана линия нарастающего покраснения до $E_{BV} \approx 1.9$. (Зданавичюс, 1975)

Введём градиент зависимости коэффициента экстинкции от межзвёздного покраснении: $g = d\alpha/dE$, где E – колор-эксцесс в соответствующей фотометрической системе. Тогда в i-й фотометрической системе независимый от межзвёздного поглощения коэффициент экстинкции $k_i = \alpha_i - g_i \cdot C_i$. Таким образом, для системы BV имеем:

$$k_{B\text{-}V} = \alpha_{B\text{-}V}' - g_{B\text{-}V} \cdot (B\text{-}V). \quad (3.50)$$

Градиент $g_{B\text{-}V}$ коррелирует с независящим от межзвёздного поглощения коэффициентом экстинкции $k_{B\text{-}V}$:

$$g_{B-V} = (d\alpha_{B-V}/dE_{B-V})=-0.128k_{BV}, \quad (3.51)$$

так что можем записать

$$k_{B-V} = \alpha_{B-V}'/(1-0.128\cdot(B-V)) \quad (3.52)$$

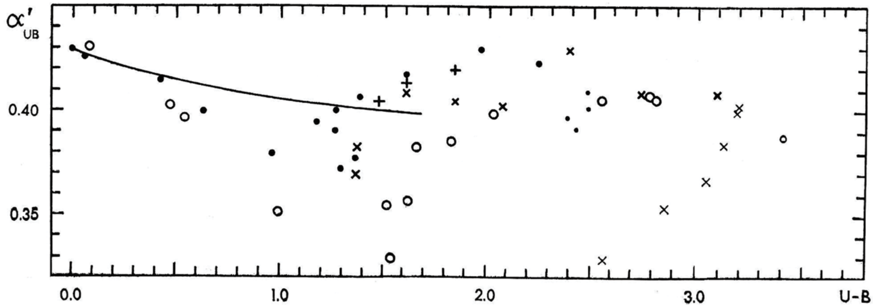

Рис.3.19. Ультрафиолетовый фактор экстинкции α'_{UB}.
Обозначения те же, что и на рис 3.18
(Зданавичюс, 1975)

Изменения этого коэффициента экстинкции до звёзд класса М хорошо учитываются формулой:

$$k_{B-V} = 0.189 - 0.05\cdot Q_{BVR} \quad (3.53)$$

Для коротковолнового коэффициента α_{UB} фактор Форбса γ_{UB} зависит от спектрального типа звезды, межзвёздного покраснения и кривой пропускания земной атмосферы:

$$C_{U-B}(z) - C^0_{U-B} = \alpha'_{U-B}\cdot X + \gamma_{U-B}\cdot X^2 \quad (3.54)$$

Здесь – внеатмосферный показатель цвета, $C_{U-B}(z)$ – измеренный показатель цвета, X – воздушная масса, γ_{U-B} – коэффициент Форбса. Несмотря на то, что величина фактора Форбса для показателя $C_{U-B}(z)$ больше, его корреляция с коэффициентом экстинкции довольно слабая.

Как показывают расчеты: $\gamma_{U-B} = -0.028\cdot\alpha'_{U-B}$, отсюда

$$\alpha'_{U-B} = \frac{C_{U-B}(z) - C^0_{U-B}}{X \cdot (1 - 0.028\ \cdot X)} \tag{3.55}$$

Для независящих от межзвездного покраснения коэффициентов экстинкции:

$k_{U\text{-}B} = \alpha'_{U-B} + g_{U-B} \cdot (U - B)$ и $k^{B-V}_{U-B} = \alpha'_{U-B} + g^{B-V}_{U-B} \cdot (B - V)$

определим градиенты $g_{U-B} = \frac{d\alpha_{U-B}}{dE_{U-B}}$ и $g^{B-V}_{U-B} = \frac{d\alpha_{U-B}}{dE_{B-V}}$

характеризующие наклон линий покраснения на диаграммах $(\alpha_{U\text{-}B}, U\text{-}B)$ и $(\alpha_{U\text{-}B}, B\text{-}V)$.

Расчетным путем получено, что $g_{U\text{-}B} \approx g^{B-V}_{U-B}$ = -0.012. Таким образом, независящие от межзвёздного поглощения коэффициенты экстинкции:

$k_{U\text{-}B} = \alpha'_{U-B} + 0.012 \cdot (U - B)$ и $k^{B-V}_{U-B} = \alpha'_{U-B} + 0.012 \cdot (B - V)$.

С помощью Q – параметров значения коэффициентов экстинкции можно оценить с точностью до ±0^m.02. Составим для всех звёзд, кроме М-гигантов и карликов, систему уравнений типа: $k_1 + k_2 \cdot Q_{UBV} + k_3 \cdot Q_{BVR} - k_U \cdot B = 0$, из которой получим:

$$k_{UB} = 0.432 - 0.067 \cdot Q_{UBV} + 0.073 \cdot Q_{BVR}\ ,$$

$$k^{B-V}_{U-B} = 0.433 - 0.078 \cdot Q_{UBV} + 0.069 \cdot Q_{BVR}\ .$$

Вычисленные значения k^{B-V}_{U-B} показаны в верхней части рисунка 3.20. Если известны светимости звезд, то для звезд V - III классов светимости эти соотношения можно представить в виде:

$$k^{B-V}_{U-B} = 0.428 - 0.058 \cdot Q_{UBV} + 0.081 \cdot Q_{BVR} \tag{3.56}$$

и для сверхгигантов:

$$k^{B-V}_{U-B} = 0.430 - 0.094 \cdot Q_{UBV} + 0.083 \cdot Q_{BVR} \tag{3.57}$$

Вычисленные таким образом коэффициенты экстинкции показаны в нижней части рисунка 3.20. Применение этих коэффициентов позволяет улучшить точность выноса наблюденных колор-индексов. Подобные расчёты выполнены также и для фотометрической системы WBVR, ультрафиолетовая полоса которой сдвиута примерно на

150Å в коротковолновую сторону, при этом уменьшается влияние бальмеровского скачка и пропускания ультрафиолетового фильтра в красной области (так называемая "красная утечка"). В среднеполосной вильнюсской фотометрической системе в редукционных уравнениях уменьшается влияние цветовых членов и, как следствие, точность определения коэффициента экстинкции несколько выше, достигая ±0^m.01.

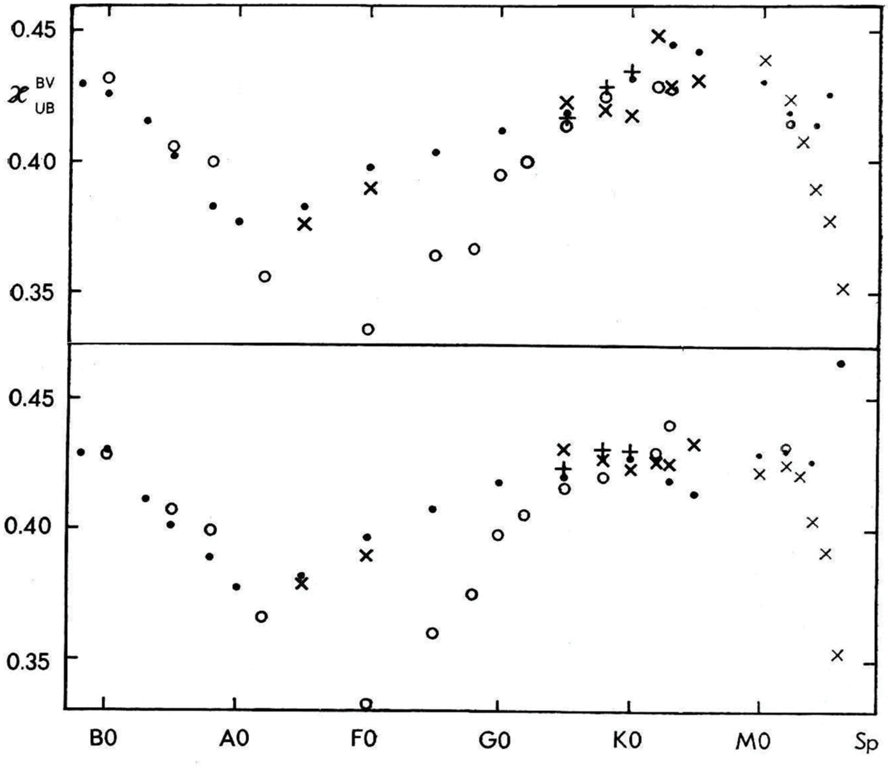

Рис.3.20. Фактор экстинкции k^{B-V}_{U-B} для звёзд разных спектральных классов (Зданавичюс, 1975)

Одновременное определение экстинкции и коэффициентов трансформации фотометрической системы

Если при учёте атмосферной экстинкции не учитывать эффект Форбса, то наблюдаемые звёздные величины m(z) и показатели цвета *c(z)* можно представить в виде:

$$m(z)=m_o+[a_m+b_m\cdot c(z)]\cdot F(z)$$
$$c(z)=c_o+[a_c+b_c\cdot c(z)]\cdot F(z)$$

Для того, чтобы представить результаты фотометрических наблюдений для их применения другими исследователями, кроме учёта атмосферной экстинкции, необходимо выполнить также и их преобразование к некоторой стандартной системе.

Для контроля фотометрической системы служит ряд стандартных звезд, которые регулярно наблюдаются в течение всего наблюдательного сезона. Одновременное определение коэффициентов экстинкции и трансформации к стандартной системе применяется многими авторами и встроено в программы обработки (Харди, 1962; Ержикевич, 1966; Чугайнов, 1971).

Если различие инструментальной и стандартной систем невелико, то могут быть применены линейные соотношения:

$$m_0^1 = m_0^2 + A_m + B_m \cdot C_0^1$$

$$c_0^{(1)} = A_c + B_c \cdot C_0^{(2)} ,$$

где индексами отмечены: 1 – стандартная система, 2 – инструментальная система.

Таким образом, связь между инструментальной и стандартной системами можем выразить в виде:

$$m_0^1 = m(z) - [a_m + b_m \cdot c(z)] \cdot F(z) + A_m + B_m \cdot C_0^{(1)} \tag{3.58}$$

$$c_0^{(1)} = A_c + B_c \cdot \{c(z) - [a_c + b_c \cdot c(z)]\} \cdot F(z) \tag{3.59}$$

Среди стандартных звёзд должны быть как красные, так и голубые. Определение экстинкции и коэффициентов перехода выполняется путём последовательных приближений. При первом приближении коэффициентов экстинкции применяются их средние значения.

Подставляя в левые части уравнений (3.58) и (3.59) каталожные значения, а в правые, – значения первого приближения, получают ряд условных уравнений, которые решают способом наименьших квадратов для получения первого приближения коэффициентов A_m, B_m, A_c, B_c .

Второе приближение для коэффициентов экстинкции a_m и b_m выполняется с использованием значений первого приближения для коэффициентов трансформации решением уравнений для стандартов, близких по цвету, наблюдавшихся на разных зенитных расстояниях. Затем из полученных величин a_m и a_c вычисляют средние значения. Таким же образом находят b_m и b_c из наблюдений на одинаковой высоте пар стандартов, различающихся по цвету.

Второе приближение для коэффициентов трансформации выполняют так же, как и первое, используя значения второго приближения для коэффициентов экстинкции. Как показывает опыт, двух приближений оказывается достаточно.

При дифференциальных наблюдениях, когда величина и цвет звезды сравнения считается известной, разности величин и цветов переменной и звезды сравнения следует перевести в трансформированные к стандартной системе внеатмосферные величины и цвета:

$$\Delta m_0^1 = \Delta\{m(z) - [a_m + b_m \cdot c(z)] \cdot F(z)\} + B_m \cdot \Delta C_0^{(1)} \tag{3.60}$$

$$\Delta c_0^{(1)} = B_c \cdot \Delta\{c(z) - [a_c + b_c(z)] \cdot F(z)\} \tag{3.61}$$

Если звёзды достаточно близки, $\Delta F(z) \approx 0$, то становится существенной разность показателей цвета переменной и звезды сравнения, то есть необходимо знать коэффициенты b_m, b_c, B_m, B_c.

$$\Delta m_0^1 = \Delta m(z) - b_m \cdot \Delta c(z) \cdot F(z)\} + B_m \cdot \Delta C_0^{(1)}$$

$$\Delta c_0^{(1)} = B_c \cdot [\Delta c(z) - b_c \cdot \Delta c(z) \cdot F(z)]$$

Для определения цветовых коэффициентов b_m, b_c составляют для близких звёзд разного цвета уравнения вида:

$$\Delta m(z) = \Delta m_0^{(2)} + b_m \cdot \Delta c(z) \cdot F(z)$$

$$\Delta c(z) = \Delta c_0^{(2)} + b_c \cdot \Delta c(z) \cdot F(z)$$

из которых определяют b_m, b_c, $\Delta m_o^{(2)}$, $\Delta c_o^{(2)}$. Коэффициенты трансформации определяют из наблюдений звёздного скопления, для которого имеется фотометрия в стандартной системе. Составляя уравнения типа (3.60) и (3.61), находят B_m, B_c.

Фотометрическая калибровка SDSS

Получившие в последние годы широкое распространение панорамные светоприемники потребовали разработки и осуществления гибких алгоритмов учета атмосферной прозрачности и редукции к стандартным фотометрическим системам. В качестве примера рассмотрим фотометрическую калибровку *SDSS = Sloan Digital Sky Survey* (Смит и др., 2002, Фукугита и др., 1995).

Особенность примененной системы в том, что в ней нет полосы, аналогичной V, для того, чтобы избежать влияния авроральных линий. Вместо нее применена полоса (g′4750). Система состоит из 5 широких полос, простирающихся от λ=3000Å до λ=10500Å. Эффективные длины волн фотометрических полос: λ_{ef} = 3450(u′), 4750(g′), 6222(r′),7632(i′),9049(z′)Å.

Фундаментальным стандартом, определяющим нуль-пункт системы, является субкарлик BD+17°4708. Вспомогательные фундаментальные стандарты: BD+26°2606, BD+21°0607. В течение каждого 90-минутного периода наблюдался по крайней мере один фундаментальный стандарт для определения нуль-пункта и подтверждения стабильности атмосферы. Кроме того, подобрана система 155 звезд (первичных стандартов), покрывающая все северное полушарие. Вторичными стандартами названы те, которые подобраны в областях неба, где в ближайщей окрестности нет первичного стандарта, чтобы с их помощью заполнить пятна размером порядка 0.°5.

Для каждой фотометрической полосы составлено уравнение связи, которые совершенно аналогичны друг другу. Для примера приведем только уравнение для инструментальной полосы u'. Для измеренной u' :

$$u'=u_o'+a_n+b_n\cdot(u'-g')_o+K_u\cdot X+k_n\cdot[(u'-g')_o-(u'-g')_{o',zp}]\cdot(X-X_{zp})$$

где: u_o'– внеатмосферная звездная величина, $(u'-g')_o$ – внеатмосферный цвет, a_n – нуль-пункт для данной ночи, X – воздушная масса, K_u – коэффициент экстинкции. Константы нуль-пункта $X-X_{zp}$ и $(u'-g')_{oz,p}$ пределены по отношению к наблюдениям на средней воздушной массе

$< X > = 1.3$ и некоторому среднему "космическиму цвету": u′-g′ = 1,42 ± 0.82, определенного по 4428 объектам $19 < r < 20$, в полях 11-100. (область на экваторе, l=42°).

3.5.3. Дельта-метод

Большое число высококачественных фотометрических данных позволяет значительно упростить процесс наблюдений и последующей обработки без существенной потери точности. В случае, если для двух звезд, выбранных в качестве экстинкционных, известны их внеатмосферные монохроматические величины : $m_{01}(\lambda)$ и $m_{02}(\lambda)$, то коэффициент экстинкции определится как:

$$\alpha(\lambda)=((m_1(\lambda)-m_2(\lambda)-(m_{01}(\lambda)-m_{02}(\lambda)))/(X_1-X_2)=(\Delta m-\Delta m_o)/\Delta X, \qquad (3.63)$$

где для этих звёзд обозначены наблюдаемые величины $m_1(\lambda)$ и $m_2(\lambda)$ на воздушных массах X_1 и X_2 в соответствующие моменты времени. Дельта-метод был успешно применен при спектрофотометрических наблюдениях на Памире и в Армении пулковскими наблюдателями (Алексеева, 1980).

3.6. Кратковременные колебания экстинкции

Многими исследователями отмечается изменение свойств земной атмосферы с характерными временами 4 - 7 минут при проведении разного рода наблюдений: солнечных, инфракрасных и др. (Геонджян, 1985; Ризов, 1988). Отмечаются они и при звёздных фотометрических измерениях(см, например, Кахиани и Жиляев, 1988). Изучение колебаний атмосферной прозрачности с характерным временем порядка нескольких минут проведено в Крымской Астрофизической обсерватории АН СССР по инициативе В. Б. Никонова. По результатам наблюдений, выполненных одновременно в 4-х длинах волн на четырехканальном спектрофотометре, сделан вывод о том, что изменения экстинкции происходят в разных участках спектра одновременно, причем амплитуда этих колебаний, составляющая около $0.^{m}01$ в видимой области, возрастает в сторону коротких длин волн (Никонов и др., 1988). В качестве следующего шага исследования представляло интерес сопоставить одновременные измерения, выполненные на разных телескопах

(Бурнашев и др., 1991). Такая работа имеет важный практический интерес в связи с часто предлагаемым "разделением труда" при проведении абсолютных спектрофотометрических наблюдений: проведение мониторинга атмосферной экстинкции на малом вспомогательном телескопе в течение всей ночи с тем, чтобы более эффективно использовать наблюдательное время крупных инструментов. При этом молчаливо предполагается, что прозрачность земной атмосферы изменяется в местах расположения телескопов во всех направлениях одинаковым образом. Вообще говоря, как показывает опыт, это предположение выполняется. Тем не менее, необходимы специально проведенные исследования для получения количественных оценок. Для этой цели летом 1986 г. были начаты одновременные наблюдения звезд на телескопах АЗТ-7 (диаметром 20 см) и АЗТ-11 (диаметром 125 см). В 1987 г. был применен дополнительно телескоп РК-800 (диаметром 80 см), изготовленный в мастерских Крымской Астрофизической обсерватории. Телескопы расположены примерно вдоль линии, ориентированной с востока на запад. Относительное их положение и отметки высот, снятые с плана местности, указаны на рисунке 3.21.

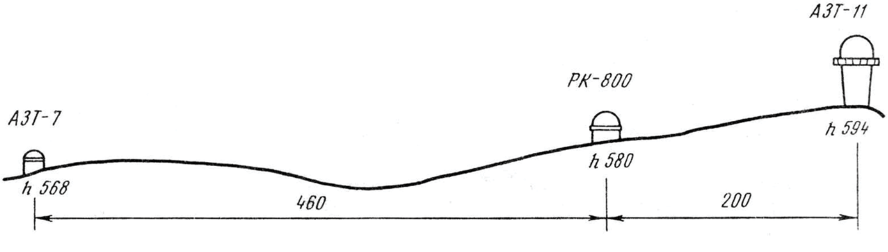

Рис.3.21. Расположение телескопов Крымской обсерватории. Взаимные расстояния и высоты выражены в метрах

Для того, чтобы исключить эффекты, свойственные широкополосным фотометрическим системам (эффект Форбса и цветовой член), наблюдения проводились в узкополосных системах, осуществленных с помощью сканирующих спектрофотометров (СФ-68 на АЗТ-7 и АСП-38 на АЗТ-11), дифракционные решетки которых устанавливались в заданное фиксированное положение. При этом ширина спектральной полосы определяется размерами изображения звезды и шириной выходной щели спектрофотометра. В среднем она составляет около 25Å для АСП-38 и около 28Å для СФ-68. На телескопе РК-800 был установлен фотометр, снабженный интерференционным фильтром λ_{eff}= 4170Å , $\Delta\lambda$ = 30Å, который и определил фотометрическую систему для наблюдений в 1987 г., в то время как в 1986 г. наблюдения производились в длине волны λ4260Å. В течение двух ночей с помощью спектрофотометров на АЗТ-7 и АЗТ-11 были также выполнены измерения в длине волны λ7270Å, расположенной в хвосте теллурической полосы воды.

На рис 3.11 приводятся три характерные кривые монохроматической экстинкции для соответствующих конкретных моментов, которые дают представление об условиях реальных наблюдений. На рисунке указаны длины волн, в которых производились одновременные измерения на разных телескопах. Программа наблюдений включала пять ярких звёзд: αLyr(V=0.^{m}03), αPeg(V=2^m.49), αLac(V=3^m.77), ζUMi(V=4.^{m}32), HR7017(V=6.^{m}25). Сопоставление некоторых результатов оценки коэффициентов экстинкции, определенных на разных телескопах, для примера показано на рис. 3.22 и 3.24. Летом 1986 г. и осенью 1987 г. были выполнены одновременные наблюдения звёзд в различных комбинациях, – как расположенных достаточно близко в одной области неба, как, например, αLyr, HR7017, αPeg, и αLac, а также достаточно далеко отстоящих друг от друга: αLyr и ζUMi. Для того, чтобы не загромождать чертежи, кривые на графиках 3.22 и 3.24 разнесены относительно несмещенной кривой, полученной на АЗТ-7: для АЗТ-11 – вниз, для РК-800 – вверх. Величина смещения указана на рисунках стрелкой. Отметим при этом, что в связи с меньшей яркостью звезды HR7017, статистическая ошибка одного измерения на АЗТ-11 и РК-800 в длине волны λ4170Å составляет примерно ±0.^{m}003, а для измерений в полосе воды на телескопе АЗТ-11, – около ± 0.^{m}013. Из сопоставления кривых на рис. 3.22 и 3.24 можно сделать вывод о том, что в ночи со средним качеством оправдано применение вспомогательного телескопа для получения данных с точностью до $\pm 0.^{m}025$, – именно такова максимальная величина систематического различия между кривыми, полученными на разных телескопах. Кроме того, во все пригодные для фотометрии ночи хорошо заметны колебания коэффициента прзрачности с характерным временем 20-30 мин. с амплитудой около $0.^{m}02$ - $0.^{m}03$, в худшие ночи амплитуда может увеличиться в два-три раза, при этом систематическая разница между кривыми возрастает до $0.^{m}05$. В ночи, непригодные для фотометрических измерений, амплитуда может достигать нескольких десятых звездной величины, изменяясь различным образом в разных азимутах. Результаты наших наблюдений подтверждает вывод, сделанный на основе более ранних исследований, о зависимости флуктуаций прозрачности от длины волны. Средние амплитуды колебаний экстинкции , полученные на АЗТ-7 и АЗТ-11 в длине волны λ= 7280Å (хвосте теллурической полосы воды) практически совпадают. В то же самое время измерения, выполненные на телескопе РК-800, показывают гораздо большие амплитуды колебаний прозрачности в длине волны λ= 4170Å. Специально организованные исследования, включающие, кроме монохроматических измерений атмосферной экстинкции в широком спектральном диапазоне, одновременные метеонаблюдения, измерения скорости ветра и высотного профиля температуры, а также, возможно, и радионаблюдения в миллиметровом диапазоне (Ризов, 1988), могли бы помочь сделать более определенные выводы. Многими исследователями замечено влияние свойств земной атмосферы с характерными временами 4-7 мин. на проведение различного рода наблюдений: солнечных (Геонджян, 1985), инфракрасных и др. Отмечены они и при звездных фотометрических измерениях (Кахиани, 1988). Внимательное рассмотрение рис. 3.23 и 3.25 показывает, что такого рода колебания присутствуют на всех кривых. При этом фазовый сдвиг между кривыми, полученными на разных телескопах для звёзд в разных областях неба, может достигать 2 мин. Как показывают измерения, выполненные для звезд, находящихся примерно в одной области неба, этот сдвиг иногда сохраняется, что может свидетельствовать о том, что причину таких кратковременных флуктуаций, возможно, следует искать в приземном слое, на высоте не более нескольких сотен метров.

Для ночей удовлетворительного качества , после исключения линейного тренда, методом Диминга (1975) были вычислены спектры мощности. Для двух ночей на рисунках 3.23 и 3.25 указаны некоторые периоды, которые явно повторяются на кривых, полученных на разных инструментах, в том числе и в разные ночи. Любопытно отметить, что многие из них близки к периодам изменений геомагнитного АЕ-индекса , исследование которого проведено Бобовой и др.(1990). Сопоставление этих периодов дано в таблице.

Таким образом, определения монохроматической атмосферной прозрачности, выполненные одновременно на разных телескопах в узкой полосе, примерно соответствующей эффективной длине волны полосы B, показывают для ночей среднего качества сходимость результатов фотометрии около $\pm0.^{m}025$, в наилучшие ночи – до $\pm0.^{m}01$. Существующие колебания прозрачности с характерным временем 4 - 7 мин. с амплитудой, достигающей $0.^{m}02$, по-видимому, являются основной преградой на пути улучшения точности фотоэлектрических наблюдений, особенно при изучении распределения энергии в спектрах звезд методом сканирования спектров.

Периоды изменения α(λ),мин.	64-56	46-49	36	29-25	22-19	16.4	14.7
Периоды изменения АЕ-индекса, мин.	56.5	47.8	37.1- -35.4	28.8- -24.5	21-19	16.2	–

Периоды изменения α(λ),мин.	12.7- -12.3	10.9	7.3	5.6	5.6	5.6	5	4.6	4.1
Периоды изменения АЕ-индекса, мин.	12.7	–	7.2	6.3	5.7	5.4	4.85	4.5	4.1

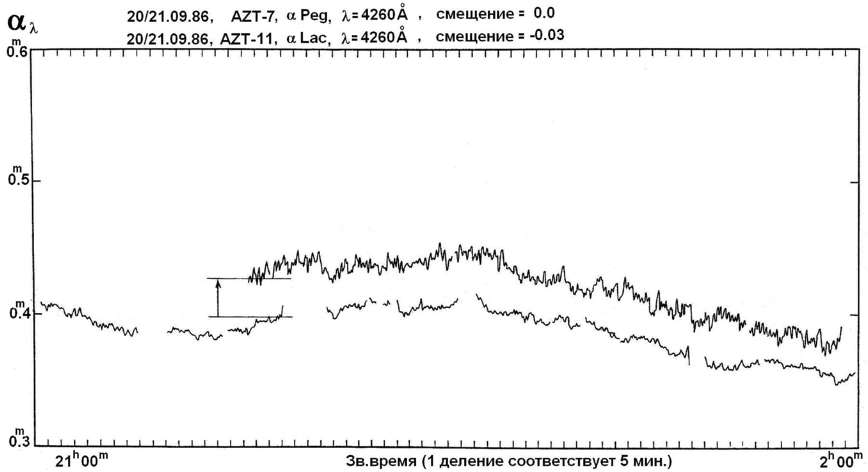

Рис.3.22. Атмосферная экстинкция для ночи 20-21.09.86

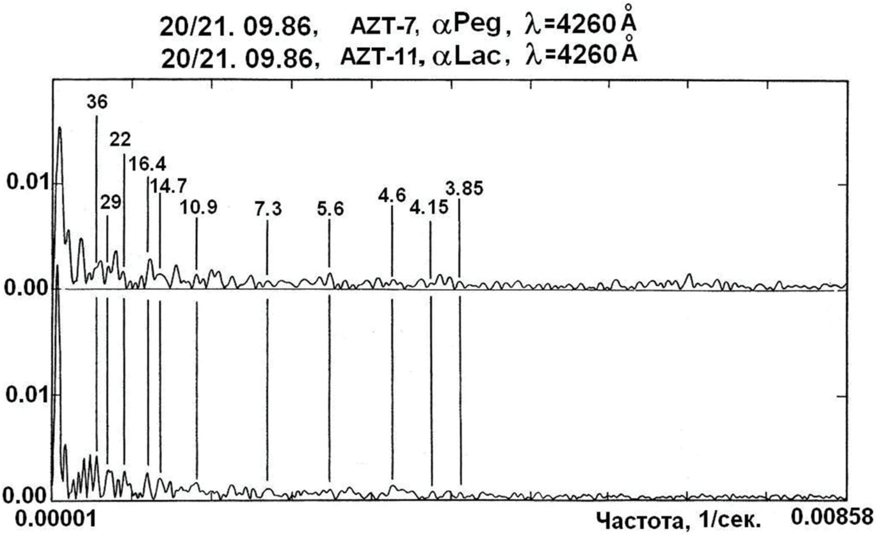

Рис.3.23. Спектр мощности кратковременных изменений экстинкции 20-21.09.86

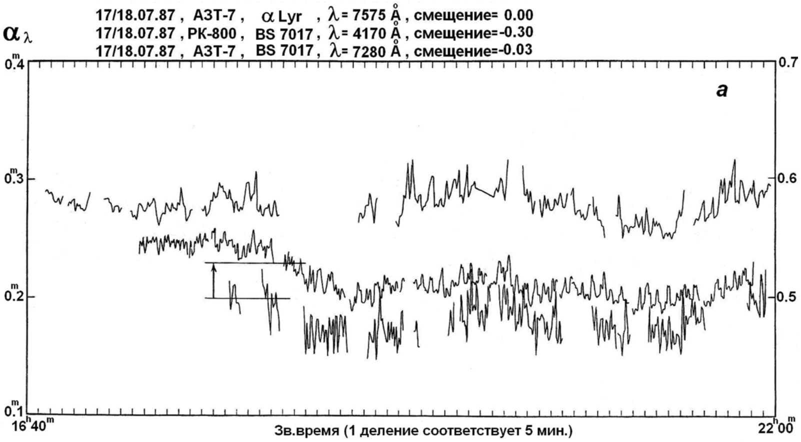

Рис.3.24. Изменение монохроматического коэффициента экстинкции в ночь 17-18.07.87. Шкала для λ4170Å указана в левой части рисунка

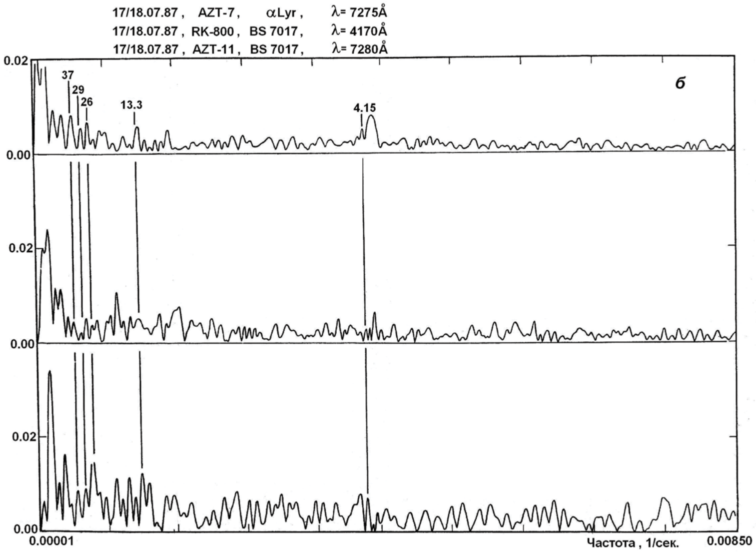

Рис.3.25. Спектр мощности изменений экстинкции в ночь 17-18.07.87 по определениям на АЗТ-7 (верхняя кривая), RK-800 - средняя кривая, нижняя кривая -по наблюдениям на АЗТ-11

3.7. Определение атмосферной прозрачности при наблюдениях Солнца

Методы, применяемые для определения коэффициентов атмосферной экстинкции при фотометрии звезд, за исключением метода Буге, требуют по крайней мере, двух светил, поэтому неприменимы при фотометрических наблюдениях Солнца. В визуальной области, где ослабление света вызвано в основном аэрозольным рассеянием, можно применять косвенные методы, используя соотношения между яркостью и поляризацией неба и прозрачностью. С другой стороны, если прозрачность достаточно стабильна в течение наблюдательного периода, то вполне применим и метод Буге. Контроль стабильности атмосферной экстинкции может быть выполнен параллельно с фотометрическими измерениями излучения Солнца методом околосолнечного ореола, предложенного В.Г.Фесенковым.

Идея метода заключается в следующем. Из-за рассеяния солнечного света в атмосфере создается околосолнечное свечение в направлении, близком к направлению падающего излучения. Таким образом, Солнце (или Луна) оказываются окруженными светлым пятном, или, другими словами, ореолом.

Яркость ореола создается в основном первичным рассеянием, индикатриса которого сильно вытянута, так как многократное рассеяние даёт малый вклад в интенсивность ореола. Как показали измерения, интенсивность ореола очень чувствительна к оптическим свойствам атмосферы, что и дает возможность оценки прозрачности по интенсивности ореола. Идея метода, предложенная акад. В.Г.Фесенковым (Фесенков,1933), получила дальнейшее развитие в работах его учеников и последователей (Пясковская-Фесенкова, 1955,1957; Ситник,1985).

Предположим, что ослабление света обусловлено только чистым рассеянием и пренебрежём рефракцией света в атмосфере. Кроме того, будем рассматривать только монохроматическое излучение от Солнца.

Пусть Солнце, расположенное на зенитном расстоянии z создает на границе земной атмосферы освещенность E_o на единичной площадке, расположенной перпендикулярно к направлению падающего излучения.

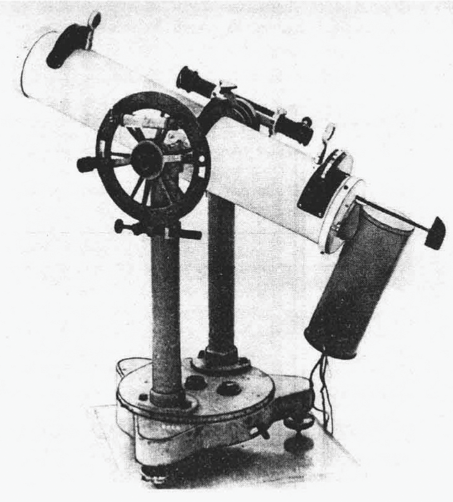

Рис.3.26. Общий вид ореольного фотометра со стороны вертикального круга (Ситник, 1985)

Рассмотрим элементарный рассеивающий объем dv, расположенный в направлении z на высоте h в атмосфере. Будем считать, что направление рассеянного света практически совпадает с направлением падающего излучения, то есть угол рассеяния $\theta \approx 0$. При этом зенитное расстояние рассматриваемого объема совпадает с зенитным расстоянием светила z (Фесенков, 1933.)

Пусть на единицу поверхности, перпендикулярную к солнечным лучам на границе атмосферы, падает количество света, равное L.

$$L \cdot e^{-k \cdot (H-x) \cdot Secz} \qquad (3.64)$$

При равномерном рассеянии в однородной атмосфере, введём следующие обозначения:

H – высота однородной атмосферы.

z – зенитное расстояние

x – высота площадки в атмосфере.

k – коэффициент поглощения.

r – расстояние объёма dv от наблюдателя.

Обозначим через μ долю света, рассеянного по всем направлениям, в том числе по направлению и к наблюдателю, которую он получит в телесном угле dω, под которым виден рассеивающий объем dv внутри конуса.

$$d\text{v} = d\omega \cdot r^2 \cdot dr,$$

На элемент dv падает доля света

$$L \cdot d\text{v} \cdot e^{-k \cdot (H-x) \cdot Secz} \qquad (3.65)$$

Количество света, рассеянного объемом dv по направлению к наблюдателю в бесконечно малом телесном угле $d\omega$:

$$\mu \cdot L \cdot d\text{v} \cdot e^{-k \cdot (H-x) \cdot Secz} \cdot e^{-kx \cdot Secz} \cdot d\omega, \qquad (3.66)$$

$$d\omega=d\Sigma/r^2 \qquad (3.67)$$

r – расстояние объема dv от наблюдателя, $d\Sigma$ – отверстие приемника.

Все рассеивающие объёмы заключаются в конусе, простирающемуся до пределов атмосферы, с вершиной у наблюдателя. Поэтому выражение для элементарного объёма:

$$d\text{v}=r^2\cdot d\sigma\cdot dr \qquad (3.68)$$

$d\sigma$ – телесный угол, вырезаемый конусом на небесной сфере.

Количество рассеянного света от элемента объема у наблюдателя:

$$\mu\cdot L\cdot e^{-kH\cdot SecZ}\cdot d\sigma\cdot(dx\cdot Secz\cdot d\Sigma), \qquad (3.69)$$

а от всего конуса атмосферы:

$$\mu\cdot L\cdot e^{-k\cdot H\cdot Secz}\cdot d\sigma\cdot H\cdot Secz\cdot d\Sigma \qquad (3.70)$$

Прямая солнечная радиация, падающая на приемник:

$$L\cdot e^{-k\cdot H\cdot Secz}\cdot d\Sigma \qquad (3.71)$$

Отсюда, относительный солнечный ореол:

$$\frac{\mu\cdot L\cdot e^{-k\cdot H\cdot Secz}\cdot d\sigma\cdot H\cdot Secz\cdot d\Sigma}{L\cdot e^{-k\cdot H\cdot Secz}\cdot d\Sigma}=\mu\cdot Secz\cdot H\cdot d\sigma \qquad (3.72)$$

линейно изменяется с секансом зенитного расстояния, и на ее границе равен нулю, т.е. представляется прямой линией, проходящей через начало координат. Наклон этой прямой характеризует рассеивающую способность воздуха, то есть степень его прозрачности. В случае неоднородной атмосферы, в которой плотность представляет барометрическая формула:

$$\rho=\rho_o\cdot e^{-K\cdot h} \qquad (3.73)$$

получается тот же самый закон изменения относительных ореолов в зависимости от толщи атмосферы. По закону поглощения света для яркости j_h элемента на высоте h имеем:

$j_h=j_\infty\cdot e^{-(k/K)\cdot\rho\cdot Sec\zeta}$, а с другой стороны, на высоте h:

$j_h=j_o\cdot e^{-(k/K)\cdot Secz\cdot(\rho-\rho_o)}$,

где j_∞ – яркость вне атмосферы, j_h – яркость на высоте h , j_o – яркость на поверхности Земли, k – коэффициент поглощения на высоте h.

Если принять, что рассеивающая способность воздуха пропорциональна его плотности:

$$\mu=\mu_0\cdot e^{-K\cdot h}\cdot f(\theta)\ , \qquad (3.74)$$

где $f(\theta)$ – индикатриса рассеяния, характеризующая количество рассеяния под углом θ к направлению падающего луча,то яркость ореола:

$$\mu_0 \cdot f(\theta) \cdot L \cdot d\sigma \cdot secz \cdot d\Sigma \cdot \int_0^\infty e^{-K \cdot h-(k/K) \cdot r \cdot sec\zeta-(k/K) \cdot secz(r-r_o)} dh \qquad (3.75)$$

где ζ – зенитное расстояние Солнца. Отсюда:

$$\frac{\mu_0}{k} \cdot f(\theta) \cdot \frac{L \cdot d\sigma \cdot \sec z}{\sec\zeta - \sec z} \cdot (p^{\sec z} - p^{\sec\zeta}) \cdot d\Sigma \quad , \qquad (3.76)$$

где показатель прозрачности: $p=j_o/j_\infty = e^{-(k/K) \cdot \rho_o}$

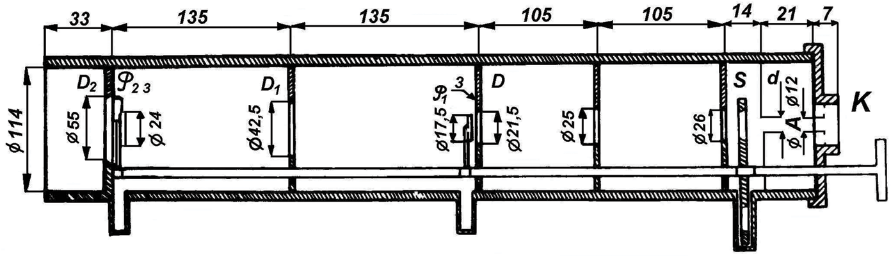

Рис.3.27. Схема ореольного фотометра
(Ситник,1985)

В случае околосолнечного ореола зенитное расстояние z наблюдаемой области Σ совпадает с зенитным расстоянием Солнца ζ , тогда яркость ореола:

$$\frac{\mu_0}{k} \cdot f(\theta) \cdot L \cdot d\sigma \cdot \sec z \cdot p^{\sec z} \cdot \ln p \cdot d\Sigma \qquad (3.77)$$

или

$$\frac{\mu_0}{k} f(\theta) \cdot L \cdot d\sigma \cdot \sec z \cdot p^{\sec z} \cdot \rho_0 \cdot d\Sigma \qquad (3.78)$$

Так как от Солнца приходит количество света:

$$L \cdot p^{secz} \cdot d\Sigma \, , \qquad (3.79)$$

то относительный ореол есть:

$$\frac{\mu_0}{k} \cdot f(\theta) d\sigma \cdot Secz \cdot \rho_0 \qquad (3.80)$$

Таким образом, на основании (3.72) и (3.80) заключаем, что идеальное состояние атмосферы характеризуется линейным относительным ореолом, и, как показывают измерения, небольшим изменениям коэффициента прозрачности соответствуют величины изменения яркости ореола, почти на порядок большие.

Разработанная конструкция ореольного фотометра отличается простотой и показала свою эффективность на протяжении нескольких десятилетий. Внешний вид и оптическая схема ореольного фотометра показаны на рисунках 3.26 и 3.27. С этим прибором наблюдения проводились в течение 35 лет на различных обсерваториях и в экспедициях. Прибор представляет собой трубу на штативе. На выходе трубы располагается фотоприёмник: фотоэлемент или фотоумножитель, фотокатод которого, диаметром 6 мм для ФЭУ, или 8 мм для фотоэлемента, располагается в конце трубы К, за диафрагмой А диаметром 12 мм. Сигнал от фотоприёмника можно фиксировать при четырёх положениях управляющей ручки, изображённой в нижней части трубы. В первом положении, 'Солнце', измеряют радиацию от Солнца внутри телесного угла, определямого основной диафрагмой D. Одно из отверстий в секторе S устанавливается концентрично с диафрагмой d. При измерении потока от Солнца применяется нейтральный светофильтр. Второе положение соответствует перекрыванию диафрагмы d сектором S. При этом фотоприёмник не освещается. В третьем положении против диафрагмы d устанавливается второе отверстие сектора S и на оси трубы оказываются центры дисков P_1 и P_2, экранирующих приёмник радиации от Солнца, затенённого дисками P_1 и более отдалённым от фотоприёмника диском P_2. Диаметры дисков подобраны так, чтобы устранить влияние дифракции солнечных лучей на краях диска P_1 на измерение слабого потока излучения от ореола. В примененном приборе фотометр вырезал кольцевую зону с внутренним диаметром, равным $1^{o}58'$ и внешним $2^{o}27'$.

Результататы измерений опубликованы в монографиях и статьях (Пясковская-Фесенкова, 1955,1957; Ситник, 1985).   На рисунке 3.28 показана бугеровская прямая (1) и до - и послеполуденные прямые относительного ореола (линии 2 и 3), полученные при наблюдениях с ореольным фотометром на берегу озера Иссык-Куль 23 сентября 1949 г. Как видно, обе прямые проходят через начало координат, но послеполуденная прямая лежит несколько ниже, чем дополуденная, что указывает на изменение оптических свойста атмосферы, хотя на бугеровской прямой изменений не зафиксировано, что свидетельствует о большей точности оценок прозрачности с помощью ореольного фотометра, чем простой метод Буге.

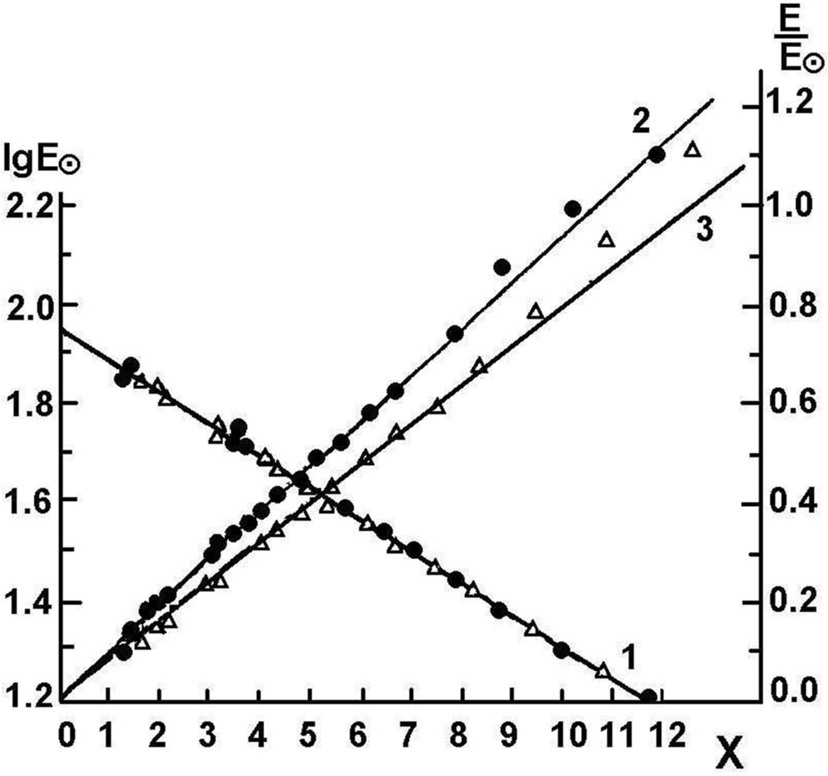

Рис.3.28. Бугеровская прямая (1), и дополуденная (2) и послеполуденная (3) прямые относительного ореола (Пясковская-Фесенкова,1955)

3.8. Учёт атмосферной экстинкции в области теллурических полос

Сильные теллурические полосы поглощения атмосферных газов существенно ограничивают точность получаемых результатов при выполнении фотометрических и спектрофотометрических наблюдений в ближней инфракрасной области.

Рисунок, приведённый в начале главы, заимствованный из статьи Кучми и Пейтюро(1970), иллюстрирует основные полосы поглощения наиболее важных атмосферных газов: озона, углекислого газа и воды. С 1959 года Джонсоном постепенно были введены фотометрические полосы, в инфракрасной области соответствующие окнам прозрачности земной атмосферы. Примерно указано положение этих полос, как видно, в основном попадающих в промежутки между теллурическими полосами, которые и определяют их положение: U(0.36μm), B(0.44μm), V(0.55μm), R (0.70μm), I(0.88μm), J(1.25μm), H(1.62μm), K(2.2μm), L(3.5μm), M(5.0μm), N(10.4μm), Q(20.0μm).

Введенная система перекрывает спектральный диапазон 0.3 - 20.0 мкм. Позднее Лоу ввел еще одну величину Z(λ_o=34μm).

Вода – наиболее изменчивый компонент атмосферы. Ее концентрация может заметным образом изменяться в воздухе в зависимости от локальных атмосферных условий. Полосы воды являются основным поглощающим агентом в инфракрасной и субмиллиметровой области спектра. Кроме того, некоторый вклад в атмосферное поглощение в инфракрасной области вносят другие газы: молекулярный кислород, метан, двуокись азота, углекислый газ и др.

Интенсивность полос O_2, возникающих во всей толще атмосферы, мало изменяется со временем, зависит только от воздушной массы, на которой произведено наблюдение. Полосы воды, напротив, сильно зависят от условий в низких слоях атмосферы. Кроме того, распределение паров воды на небесной сфере крайне неравномерно, т.е. поглощение в полосах воды носит "пятнистую" структуру, что еще более затрудняет учет атмосферной экстинкции в районе этих полос.

Влияние атмосферных газов CH_4 и N_2O сказывается на коротковолновых границах фотометрических полос N и M, в то время как поглощение, вызванное углекислым газом, сказывается на коротковолновом крае полосы M и длинноволновом крае полосы L.

По мере продвижения в инфракрасную область точность измерений падает, так как помимо влияния теллурических полос, существенно влияние собственного излучения атмосферы. Так, например, в полосе Q приемлемой можно считать точность до 20%.

Поглощение в теллурических полосах изменяется сложным образом: интенсивность некоторых линий, составляющих полосы поглощения, растет пропорционально количеству поглощающих молекул, другие линии уже достигли насыщения и находятся на пологом участке кривой роста. Таким образом, поглощение можно выразить как: $\Delta m \sim (\Delta X)^{\beta}$, где β меняется от 1 (на линейном участке) до 0 (в области насыщения).

В настоящее время разработано несколько методов учета поглощения в теллуричесих полосах. В первом приближении можно принять, что поглощение в полосе $W=\alpha \cdot X+S$, где α –коэффициент поглощения, X – воздушная масса, S – член, учитывающий насыщенные линии, не меняющиеся с воздушной массой. Эта составляющая войдет как дополнительное слагаемое в коэффициент спектральной чувствительности аппаратуры. Ховартом и др.(1956) рассмотрено поглощение в теллурических полосах кислорода и воды и предложены простые формулы учета полного поглощения в полосе, в зависимости от ее интенсивности: полное поглощение для слабой полосы в первом приближении пропорционально квадратному корню из измеренного значения осажденной воды ω:

$$\int A d\nu=\omega^{1/2}+(P+p), \tag{3.81}$$

где: P – полное давление, p – парциальное давление паров воды.

В сильных полосах поглощение подчиняентся логарифмической зависимости:

$$\int A d\nu = A + B \cdot lg\omega + lg(P + p) \tag{3.82}$$

Практическим развитием метода является представление поглощения в полосе в зависимости от нескольких параметров:

$$1-T=1-exp[-\beta \cdot \omega^{\mu} \cdot p^{n}] \tag{3.83}$$

или, в звездных величинах:

$$m_{\lambda}-m_{\lambda}^{o}=c_{\lambda} \cdot \omega_{\lambda}^{\mu} \tag{3.84}$$

Параметры c_{λ} и μ_{λ} могут быть определены из наблюдений (Галкин и Архаров, 1981). Отметим еще раз, что прозрачность в ИК-области быстро изменяется как по времени, так и по направлению, поэтому наивысшую точность при проведении спектрофотометрических наблюдений в ближней ИК-области, повидимому, могут дать только дифференциальные методы учета атмосферной экстинкции. Майолино и др. (1996) применили при обработке наблюдений, полученных на телескопе ММТ (=*Multi Mirror Telescope*) со спектрографом FSPEC в области λ1.6μ (разрешение 2200) и λ2.3μ (разрешение 3500), метод учета в теллурических линиях, основанный на наблюдении рядом с объектом звезды спектрального типа от G5 до F6. При этом спектр исследуемой звезды делится на спектр звезды сравнения.

Полученное частное от деления уже свободно от теллурических линий, но на месте спектральных особенностей в звезде сравнения вознникают "пики" или "эмиссии", которые убираются путем умножения полученных чисел на спектр Солнца (G2V), полученный с высоким разрешением.

Поскольку спектры поздних карликов близки к спектру Солнца, набора стандартов в диапазоне F6V - G0V оказывается достаточным. При этом должны быть выполнены следующие модификации солнечного спектра:

1) он должен быть разбит на участки, соответствующие линейной дисперсии прибора,

2) скорректирован за разность длин волн в вакууме и в воздухе,

3) смещён в соответствии с доплеровским смещением звезды сравнения, при этом должно быть учтено движение Земли,

4) уширен в соответствии со скоростью вращения звезды сравнения,

5) сглажен в соответствии со спектральным разрешением спектрометра.

При этом не производится абсолютной калибровки, но таким путем всё же можно обнаружить в спектре исследуемого объекта присущие ему особенности.

Дальнейшим успешным развитием этого метода можно считать методику учета теллурических линий, принятую при обработке спектров, полученных на IRTF на Мауна-Кеа (Вейк и др, 2003). Основной особенностью применяемой ими методики является использование в качестве звезды сравнения ("Telluric standard star") звезды A0V. Преимущества этого метода заключаются прежде всего в том, что сравнительно малочисленные линии, содержащиеся в спектрах звезд A0V, имеют малую интенсивность и мало искажают звездный континуум, который в рассматриваемой спектральной области (1÷5μ) может быть представлен излучением черного тела с температурой ~10000K. Кроме того, для А-звезд с малым межзвездным покраснением абсолютные потоки во всех длинах волн могут быть легко вычислены на основании известных V-величин. Основной недостаток применения в исследуемой спектральной области в качестве стандартов А-звёзд, – наличие в их спектрах сильных водородных линий, часто уширенных вращением до 300км/сек. Особенно это неприятно, когда целью работы является именно изучение водородных линий.

Идеальный стандарт должен обладать спектром без сильных особенностей, быть легкодоступным и достаточно ярким, и спектр которого должен с достаточной точностью быть представлен теоретической моделью. Таким стандартом является Вега.

Кратко суть предложенного метода заключается в следующем. Представим спектр наблюдаемого объекта в виде свертки:

$$O(\lambda)=[I(\lambda)\cdot T(\lambda)]*P(\lambda)\cdot Q(\lambda), \qquad (3.85)$$

где I(λ) – поток от объекта на границе земной атмосферы,

T(λ) – коэффициент поглощения в земной атмосфере (в том числе в теллурических полосах),

P(λ) – инструментальный профиль,

Q(λ) – пропускание оптики.

Перепишем это выражение в виде:

$$O(\lambda)=[I(\lambda)*P(\lambda)]\cdot[T(\lambda)*P(\lambda)]\cdot Q(\lambda)=I_{instr.}R(\lambda) \qquad (3.86)$$

здесь $I_{\mathrm{instr.}}$ – спектр объекта, если бы он наблюдался на границе атмосферы. R(λ)=[T(λ)*P(λ)]·Q(λ) – отклик аппаратуры (теллурический спектр, свернутый с инструментальным профилем, умноженный на пропускание), который определяется из (3.85), если наблюдается звезда-стандарт с известным I(λ). Для того, чтобы R(λ) могло быть использовано для определения $I_{\mathrm{instr}}(\lambda)$ другого объекта, то, как показывает опыт, разность по времени между наблюдениям звезды-стандарта и исследуемой звезды не должна превышать немногих минут и разность в направлении на них должна быть минимальной. Считая, что реальное распределение энергии звезды A0V хорошо представляет спектр Веги, мы можем использовать теоретическую модель для определения $I_{\mathrm{instr.}}$ какой-либо звезды типа A0V, а следовательно, найти и R(λ), т.е. спектр Веги может быть использован после некоторой подгонки, т.е. после учета разности блеска между Вегой и данной звездой-стандартом, коррекции за межзвездное поглощения, разности в лучевой скорости и скорости вращения, а также в интенсивности линий, обусловленной неточностью в определении температуры, lg g и т.д. Таким образом

$$I_{A0V}(\lambda)=I_{Vega}(\lambda)\cdot\theta(\lambda), \tag{3.87}$$

где θ (λ) – функция, учитывающая разность в лучевых скоростях, скорости вращения и другие факторы, принимающие во внимание разность в уширении линий для Веги и звезды-стандарта A0V. Тогда для звезды-стандарта наблюдаемый спектр:

$$O_{A0V}(\lambda) = \{[I_{Vega}(\lambda)*\theta(\lambda)]\cdot T(\lambda)\}*P(\lambda)\cdot Q(\lambda) \tag{3.88}$$

или

$$O_{AOV}(\lambda)= [I_{Vega}(\lambda)\cdot K(\lambda)]\cdot R(\lambda)\ , \tag{3.89}$$

где

$$K(\lambda)=\theta(\lambda)*P(\lambda) \quad , \qquad \text{тогда} \tag{3.90}$$

$$I_{instr.AOV}(\lambda)= I_{Vega}(\lambda)*K(\lambda) \tag{3.91}$$

Вблизи линий нормализованный (приведенный к континууму) спектр:

$$O'_{AOV}(\lambda)=I'_{Vega}(\lambda)*K(\lambda), \tag{3.92}$$

где ядро свертки K(λ) может быть определено из наблюдений в участках непрерывного спектра таким образом:

$$R_{AOV}(\lambda)=O_{AOV}(\lambda)/(I_{Vega}(\lambda)*K(\lambda)) \tag{3.93}$$

и наблюдаемый абсолютизированный спектр исследуемого объекта

$$I_{instr.}(\lambda)=O(\lambda)\cdot(I_{Vega}(\lambda)*K(\lambda))/O_{AOV}(\lambda) \tag{3.94}$$

Величину

$$1/R(\lambda)=(I_{Vega}(\lambda)*K(\lambda))/O_{AOV}(\lambda) \tag{3.95}$$

называют спектром теллурической коррекции ("telluric correction spectrum").

Преимущество предложенного метода в том, что получается сразу распределение энергии объекта, выраженное в абсолютных единицах. (Разумеется, процедура наблюдения исследуемого объекта и звезды-стандарта должны быть выполнены при одинаковых условиях).

На рисунке 3.29 в качестве примера приводятся графики, иллюстрирующие некоторые этапы обработки спектра звезды HD 206267 O6.5 V(*f*), где римскими цифрами отмечены:

I. Наблюденный спектр,

II. Кривая спектральной чувствительности, сконструированная программой xtellcorr с помощью стандарта A0V,

III. Спектр пропускания земной атмосферы (соответствующая ему оцифровка на правой оси ординат),

IV. Спектр звезды, скорректированный за поглощение в атмосфере. Указаны водородные линии серии Брэкета.

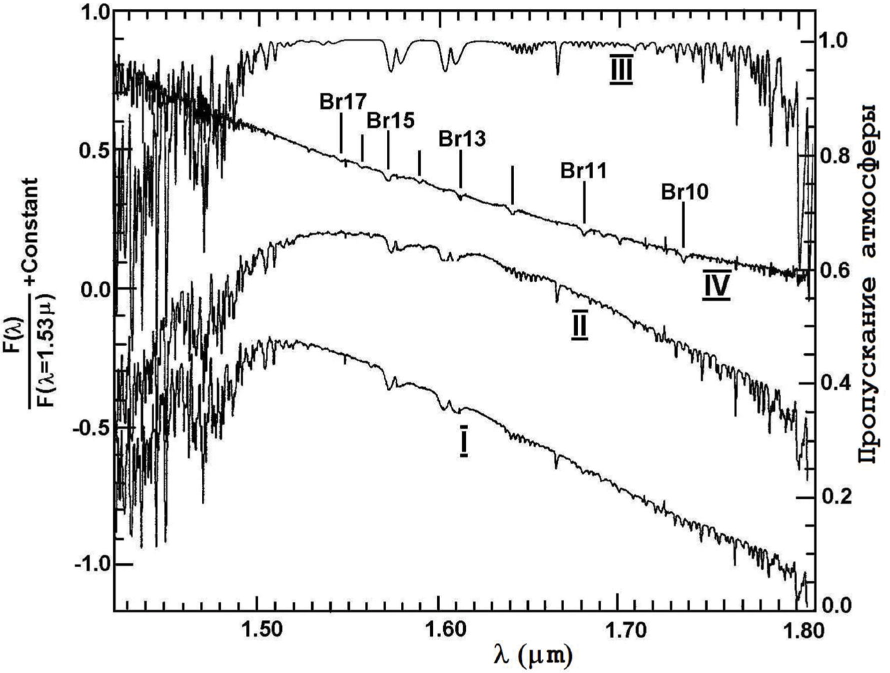

Рис.3.29. Обработка спектра звезды OV
(Вейк и др., 2003)

Таким образом, предложенная дифференциальная методика состоит из следующих этапов:

1. Нормализации наблюдаемого спектра звезды AOV в области подходящих абсорбционных особенностей.
2. Определение лучевой скорости звезды-стандарта.
3. Сдвиг модельного спектра Веги на величину этой скорости.
4. Учет покраснения и разности звездной величины Веги и звезды-стандарта.
5. Конструирование ядра свертки K(λ) из наблюдений малой области возле абсорбционных особенностей звезды-стандарта AOV и модельного спектра Веги.
6. Свертка ядра с преобразованным согласно пунктам 3) и 4) модельным спектром Веги.
7. Учет разности эквивалентных ширин сильных водородных линий в спектрах Веги и звезды-стандарта.

Разработанный и осуществленый метод доступен для применения. Программа xtellor доступна на Веб-сайте IRTF:

http://irttweb.ifa.hawaii.edu/Facility/spex

3.9. Учет атмосферной экстинкции в субмиллиметровой области

В субмиллиметровой области имеется несколько полупрозрачных окон. Некоторые фильтры, примененные в болометре SCUBA, установленном на 15м субмиллиметровом тлескопе JCMT, центрированы на окна пропускания земной атмосферы в субмиллиметровой области. На основании опыта работы с этим инструментом были обнаружены некоторые специфические особенности атмосферной экстинкции в субмиллиметровой области и выработаны способы учета влияния земной атмосферы на результаты измерений. Для учета атмосферной экстинкции применен так называемый "метод погружения" (в небо) (Skydip или небесный черпок).

Суть метода заключается в измерении эмиссии от неба как функции воздушной массы, с последующим выводом отсюда эмиссивности водяного пара в зените, и, следовательно, определением осажденной воды и атмосферной оптической толщи. По закону Кирхгофа, эмиссия и абсорбция соотносятся как

$$\varepsilon_v = a_v = I_v^{abs}/I_v^{obj} ,$$

Следовательно, пропускание атмосферы

$$I_\nu^{abs} - I_\nu^{obj} / I_\nu^{obj} = 1 - a_\nu = 1 - \varepsilon_\nu$$

Поэтому регулярно производят измерения яркости неба как функции зенитного расстояния на вспомогательном инструменте для калибровки атмосферного пропускания. На Мауна-Кеа смонтирован монитор (CSO = *Caltech Submillimetre Observatory*), который автоматически регулярно записывает результаты измерений яркостной температуры неба в районе частоты около 225 GHz (λ= 1.2 мм), и, таким образом постоянно отслеживающий количество осаждённой воды (pwv= precipitable water vapour):

$$Pwv = 20\cdot(Tau_{CSO} - 0.016)$$

В применённом "методе погружения" измеряется яркостная температура неба как функция высоты (обычно между 80° и 15°). При этом измеряют также температуру окружающей среды и температуру холодной оптики внутри криостата. Частота переключения луча от среды, оптики и фона равна 2 гц. Модель для вычисления непрозрачности неба в зените, описывающая атмосферу и оптическую систему:

$$J_{mean} = \cdot(1-\eta)\cdot J_{tel} + \eta_{tel}\cdot J_{atm} - bwf\cdot\eta_{tel}\cdot J_{atm}\cdot exp(-TauA), \qquad (3.97)$$

где:

J_{mean} – измеренная яркостная температура неба,

η_{tel} – пропускание оптики телескопа,

J_{tel} – яркостная температура чёрного тела, излучающего при температуре телескопа,

J_{atm} – яркостная температура атмосферы,

bwf – ширина фильтра, (часть фильтра (1 – bwf) непрозрачная из-за атмосферной абсорбции, подобно (Tau) является функцией содержания водяного пара).

Tau – оптическая толща в зените,

A – воздушная масса.

Была обнаружена корреляция между поглощением в полосах 225 ГГц (1.25 мм), и полосами 450 мкм и 850 мкм.

На рисунке 3.30 показано сопоставление данных, полученных с помощью CSO-монитора и определённых при помощи наблюдений в полосе 850μm.

Непрозрачность атмосферы должна определяться достаточно часто. При этом, как показывает опыт, измеренная непрозрачность должна составлять довольно ограниченную величину (τ <0.3) на воздушной массе A<1.5 . При этом ошибка в 20% на τ850 изменяет измеренный поток на 5-10%. Для τ450 дело обстоит хуже: 20%-ная ошибка изменяет измеряемый поток на 50-80%.

В результате были выработаны практические рекомендации:

1. Калибровка результатов наблюдений с помощью CSO может быть осуществлена по наблюдениям в полосе 450μm или 850μm.

2. Для аккуратного учёта влияния фона необходимо применять болометры для учета шума неба.

3. Существует корреляция между шумом неба и качеством изображения, а также между атмосферным поглощением и шумом неба.

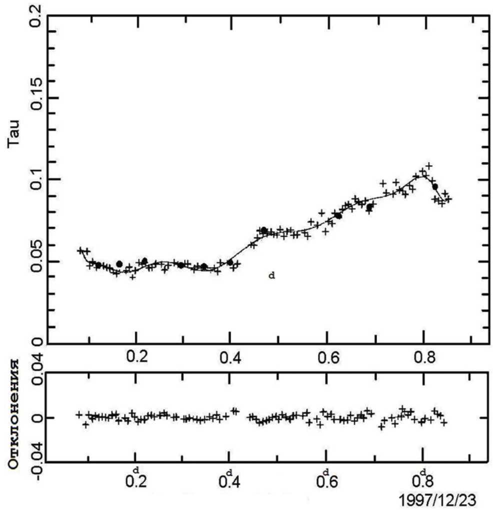

Рис.3.30. Сопоставление данных, полученных на CSO - мониторе (кресты) и из наблюдений в полосе 850μm (точки) (Арчибальд и др, 2002)

4. Шум неба в полосах 450μm и 850μm явно коррелирует, но иногда корреляция пропадает.

5. Угловое разрешение JCMT не ухудшается из-за эффекта видимости.

6. Нет явной корреляции между видимостью и дрожанием.

7. Допустимое смещение (от источника) до 180 угловых секунд не влияет на чувствительность инструмента.

Глава 4. Учёт межзвёздного поглощения

При изучении распределения энергии в спектрах небесных объектов часто необходимо учитывать влияние межзвездной экстинкции. До недавнего времени абсолютные спектрофотометрические измерения проводились в ограниченном спектральном интервале с земной поверхности, причем применявшаяся аппаратура обладала невысокой проницающей способностью. Поэтому речь шла о близких и ярких объектах, и зачастую достаточно было использовать средний закон межзвездного поглощения, полученный Уитфордом (1958). Для многих целей эта поправка обеспечивала достаточную точность.

С развитием фотоприемной аппаратуры и освоением новых спектральных диапазонов появилась необходимость получения достаточно простого рецепта учета межзвездной экстинкции в широком спектральном диапазоне, от вакуумного ультрафиолета до далёкой инфракрасной области. О значимости этой задачи красноречиво свидетельствует тот факт, что в книге В.Страйжиса "Многоцветная фотометрия звезд" (1977) данной проблеме посвящена целая глава, представляющая превосходный обзор, всесторонне освещающий проблему с точки зрения "потребителя" и содержащий достаточно полную библиографию до середины семидесятых годов.

Условно проблему учета межзвездного поглощения можно разделить на две следующие задачи:

1. Определение закона межзвездного поглощения и представление его в простой аналитической форме.
2. Построение графиков распределения поглощающей материи вдоль луча зрения для разных направлений.

В данной главе будет сделана попытка по доступным литературным источникам оценить возможность и наметить путь для выработки достаточно простого рецепта учета межзвездного поглощения при работе с наблюдательными данными из абсолютных спектрофотометрических каталогов в интервале длин волн от вакуумного ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

4.0.1 Основные компоненты межзвездной среды

Мысль о том, что пространство между звездами заполнено поглощающей свет материей, высказывалась еще во времена Гершеля. В середине девятнадцатого века В. Я. Струве оценил среднюю величину поглощения, близкую к современному значению. В начале 30-х годов Р. Трюмплер получил количественные оценки для обнаруженного в 1909 году Г. А. Тиховым межзвездного покраснения. Тогда же было установленно, что межзвездная материя концентрируется к плоскости Галактики, и ее плотность, а, следовательно, и величина поглощения, вполне удовлетворительно для высоких галактических широт описываются барометрической формулой.

Дальнейшие исследования показали, что межзвездная среда состоит из нескольких сильно различающихся по своим свойствам компонентов, представленных в табл. 4.1, взятой из книги Бочкарева (1991) и дополненной некоторыми данными из обзоров Спитцера (1981), Марочника и Сучкова (1984), Винн-Вильямса (1993). Характерные размеры, приведенные в таблице, являются ориентировочными.

Горячий корональный газ, возникающий в результате вспышек сверхновых, заполняет большую часть межзвездного пространства в виде "каверн". Так как время остывания составляет около $4 \cdot 10^6$ лет, то каверны от разных вспышек могут перекрываться. Когда ударная волна от другой сверхновой достигает границы полости, волна распространяется по ней, восстанавливая высокую температуру. Такой процесс смыкания каверн приводит к существованию "туннелей", пронизывающих всю межзвездную среду. Доля объема, занимаемая корональным газом, весьма велика, по разным оценкам – от 30 до 70% (Каплан, Пикельнер, 1979; Бочкарев, 1991).

Вследствие тепловой неустойчивости в условиях гидростатического равновесия межзвездный газ разделяется на облака ($n \approx 10$ см$^{-3}$, $T \approx 80$ K) и межоблачную среду ($n \approx 0.1$ см$^{-3}$; $T \approx 8000 \div 10000$ K). На самом деле реальные условия в межзвездной среде далеки от стационарных, поэтому разбиение лишь на две фазы встречается редко, и наблюдаемая картина гораздо сложнее.

На основе радионаблюдений на длине волны 21 см и исследования УФ-спектров были обнаружены относительно холодные облака с температурой 30-80 К и n(HI) = 20 -50 см$^{-3}$, погруженные в волокнистые структуры с температурой порядка 500 К. Окружающий их теплый HI газ имеет температуру 5000-8000 К. Основная поглощающая материя сосредоточена в облаках, между которыми имеется межоблачный газ, связанный с "горячей фазой" стандартной двухфазной модели. Диффузные облака включают в себя переходные области между корональным газом и холодной фазой стандартной модели, – так называемые "теплые" области и зоны HII низкой плотности. Распределение межзвездных облаков по размерам R и массе M носит степенной характер (Кнуде, 1984): $f(R) \approx (2R)^{-2.62}$; $f(M) \approx M^{-1.5}$.

Результаты наблюдений 123 пылевых облаков, нагретых близкими звездами, позволили Марти и др. (1992) сделать вывод о том, что среднее расстояние между облаками составляет около 46 пк, средний радиус отдельного облака – около 1.9 пк. Возможный максимум в распределении по размерам при r =2 пк отмечал также и Кнуде (1984), однако для того, чтобы сделать окончательный вывод, необходимо увеличить угловое разрешение при определении межзвездной экстинкции примерно на порядок. В последние годы стало возможным исследование более мелких облаков межзвездного газа. Структуры размером 0.05 - 0.30 пк обнаружили Паунд и др. (1990). Из наблюдений двойных звезд установлено изменение поглощения в межзвездных линиях на расстояниях 2800 AU, т.е. около 0.01 пк (Мейер, 1990). Наблюдения в радиодиапазоне с помощью VLBI показали существование структур размером до 25 AU (Даймонд и др., 1989, Мейер, 1990) и даже до 10 AU (Мур, Маршер, 1995).

Наименьшая характерная величина флуктуаций плотности установлена путем исследования мерцаний радиопульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы и составляет около $10^{10} \div 10^{11}$ см. Поглощение и физические условия внутри рассматриваемого облака сильно зависят от его плотности, определяющей, в частности, величину полного визуального поглощения A_v . Уже при $A_v \geq 3^m$ температура внутри такого облака падает до $T \geq 30$ K. При $A_v = 6^m$ водород существует полностью в молекулярном виде. В "черных" облаках при $A_v = 12^m$ температура падает до 10 K и в них наблюдается наибольшее число молекулярных соединений (Бочкарев, 1991).

Схематически некоторые основные компоненты межзвездной материи показаны на рис. 4.1, взятом из статьи Мак-Ки и Острайкера (1977).

Таблица 4.1.

	T,K	n, см$^{-3}$	Масса	Диаметр пк.	Доля объёма	A$_v$
Корональный газ	$5\cdot10^5\div10^6$	$0.003\div10^{-2}$			~0.5	
Межоблачная среда	$6\cdot10^3\div10^4$	~0.1			0.4	
Зоны HII низкой плотности	10^4	0.3			0.1	
Тёплые области HI	10^3	0.1			0.01	
Среднее диффузное облако	80(30÷70)	10 ÷ 40	100 ÷ 400	10 (5 ÷ 70)	0.01	$0.^m2\div0.^m4$
ГМО	20	~ 300	$3\cdot10^5$	~ 40(170)	$3\cdot10^{-4}$	
Газово-пылевой комплекс	10 ÷ 100	~200	$3\cdot10^4$	10		4^m
Области HII	10^4	30	300	10	~ 10^{-4}	
ИК – HII –облако	50	$4\cdot10^4$	400	0.4		30^m
Тёмное облако	10 ÷ 100	$10^3\div10^6$	300	1÷ 10	~ 10^{-5}	4^m $(1^m\div25^m)$
Большие глобулы	~ 10	10^4	20÷30	0.3	~ $3\cdot10^{-9}$	$4^m(1^m\div30^m)$
Мазерные конденсации	> 100	10^{10}	5÷10	10-5		до 1000^m

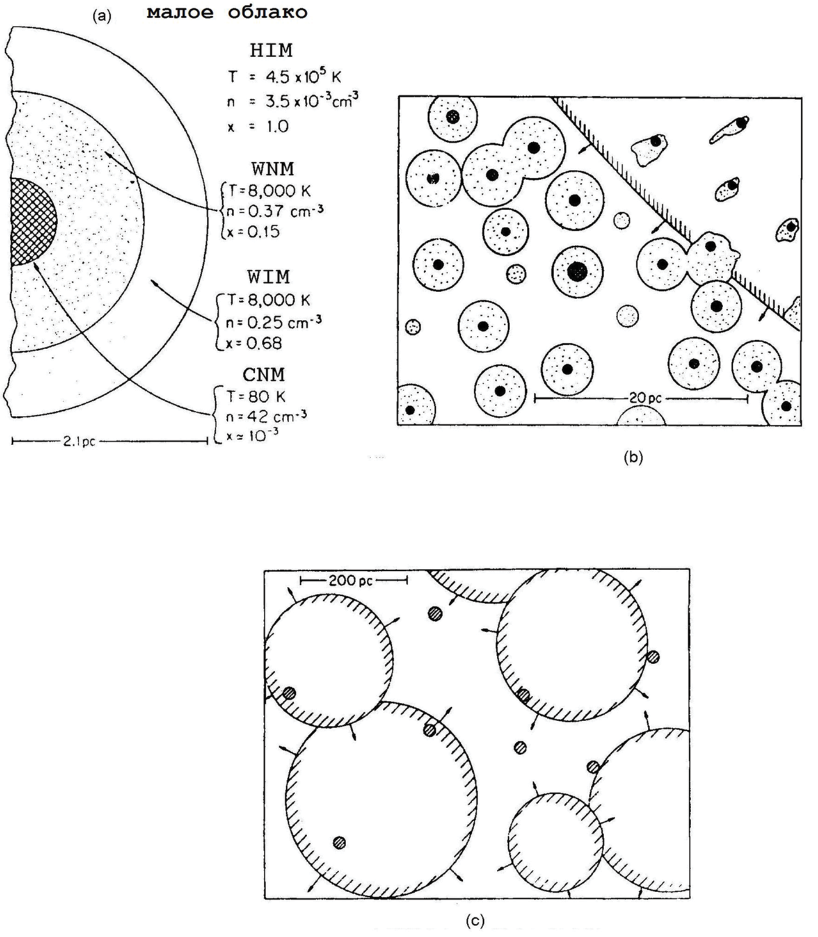

Рис.4.1. Структура межзвездной среды (Мак-Ки, Острайкер, 1977)
a) Строение диффузного облака. CNM - холодное ядро, в котором возникают обычные абсорбционные линии. WNM – "теплая" нейтральная материя, WIM - газ, ионизованный ультрафиолетовым излучением звезд, HIM - горячий межоблачный газ. b) Крупномасштабная схема, дающая примерное понятие о соответствующих факторах заполнения. Ударная волна от сверхновой воздействует на внешние области облака, модифицируя пылевые частицы.
c) Мелкомасштабная схема. Указаны только остатки сверхновых с радиусом больше 180 пк и облака с радиусом больше 7 пк.
В такой области 600 X 800 пк, содержится около 9000 облаков, подобных изображенному на первом рисунке

В среднем на луче зрения в плоскости Галактики на расстоянии в один килопарсек попадается примерно 6 средних облаков с характерным значением среднего покраснения E(B-V) = 0.06, и 0.8 большого облака с покраснением E(B-V) = 0.29. Среднее поглощение в плоскости Галактики A_v =1.^{m}9/кпк (Спитцер, 1981). В середине 70-х годов были открыты гигантские молекулярные облака (ГМО), расположенные в основном в кольцевой зоне 4 - 8 кпк от центра Галактики и содержащие около половины всего межзвездного газа. Их общее число оценивается примерно в 6000. При средних значениях T =100 K и n = 300 см$^{-3}$ температура и плотность в ядрах ГМО могут достигать T = 10 K и n =10^6 см$^{-3}$. Величина поглощения в визуальной области составляет A_v = 10^m ÷ 100^m (в уплотнениях доходит до 1000^m).

4.1. Кривая межзвездной экстинкции

В начале 30-х годов Трюмплер (1930) подтвердил, что межзвездное поглощение носит селективный характер: синие лучи поглощаются сильнее, чем красные, что приводит к изменению цвета удаленных звезд. Им же было установлено, что в диапазоне 3400 -6300 Å изменение межзвездной экстинкции с длиной волны примерно следует закону 1/λ. Несмотря на то, что с тех пор непрерывно расширялся спектральный диапазон и росло количество наблюдательных данных, открытая Трюмплером закономерность не претерпела существенных изменений. Именно с той поры принято представлять закон межзвездного покраснения в зависимости от обратной длины волны и определять поглощение по степени покраснения, благодаря чему термины "поглощение" и "покраснение" в какой-то степени стали синонимами. Описание формы кривой межзвездной экстинкции обсуждается в каждом обзоре, посвященном межзвездной материи. Некоторые важнейшие обзоры, вышедшие с начала 70-х годов, достаточно полно освещающие проблему межзвездной материи и содержащие подробные списки литературы, опубликовали Гринберг (1970), Викрамасингх и Нэнди (1972), Ааннестад и Парселл (1973), Спитцер (1981), Каплан и Пикельнер (1979), Ворошилов и Каландадзе (1983), Вощинников (1986), Матис (1987,1990), Креловски и Вегнер (1989), Бочкарев (1991), Карделли (1994), Доршнер и Хеннинг (1995), Дукати и др.(2003), Индебтоу и др. (2005). В некоторых обзорах выделены списки вышедших в последние годы важнейших монографий и сборников материалов совещаний (Вощинников, 1986; Бочкарев, 1991; Доршнер, Хеннинг, 1995).

Особый интерес, с точки зрения учета межзвездной экстинкции при проведении абсолютной спектрофотометрии, представляют обзоры Сэведжа и Матиса (1979), Масса и Сэведжа (1989), Креловски и Вегнера (1989), Креловски и Папай (1993), Карделли (1994), посвященные наблюдательным свойствам кривых.

4.1.1. Основные особенности кривой межзвездной экстинкции

Численное значение межзвездной экстинкции, включающей поглощение и рассеяние, выражают обычно в звездных величинах:

$$A(\lambda)=-2.5\cdot lg\,\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \tag{4.1}$$

где $I_0(\lambda)$ – интенсивность излучения небесного источника в отсутствии межзвездного поглощения,

$I(\lambda)$ – измеренная интенсивность, претерпевшая межзвездное поглощение на пути до наблюдателя. Оптическая толща поглощающей материи:

$$\tau(\lambda)=\frac{A(\lambda)}{1.086} \tag{4.2}$$

Разницу в экстинкции для разных спектральных областей выражает колор-эксцесс:

$$E(\lambda_1\text{-}\lambda_2) = A(\lambda_1) - A(\lambda_2), \tag{4.3}$$

$$E(B\text{-}V) = A(B) - A(V), \tag{4.4}$$

$$E(U\text{–}B) = A(U) - A(B), \tag{4.5}$$

где $A(U)$, $A(B)$, $A(V)$ – экстинкция в соответствующих полосах.

Сама кривая межзвездной экстинкции представляется либо в виде зависимости, нормированной в визуальной области: $A(\lambda)/A(V)$, либо в виде кривой покраснения $E(\lambda\text{-}V)/E(B\text{-}V)$. Обе зависимости связаны простым соотношением:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = \frac{E(\lambda\text{-}V)}{E(B-V)} \times \frac{1}{R_{\text{v}}} + 1 \quad , \qquad (4.6)$$

где

$$R_{\text{v}} = \frac{A(V)}{E(B-V)} \qquad (4.7)$$

– отношение полного поглощения к селективному, которое может изменяться в зависимости от строения поглощающих частиц в данной области неба, и является, таким образом, еще одним независимым параметром.

Закон изменения межзвездного поглощения в зависимости от длины волны, определенный Трюмплером методом пар звезд в его пионерской работе (Трюмплер, 1930), показан на рис. 4.2.

По оси ординат отложены разности между нормированными к длине волны λ=4400 Å величинами звезд из двух удаленных скоплений и стандартными звездами. Наблюдения были выполнены на бесщелевом спектрографе с регистрацией на фотопластинку. Качество наблюдательного материала оказалось таково, что даже в то время можно было бы обнаружить "излом" около 1/λ=2.25, современное общепринятое положение которого отмечено на рисунке вертикальной штриховой прямой. Средняя кривая межзвездного поглощения была определена Уитфордом (1958) для спектрального диапазона от 0.3 мкм до 2.0 мкм, доступного в то время для фотометрических наблюдений с поверхности Земли. Эту зависимость, представленную Страйжисом (1964) в виде двух отрезков, широко использовали многие исследователи на протяжении почти трех десятилетий. Результаты некоторых определений закона межзвездного поглощения в широком спектральном диапазоне, отмеченные разными значками, вместе с числом выполненных измерений, приведены на несколько преобразованном рис. 4.3, заимствованном из обзора Сэведжа и Матиса (1979).

В дополнение к указанным на рисунке определениям межзвездной экстинкции отметим некоторые исследования, выполненные в последние годы. В ультрафиолетовой области кривые межзвездной экстинкции определяли: Папай и др. (1991) – 166 кривых на основе наблюдений на TD-1, Папай и Креловски (1992) – межзвездное поглощение для 425 звезд по данным узкополосной фотометрии на спутнике ANS, Айелло и др. (1988) – 115 экстинкционных кривых по наблюдениям на IUE, Фитцпатрик и Масса (1990) – 78 кривых по наблюдениям на IUE, Дукати и др.(2003) определили межзвёздную экстинкцию A_V и R на основании 1900 наблюдений звёзд в полосах UBVRIJKL для восьми избранных областей.

Наблюдения звезд с помощью спектрометра, установленного на космическом корабле Voyager, дали возможность определения межзвездной экстинкции в области 6 ÷ 10.8 мкм$^{-1}$ (Сноу и др., 1990; Ааннестад, 1995). Многочисленные литературные ссылки на результаты определений межзвездной экстинкции в видимом диапазоне имеются в книге Страйжиса (1977), кроме того, 18 ссылок приведены в статье Ардеберга и Вирдефорса (1982), и около десятка – в статье Ховарта (1983). В инфракрасной области кривые межзвездной экстинкции строили Риеке и Лебофски (1985), Клейтон и Матис (1988), Уайнскотт и др. (1992). Индебтоу и др.(2005) уточнили кривую поглощения в инфракрасной области $1.25\mu m \leq \lambda \leq 8\mu m$ в направлении на центр Галактики.

Основные особенности зависимости межзвездного поглощения от обратной длины волны 1/λ в широком спектральном диапазоне от 0.1 до 20 мкм могут быть сформулированы следующим образом:

а) близкий к линейному рост поглощения, на который накладывается заметный "горб" около λ = 2175Å,

б) мелкая, но широкая особенность (VBS= *very broad structure*) в области λ = 4000 ÷ 7000Å,

в) резкий рост поглощения в далекой ультрафиолетовой области за 1/λ =5.5,

г) значительное влияние молекулярных полос в инфракрасном диапазоне.

Поглощение межзвездным водородом в значительной степени ограничивает исследование излучения небесных тел в далекой ультрафиолетовой области, между лаймановским скачком и областью мягкого рентгеновского излучения (912-12Å). На рис.4.4 изображена зависимость от длины волны величины σ_e – эффективного сечения поглощения межзвездной среды, рассчитанное Краддейсом и др. (1974) на один атом водорода межзвездной среды при нормальном химсоставе.

Скачки поглощения в области жесткого ультрафиолета и мягкого рентгена обусловлены фотоионизациями с К-оболочек атомов тяжелых элементов. Показано также поглощение молекулой водорода и нейтральным и ионизованным атомами гелия.

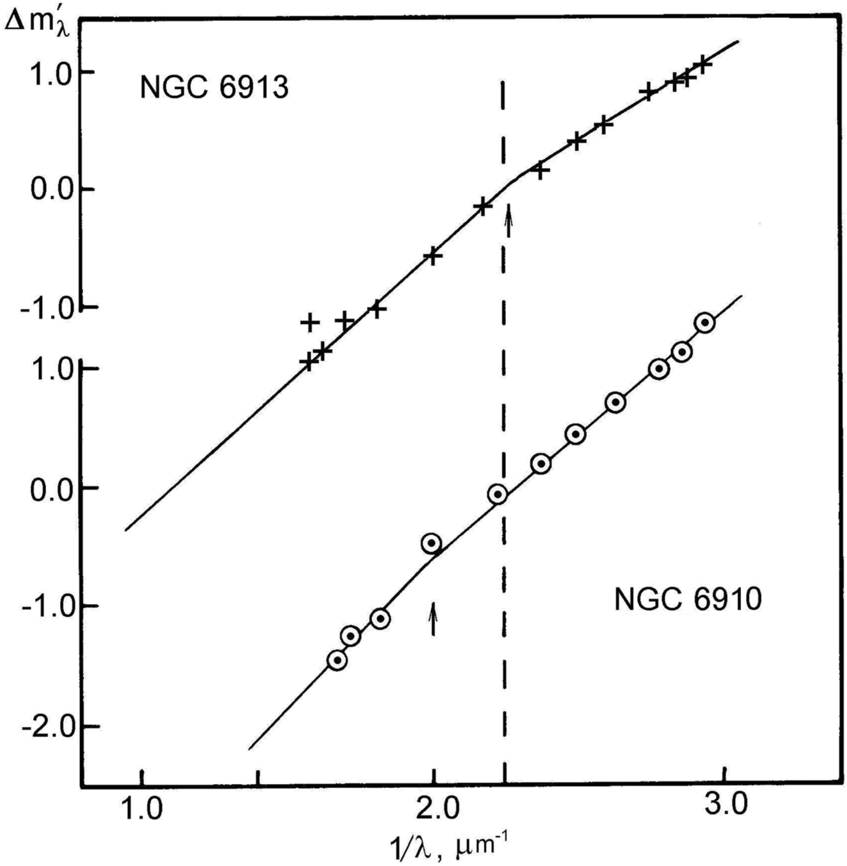

Рис.4.2. Межзвездное покраснение для двух рассеянных скоплений, определенное Трюмплером (1930). Стрелками отмечено положение "излома", полученное при аппроксимации закона межзвездного покраснения отрезками прямых. Пунктиром показано положение "излома", считающееся общепринятым в настоящее время. Относительный вклад поглощения и рассеяния различен в разных спектральных областях: в видимой области он примерно одинаков, в далеком ультрафиолете преобладает рассеяние на мелких частичках (Витт, Лилли, 1973)

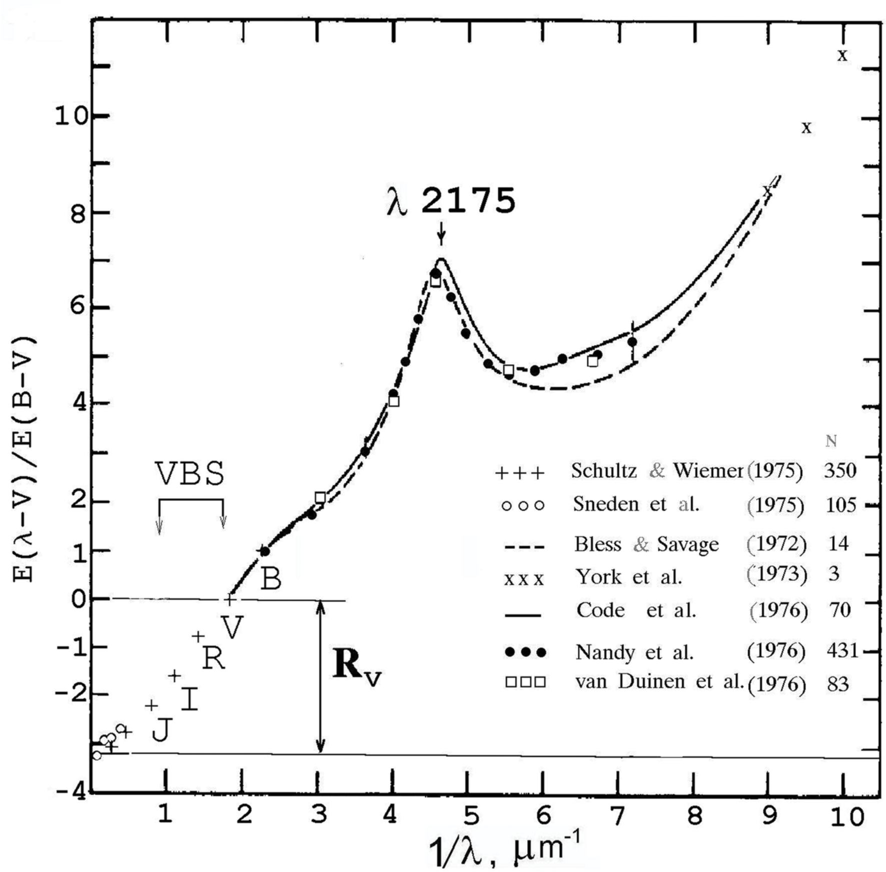

Рис.4.3. Средняя кривая межзвездной экстинкции, нормализованная к $E(B\text{-}V)=1^m$ (Сэведж, Матис, 1979)
Указано число индивидуальных определений, использованных при осреднении. Вертикальные штрихи возле точек, соответствующим кривой, определенной по наблюдениям на TD-1 (Нэнди и др., 1976), показывают вариации средней кривой

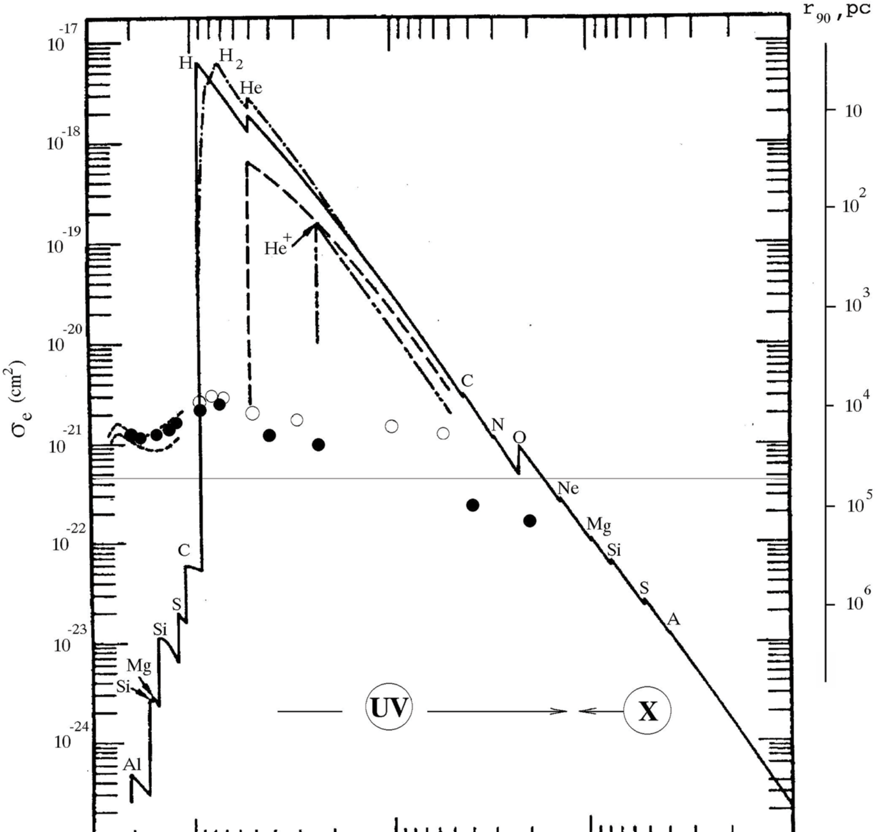

Рис.4.4. Эффективное сечение поглощения электромагнитных квантов межзвездной материей, рассчитанное на один атом водорода при нормальном космическом обилии элементов (Краддейс и др., 1974)
Разными значками указано поглощение на пыли по различным оценкам: штриховая линия - по наблюдениям на ОАО - 2 (Блесс, Сэведж, 1972), точки - по наблюдениям и теоретическим оценкам (Матис, 1990),
кружки - расчетные значения (Вощинников, Ильин, 1993)

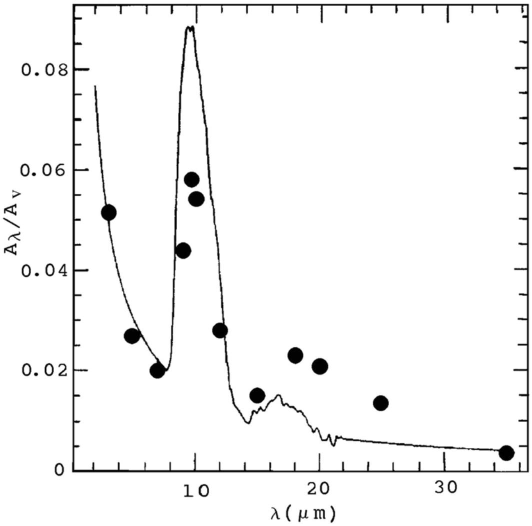

Рис.4.5. Средняя кривая межзвездной экстинкции в инфракрасной области (Коэн, 1993)
Точками обозначены средние значения из обзора Матиса (1990)

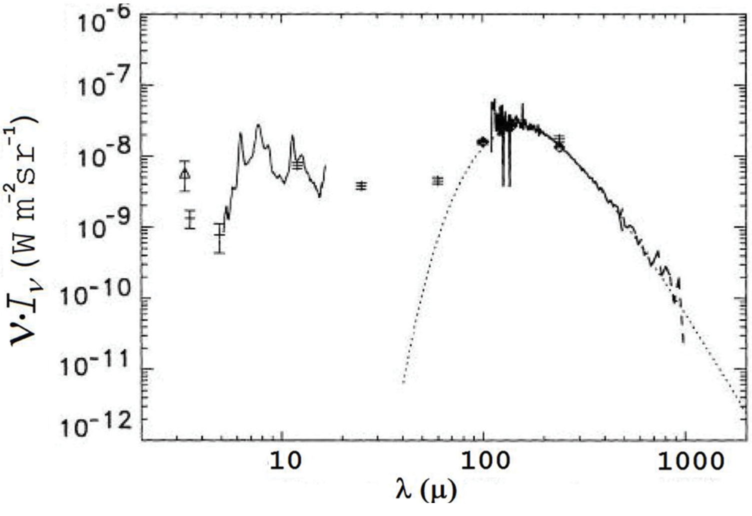

Рис.4.6. Излучение межзвездной материи в инфракрасной и субмиллиметровой области
(Боулангер, 1999)

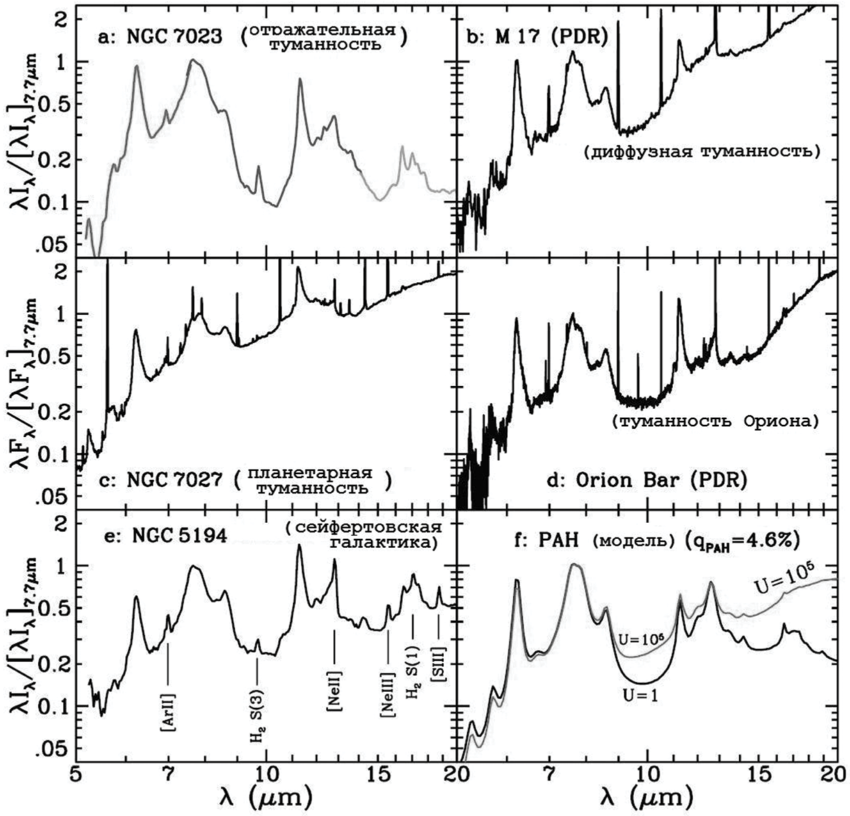

Рис.4.7. Спектр межзвёздной материи, наблюдаемый в инфракрасной области в разных объектах (Дрейн и Ли, 2007).
Обозначены некоторые межзвёздные линии.
На панелях b) и d) - спектры областей фотодиссоциации в диффузных туманностях (*PDR=photodissociation region*),
f) -модельный спектр полициклических ароматических углеводородов (ПАУ=PAH=*polyciclic aromatic hydrocarbons*)

Для межзвездной пыли значение σ_d оценено следующим образом:

$$\sigma_d = \frac{A_v}{1.086 \cdot n_H} \times \left[\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} \times \frac{1}{R_v} + 1 \right] \tag{4.8}$$

и указано на рисунке разными значками. При этом считается, что отношение полного поглощения A_v к концентрации атомов водорода n_H примерно одинаково как для плотных областей ($A_v \approx 1.5$/kpc, $n_H \approx 1\text{cm}^{-3}$) так и для межоблачного пространства ($A_v \approx 0.3$/kpc , $n_H \approx 0.2\ \text{cm}^{-3}$) и составляет около 1.5. Горизонтальная линия на рис. 4.4 соответствует нуль-пункту на рис. 4.3. Точками отмечены нормированные средние значения межзвездной экстинкции из обзора Матиса (1990), а также рассчитанные Вощинниковым и Ильиным (1993) и обозначенные на рисунке кружками.

Как видно, в области за лаймановским скачком поглощение водородом почти на три порядка превышает поглощение пылью. Максимум поглощения около 700 - 800Å, превышающий по величине в 2-3 раза известный пик около λ=2175Å, должен существовать как для силикатных, так и для графитовых частиц. Справа на рис. 4.4 показана рассчитанная Краддейсом и др. (1974) шкала для расстояния, на котором поглощение межзвездным газом для данной длины волны составляет 90%.

При этом принятое при расчете значение плотности межзвездного водорода $n_H = 0.03\text{см}^{-3}$ соответствует типичному значению для межоблачной среды в околосолнечной окрестности (на расстоянии 2-3 пк). Характерной особенностью спектра межзвездной среды в инфракрасной области являются мощные абсорбционные и эмиссионные полосы. В ближней инфракрасной области, до 15 мкм, выделяются полосы льда (3.1 мкм) и силикатов (9.7 мкм).

На рис. 4.5 показана кривая, принятая в качестве среднего закона межзвездного поглощения в инфракрасной области Коэном (1993). Поглощение в районе силикатных полос определено Уайнскоттом и др. (1992), в области 2-7.67 мкм – взята кривая N 15 Ван-де-Хюлста (1949), для $\lambda > 22.7$ мкм – принят закон $1/\lambda$. Масштаб по оси ординат многократно крупнее, чем на рис. 4.3. Точками для сравнения показаны значения для средней кривой межзвездного поглощения из обзора Матиса (1990). Отметим, что на основании многочисленных измерений, выполненных к настоящему времени, установлено, что в ближней инфракрасной области закон межзвездного поглощения приблизительно одинаков как для диффузной материи, так и для плотных облаков, и может быть выражен как $A(\lambda) \sim \lambda^{-1.8}$. (Рис.4.5)

Кривые межзвездного поглощения, полученные для некоторой конкретной области неба, иногда даже весьма значительной (размером до 10°x10°), хорошо согласуются между собой, в то время как между средними кривыми, полученными для разных областей, могут наблюдаться большие различия, далеко выходящие за пределы ошибок измерений (до множителя порядка 10). Причиной этого служит разный вклад различных поглощающих агентов в наблюдаемую кривую, другими словами, в разных местах Галактики имеется разная пыль (Доршнер, Хеннинг, 1995):

1. Пыль, образующаяся в оболочках проэволюционировавших звезд.
2. Пыль в диффузных облаках.
3. Пыль в плотных облаках.
4. Околозвездная пыль возле молодых объектов.

Отметим еще раз, что средняя кривая отображает лишь общий ход межзвездной экстинкции с длиной волны. Кривые, полученные для данной конкретной области неба, показывают различия, далеко выходящие за пределы ошибок измерений. Немногочисленные измерения межзвездной экстинкции в других галактиках показывают существенные различия, выражающиеся, прежде всего, в разной интенсивности полосы λ2175 и поглощения в далекой УФ-области.

4.1.2. Межзвездные линии и полосы

На кривую межзвездной экстинкции накладываются многочисленные линии и полосы.

С 1904 года известны линии поглощения, возникающие в спектрах удаленных звезд.

С развитием внеатмосферной астрономии стало возможным изучать сотни линий, принадлежащих разным атомам и ионам, а также некоторым молекулам. В частности, это открыло путь для изучения наиболее распространенной молекулы H_2, линии которой расположены в области вакуумного ультрафиолета. Эквивалентные ширины линий поглощения невелики. Почти все они не превышают долей ангстрема, занимая начальную и плоскую часть кривой роста, за исключением L_α – линии водорода. Например, для звезды ζOph, для которой $E(B\text{-}V)= 0.31$, $W_\lambda(L_\alpha)=5.31$Å.

Таким образом, при точной спектрофотометрии даже сравнительно близких звезд вклад межзвездной L_{α} должен быть учтен. Эквивалентная ширина линии L_{α}, попадающей на плоскую часть кривой роста, может быть оценена по формуле:

$$W_{\lambda}(L_{\alpha}) = 1.25\cdot(N_{HI})^{1/2}$$

Здесь N_{HI} – число атомов водорода на луче зрения.

Существует также ряд полос, которые пока не могут быть уверенно приписаны какому-либо поглощающему агенту – так называемые диффузные межзвездные полосы DIB (=*diffuse interstellar bands*), представляющие загадку для исследователей на протяжении многих лет. Опубликованы обзоры по проблеме диффузных полос (Хербиг, 1975; Креловски, 1988, 1989а, 1989б; Вестерлунд, 1989), а также материалы совещаний (Мак-Нэлл, 1994). Улучшение наблюдательной техники постянно приводит к новым открытиям диффузных полос. Если в обзоре Хербига в 1975 году речь шла только о 39 полосах, то на совещании в Лондонской обсерватории в 1993 году сообщалось уже о 125 уверенно отождествленных диффузных полосах в интервале 0.4÷1.3 мкм. (Мак-Нэлл, 1994), хотя, возможно, их число в указанном интервале доходит до двухсот (Дженнискенс, Десерт, 1993). Среди них наиболее изученными являются полосы λ4430; 5780; 5797; 6180; 6284Å. Эквивалентная ширина этих полос для звезд с поглощением $A_V=1^m$ составляет 1÷5Å. Наиболее заметной является полоса λ4430Å, полуширина которой составляет примерно 20Å, а полная ширина достигает 60÷70Å. Поэтому очевидно, что при проведении абсолютных спектрофотометрических наблюдений удаленных звезд вклад диффузных полос в измеряемые потоки уже становится вполне ощутимым. Совокупность диффузных полос можно разделить на три семейства. Каждое семейство определяется как система спектральных особенностей, отношение интенсивностей которых остается неизменным при переходе от одного облака к другому. Пример такого разделения для некоторых наиболее заметных полос приведен в табл. 4.3 (Креловски, Уокер, 1987):

1. Очень широкие и мелкие полосы (тип λ 4430Å). Очень чувствительны к физическим параметрам отдельных облаков, измерение эквивалентных ширин затруднено блендированием с звездными линиями и неопределенностью проведения континуума, поэтому для анализа чаще применяют центральную глубину.

Таблица 4.2. Основные спектральные особенности на кривой межзвездной экстинкции

λ , мкм	Δλ , мкм	Вещество	Абс. или эмисс.	Где наблюдается*
Поглощение за λ<1300Å		малые частицы	A	1
λ2175Å		графит?	A	1,3,4
диффузные полосы			A	1
VBS		Магнетит	A	1
ERE	~0.05		E	5
2.97		NH_3	A	2
3.07	0.7	Лёд или NH_3	A	2,9?
3.28	0.05	ЗУК , ПАУ?	E	2,5,7,8
3.4	0.08	$-CH,-CH_3$,ЗУК?	A/E	2,5.7,8
3.3-3.5		$-CH_2,-CH_3$	A	1?,2
3.5	0.08	H_2CO,ЗУК?	E	5,6
3.9	0.07	H_2S	A	2
4.61	0.10	XCN?	A	2
4.67	0.03	CO	A	2
4.9	0.07	OCS?	A	2
5.62	0.12		E	5
6.0	0.7	H_2O	A	2
6.2	0.2	ПАУ?ЗУК?	E	2,5,7,8
6.8	0.7	CH_3OH?	A	2
6.95	0.15	ЗУК?	E	5
7.7	0.5	ПАУ?	E	2,5,7,8
8.6	0.3	ПАУ?	E	2,5,7,8
9.7	3	Силикаты	A/E	1,2,3,5,6?,7,8,9
11.2	1.7	SiC	A/E	4,5
11.3	0.3	ПАУ?ЗУК?	E	2,5,7,8
12.4-13.3		ПАУ?	E	2,5
18	3	Силикаты	A/E	2,3,5,6?,7,8,9
21		$Si\ S_2$	E	5
30	~20	Mg S	A/E	4,5
43.5	2	крист.лёд?	A	2
45	19	аморфн.лёд?	E	2
157.7		[CII]	E	1
205.3		[NII]	E	1

* Примечания:
1 - диффузные облака
2 - молекулярные облака и (или) компактные области HII.
3 - кислородные звезды (O/C > 1).
4 - углеродные звезды (O/C <1).
5 - планетарные туманности и области HII.
6 - эруптивные переменные.
7- другие галактические источники.
8 - ядра галактик. 9 - кометы.
ЗУК - закаленный углеродный композит.
ПАУ - полициклические ароматические углеводороды.

Таблица 4.3. Три семейства диффузных полос (Креловски, 1989)

I	II	III
4430 4882 6177	4763 4780 5362 5449 5487 5535 5780 6196 6203 6269 6284	4726 5494 5508 5545 5797 5850 6376 6379 6614

2. Полосы с относительно симметричными профилями. Чувствительны к физическим параметрам в облаке, измерение интенсивности относительно легкое, – тип λ5780Å.

3. Полосы относительно резкие, но несимметричные. Менее чувствительны к физическим параметрам, явно отсутствуют в некоторых облаках, точное измерение затруднено из-за широкого красного крыла, – тип λ 5797Å.

Свойства диффузных полос кратко суммировал Креловски (1989а,б):

1. Профили диффузных полос остаются неизменными при переходе от одного облака к другому, меняются только интенсивности.

2. В некоторых облаках наблюдаются полосы только определенного семейства.

3. Сопоставление интенсивностей полос с E(B-V), а также с инфракрасными избытками цвета показывают, что полосы не суще-

ствуют в отсутствие покраснения, однако такую связь нельзя считать определенной и однозначной (Снеден и др., 1978). Кроме того, полосы могут возникать только в достаточно разреженных облаках.

4. Интенсивности полос зависят от формы кривой межзвездного поглощения.

Интенсивности полос "семейств" λ4430Å – и λ5780Å ослабляются, когда относительно повышена экстинкция в далеком ультрафиолете. Полоса λ2175Å не принадлежит ни к одному из "семейств".

5. Усиление экстинкции в далекой УФ-области сопровождается относительно более высокой, до 7 раз, плотностью на луче зрения простых молекулярных соединений.

6. Отсутствие диффузных полос в некоторых облаках и во всех околозвездных оболочках говорит о том, что непрерывное поглощение и поглощение в диффузных полосах производится разными агентами.

7. Существуют указания на связь диффузных полос с химическим составом рассматриваемого облака, а также на связь диффузных полос с поляризацией.

Результаты измерений диффузных полос λλ4430; 5780; 5797; 6284Å для нескольких сотен звезд в единой системе приводятся в каталоге Сноу и др. (1977). Гарсиа (1991) опубликовал каталог межзвездных линий и полос, содержащий данные для 2003 объектов в Галактике, для 86 – в Магеллановых Облаках, и для 41 – в других галактиках, исследованных до 1988 г.

На рис. 4.3 отмечены две гораздо более заметные особенности, чем упомянутые линии и полосы: "пик" λ2175Å в ультрафиолетовой области и VBS (*very broad structure*), – в видимой. Кроме того, в инфракрасной области обнаружены полосы, проявляющиеся как в поглощении, так и в эмиссии. Наиболее выдающейся является, конечно, полоса в ультрафиолетовой области λ2175Å, полуширина которой в среднем составляет 480Å. Основные свойства этой полосы, согласно Масса и Сэведжу (1989) и Матису (1990):

1. Полоса λ2175Å экстремально сильна и может принадлежать очень обильному веществу, такому, как углерод, железо, кремний или магний.

2. Центральная длина волны полосы неожиданно постоянна для большинства облаков:

λ_0=2174 ± 9Å, хотя существуют реальные вариации λ_0.

3. Ширина полосы варьируется значительно сильнее: от 360Å до 600Å.

Относительная площадь "горба" на кривой межзвездного поглощения:

$$\int \frac{A_{bump} \cdot (\lambda^{-1})}{A_V} d\lambda^{-1}$$

– изменяется лишь на множитель около двойки (Матис, 1990). Существует корреляция между полушириной полосы и средней плотностью газа вдоль луча зрения.

4. Альбедо в полосе имеет меньшие значения, чем за пределами полосы, что указывает на малый размер частиц, ответственных за полосу (малые частицы поглощают, а не рассеивают). Иногда (известно два таких случая) наблюдается рассеяние, что доказывает то, что часть частиц может быть достаточно больших размеров.

5. Полоса λ2175Å определенно существует в спектрах молодых звезд, погруженных в остатки родительского облака, но не обнаруживается в спектрах пылевых оболочек сверхгигантов (α Sco, например), или значительно, до λ2500Å, смещена в спектрах других проэволюционировавших звезд, типа R CrB.

Различные гипотезы, касающиеся физической природы частиц, проявляющихся в поглощении в полосе λ2175Å, обсуждаются в обзоре Дрейна (1989). Максимум поглощения графитовыми частицами совпадает с полосой и не смещается при возрастании размера частиц до $a \leq 100$ мкм, при дальнейшем росте до $a = 200$ мкм он смещается в длинноволновую область. Таким образом, наиболее реальным поглощающим агентом, ответственным за полосу λ2175Å, по-видимому, являются мелкие графитовые частицы. Менее разработана другая вероятная гипотеза – поглощение ионами OH^- на поверхности силикатных частиц. В видимой области точные спектрофотометрические наблюдения Уайтоука (1966) позволили обнаружить очень широкую особенность VBS (*very broad structure*), простирающуюся почти на 1000Å: от 4780 до 5770Å. Интенсивность этой особенности составляет примерно $\Delta m_D = 0.018 \cdot \Delta A_V$ (Ван-Бреда, Уайтит, 1981). Тщательные определения межзвездной экстинкции на основании данных спектрофотометрических каталогов Брегера (1976) и Ардеберга и Вирдефорса (1980) показали сложный характер этой полосы, возможно, имеющей три максимума вблизи λ5300; 5900 и 6800ÅÅ (Креловски и др., 1986).

Интенсивность VBS-полосы коррелирует с поглощением в далекой УФ-области (Рейнманн и Фридеманн, 1991; Дженнискенс, 1994). Отсутствие структуры, подобной VBS, на кривой межзвездной поляризации показывает, что она не может быть вызвана большими частицами. Скорее всего, за VBS ответственны малые углеродистые частицы, существование которых естественно объясняется эрозией частиц с оболочками, при которой образуются как малые частицы (a ≈ 0.005 мкм), так и большие (a ≈ 0.13 мкм). Большая протяженность VBS, захватывающая спектральную область V и R – фотометрических систем, оказывает влияние на измерения R_v – важного параметра межзвездного поглощения. В спектрах отражательных и планетарных туманностей в красной области наблюдается широкая эмиссионная особенность ERE (= *extended red emission*) λ5500-9000Å с пиком около λ6700Å и полушириной FWHM = 1200Å, вызванная, возможно,фотолюминесценцией гидрогенизированного аморфного углерода (Витт, 1989). Некоторые эмиссионные полосы, найденные в спектрах планетарных туманностей, указаны в табл. 4.2.

Широкие абсорбционные и эмиссионные особенности в спектре межзвездной среды, большей частью неотождествленные,открыты в последние десятилетия в инфракрасной области. В табл. 4.2, скомбинированной из аналогичных таблиц обзоров Вощинникова (1986), Матиса (1990), Бочкарева (1991), в которых можно найти большинство ссылок на первоисточники, представлены основные спектральные особенности на кривой межзвездной экстинкции.

Поглощенная в ультрафиолетовой области энергия переизлучается в инфракрасной области. Рис. 4.6, взятый из обзора Боулангера (1999), иллюстрирует термическую эмиссию галактической пыли. Содорски и др. (1994) заключили, что 60-75% светимости межзвездной материи в далекой инфракрасной области обусловлены излучением холодной пыли в диффузных облаках с температурой 17-22 К, около 15-30% – пылью в молекулярных облаках (≈19K), менее чем 10% – теплой (≈29K) пылью в протяженных HII-областях.

Эмиссионные полосы и линии

Успехи в развитии радиоастрономии привели к открытию в 1963 году линии гидроксила OH (λ18см). В 1968 году были найдены линии трёх - и четырёхатомных молекул: воды H_2O и аммиака NH_3. Через год, в 1969 году впервые были найдены линии органической молекулы H_2CO (формальдегида). Настоящий прорыв в исследовании межзвёздных молекул принесли наблюдения в далёкой инфракрасной и субмиллиметровой областях с помощью спутников IRAS, ISO и Spitzer.

На рисунке 4.7, приведённом в статье Дрейна и Ли (2007) показана часть инфракрасного спектра различных небесных объектов: отражательных галактических туманностей (NGC 7023, M17 Омега, Туманности в Орионе), планетарной туманности NGC 7027 и внегалактической туманности NGC 5194. На последнем графике показан модельный спектр излучния молекул полициклических гидрокарбонов (PAH).К настоящему времени надёжно отождествлены линии почти двухсот межзвёздных молекул, содержащих от двух до 70 атомов. На рисунке 4.8 в спектре молодой планетарной туманности NGC 7027 отождествлены полосы различных форм колебаний: валентных и деформационных.[1]

Рисунок 4.9 иллюстрирует спектр протопланетарной туманности IRAS 22272+5436. Здесь, помимо уже известных мод колебаний C-C и C-H – связей показаны также и широкие неотождествленные полосы λ21мкм и λ30мкм.

Анализ вариаций кривой межзвездной экстинкции в зависимости от рассматриваемой области Галактики привел к пониманию, что экстинкция зависит от размера частиц, соотношения газовой и пылевой составляющих межзвездной материи и ее химического состава. Соответственно, различные особенности на кривой межзвездного поглощения могут формироваться в различных областях: диффузных облаках, плотных локальных областях и околозвездных оболочках.

---

[1] Классификация колебаний по форме: ВАЛЕНТНЫЕ колебания, – это колебания, при которых меняются длины связей, а углы между связями остаются приблизительно неизменными. К примеру, когда в линейной молекуле углекислого газа CO_2 атомы углерода движутся вдоль оси молекулы (*stretch mode*). В ДЕФОРМАЦИОННЫХ колебаниях в основном изменяются углы между связями, а длины связей остаются неизменными: к примеру, когда в той же молекуле CO_2 атом углерода и атомы кислорода колеблются в противоположных направлениях перпендикулярно оси молекулы (*bend mode*)

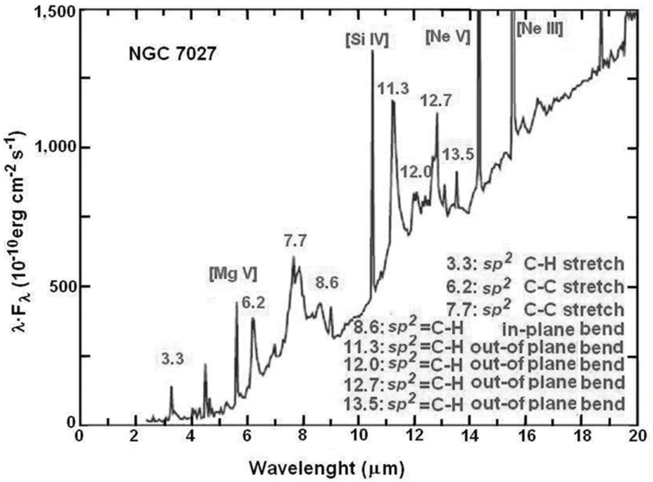

Рис.4.8. Валентные и деформационные моды колебаний ароматических соединений.
В спектре планетарной туманности NGC 7027 доминируют непрерывное излучение пыли и эмиссионные линии атомов
(Куок, 2004)

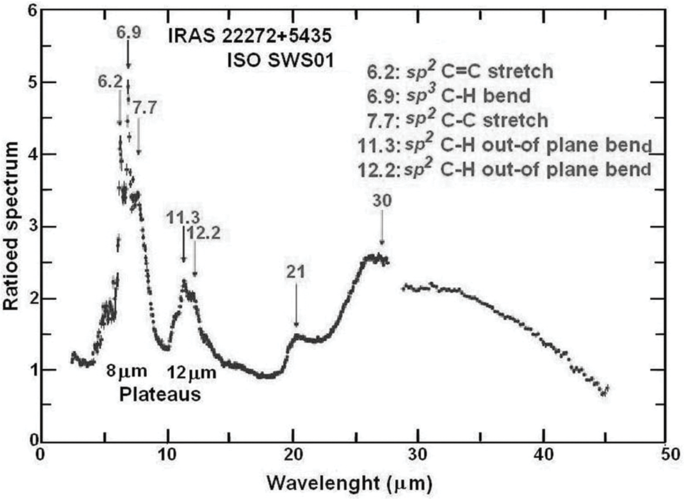

Рис.4.9. Широкие полосы органических соединений
в спектре протопланетарной
туманности IRAS 22272+5436
(Куок, 2004)

4.1.3. Межзвездная поляризация света и экстинкция

Явление межзвездной поляризации было открыто в конце 40-х годов. Итоги поляризационных исследований в известной степени подведены в фундаментальной работе Серковски и др. (1975), где, помимо списка 180 поляризационных стандартов, содержится сводка необходимых формул и графиков. Основные определения и выводы:

а) Степень поляризации, выраженная в процентах:

$$\mathrm{P} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \times 100\% \quad , \qquad (4.9)$$

где I – интенсивность света от звезды при двух положениях поляроида.

б) Менее распространенным является выражение степени поляризации в звездных величинах

$$\mathrm{m_p} = 2.5\lg\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 2.17 \cdot \mathrm{P}. \qquad (4.10)$$

в) Степень поляризации зависит от длины волны. Максимум линейной поляризации $p_{\max}$ достигается на длине волны $\lambda_{\max}$:

$$\lambda_{max}=0.555\text{-}0.03E(B\text{-}V)\ , \qquad (4.11)$$

г) Форма кривой межзвездной поляризации описывается как

$$\frac{\mathrm{p}(\lambda)}{\mathrm{p}_{\max}} = \exp[-1.15\times\ln^2(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda})]. \qquad (4.12)$$

Эта зависимость более или менее соответствует наблюдаемым значениям в широком спектральном интервале от 0.22 до 2.2 мкм.

д) Степень поляризации связана с величиной покраснения зависимостью, которая получена по наблюдениям звезд, в основном, в экваториальной зоне, и носит статистический характер: $\mathrm{P} \leq 9\mathrm{E(B\text{-}V)}$. Отношение полного поглощения в визуальной области к селективному $\mathrm{R_V}=5.5\lambda_{\max}$[мкм], хотя коэффициент пропорциональности может возрасти в некоторых плотных областях почти в полтора раза.

Соотношения между поляризацией и экстинкцией анализировали Клейтон и Матис (1988), Мартин и Уайтит (1990). Выражения для поляризации и экстинкции представляют собой свертку эффективных сечений поляризации или экстинкции с функциями распределения частиц по размерам, взятую по области распределения по размерам для ориентированных частиц. Сечения определяются материалом и геометрией поглощающих частиц, а ориентация может иметь место только при благоприятных условиях и легко может быть разрушена, так что может существовать экстинкция без поляризации. Часто употребляемый закон, связывающий основные параметры поляризации и экстинкции:

$$R_V = (1.14 \pm 0.50) + (4.28 \pm 0.80) \cdot \lambda_{max} \tag{4.13}$$

Зависимость экстинкции и поляризации от длины волны в ближней инфракрасной области представляются общим степенным законом с близким показателем (1.5-2.0), одинаковым как для диффузной материи, так и для плотных облаков. Возможно, что он имеет место и для участка между полосами силикатов 9.7 мкм и 17 мкм. На рис. 4.10 показано сопоставление наблюдаемой зависимости от длины волны для поляризации двух источников и средней кривой межзвездной экстинкции в ближней инфракрасной области (Мартин, Уайтит, 1990). Закон Серковски в более общем виде представляется как (Уилкин и др., 1982):

$$\frac{p(\lambda)}{p(\lambda_{\max})} = \exp[-K \times \ln^2(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda})] , \tag{4.14}$$

где $K = (-0.10 \pm 0.05) + (1.86 \pm 0.09) \cdot \lambda_{max}$ (4.15)

На рис. 4.11 проведено сопоставление наблюдаемых значений межзвездной поляризации с вычисленными с помощью этих соотношений. Наблюдательные данные, полученные в области вакуумного ультрафиолета в последние годы, дают основания предполагать, что имеются значительные отклонения от закона Серковски, которые ещё предстоит объяснить. Некоторые результаты определения межзвездной поляризации в ультрафиолетовой области приводятся в статьях Клейтона и др. (1995) и Андерсона и др. (1996). Там же даны многочисленные ссылки на более ранние исследования. Отмечено, что закон (4.14) действителен и в ультрафиолетовой области $(\lambda_1 \div \lambda_2) \sim 1600 \div 2000$Å для кривых с $\lambda_{\max} > 0.54$ мкм, а для кривых с $\lambda_{\max} < 0.53$ мкм поляризация оказывается избыточной по сравнению с определяемой из закона Серковски.

В Приложении 5 приводятся некоторые соотношения, связывающие межзвездное поглощение с поляризацией.

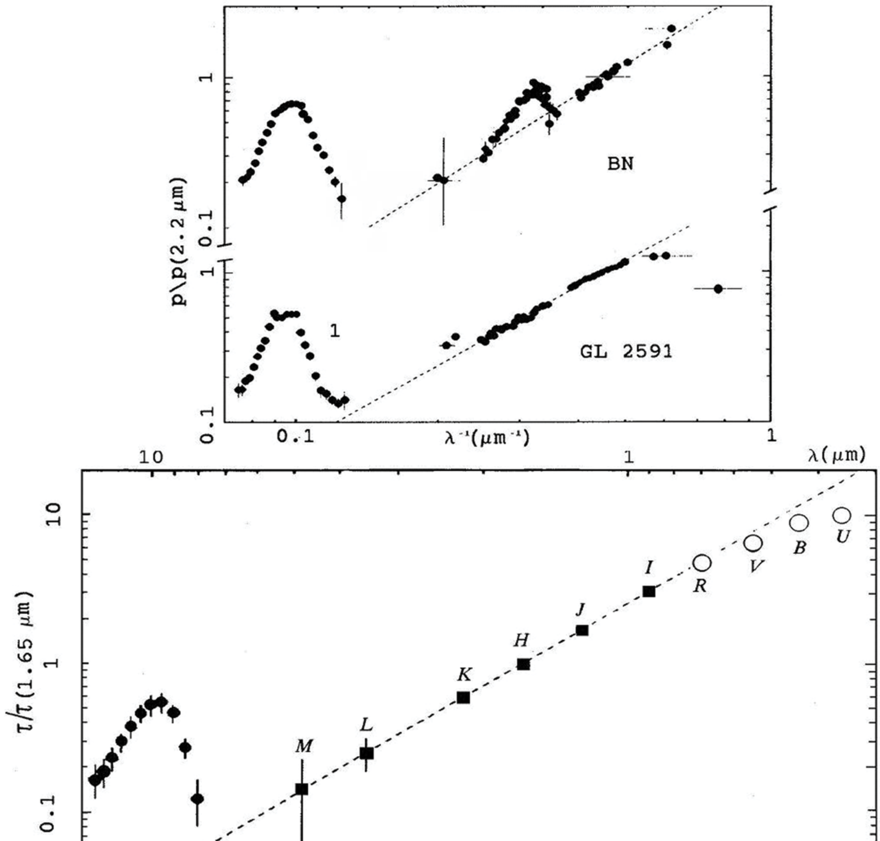

Рис.4.10. Кривые межзвездной поляризации
и экстинкции в ближней инфракрасной области
(Мартин, Уайтит, 1990)

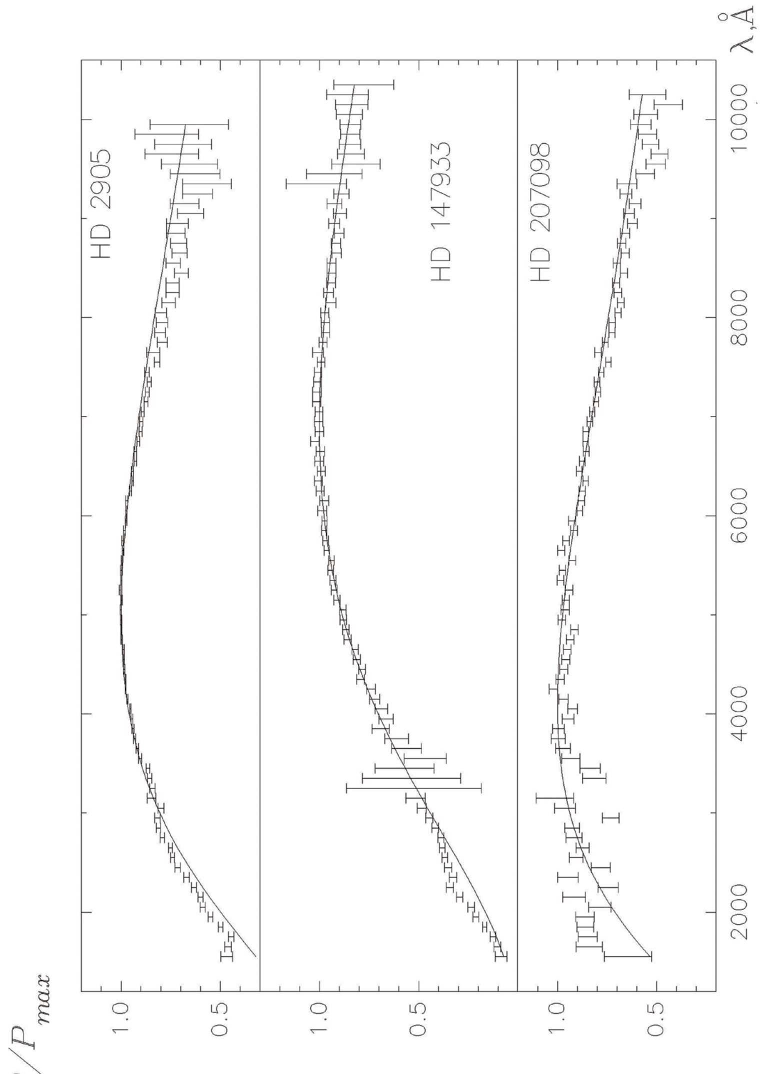

Рис.4.11. Иллюстрация закона Серковского.
Изменение межзвездной поляризации с длиной волны для звезд
с разной степенью покраснения (Андерсон и др., 1996):
HD 2905 (E(B-V)=0.^{m}33), HD 147933 (E(B-V)=0.^{m}48),
HD 207198 (E(B-V)=0.^{m}62). Закон Серковского показан сплошной линией

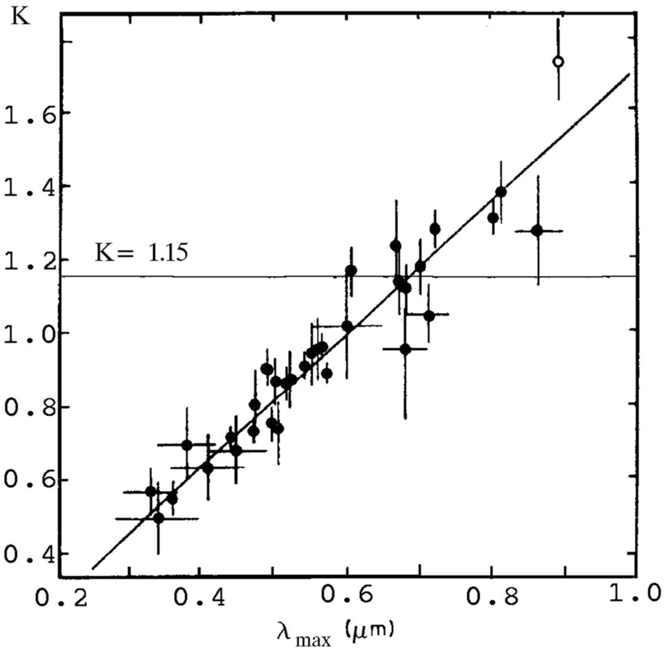

Рис.4.12. Изменение коэффициента K в формуле Серковского (Уилкин и др., 1980; Уилкин и др., 1982). Указано значение K = 1.15, первоначально принятое Серковским и др. (1975)

4.1.4. Аналитическое представление кривой межзвездного поглощения

Наряду с уточнением геометрической формы кривой межзвездной экстинкции предпринимались попытки выразить ее аналитически. Долгое время ход межзвездной экстинкции в зависимости от обратной длины волны для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов представлялся в виде отрезков двух прямых (Страйжис, 1964). Излом наблюдается вблизи $1/\lambda=2.25$, (λ=4440Å):

$$A(\lambda) = 0.45 \cdot \frac{1}{\lambda} + 0.33 \qquad \frac{1}{\lambda} > 2.25 \qquad (4.16)$$

$$A(\lambda) = 0.75 \cdot \frac{1}{\lambda} - 0.35 \qquad 0.8 < \frac{1}{\lambda} < 2.25 \qquad (4.17)$$

Этот "излом" вполне бы мог быть обнаружен на кривых Трюмплера, опубликованных в его пионерской работе (1930). В последние годы появился ряд статей, в которых предлагались различные способы аппроксимации кривой межзвездного поглощения в широком спектральном интервале (Ситон, 1979; Фитцпатрик и Масса, 1990; Карделли и др., 1992). Ситон (1979) для описания средней кривой межзвездной экстинкции в ультрафиолетовой области использовал выражения в виде суммы лоренцевого профиля и линейного члена, рост поглощения в ультрафиолетовой области он аппроксимировал параболой:

$$\frac{A(V)}{E(B-V)} = 1.56 + 1.048 \times x + \frac{1.01}{(x-4.60)^2 + 0.280} \qquad 2.70 \le x \le 3.65 \qquad (4.18)$$

$$\frac{A(V)}{E(B-V)} = 2.29 + 0.848 \times x + \frac{1.01}{(x-4.60)^2 + 0.280} \qquad 3.65 \le x \le 7.14 \qquad (4.19)$$

$$\frac{A(V)}{E(B-V)} = 16.17 - 3.2 \times x + 0.2975 \times x^2 \qquad 7.14 \le x \le 10 \qquad (4.20)$$

где $x = 1/\lambda$ мкм$^{-1}$, R=3.20.

Средняя кривая Ситона показана на рис. 4.13.

Фитцпатрик и Масса (1986, 1988, 1990) развили идею разделения кривой на несколько составляющих (рис. 4.13b):

$$E(\lambda\text{-}V)=[c_1+c_2\cdot x+c_3\cdot B(x,\gamma,\lambda_0)+c_4\cdot F(x)]\cdot E(B\text{-}V)\,, \qquad (4.21)$$

где:

γ – полуширина "пика",

$c_1+c_2\cdot x$ – линейное возрастание экстинкции,

$B(x,\gamma,\lambda 0)$ – профиль "пика" λ2175Å ,

λ_0 – центральная длина волны "пика" ,

F(x) – нелинейный член, представляющий возрастание экстинкции в далекой ультрафиолетовой области.

Для описания формы "пика" применена функция Друде и для ультрафиолетового участка кривой – кубический полином:

$$B(x,\gamma,\lambda_0) = \frac{x^2}{(x^2 - \lambda_0^{-2})^2 + x^2 \cdot \gamma^2} \quad , \qquad (4.22)$$

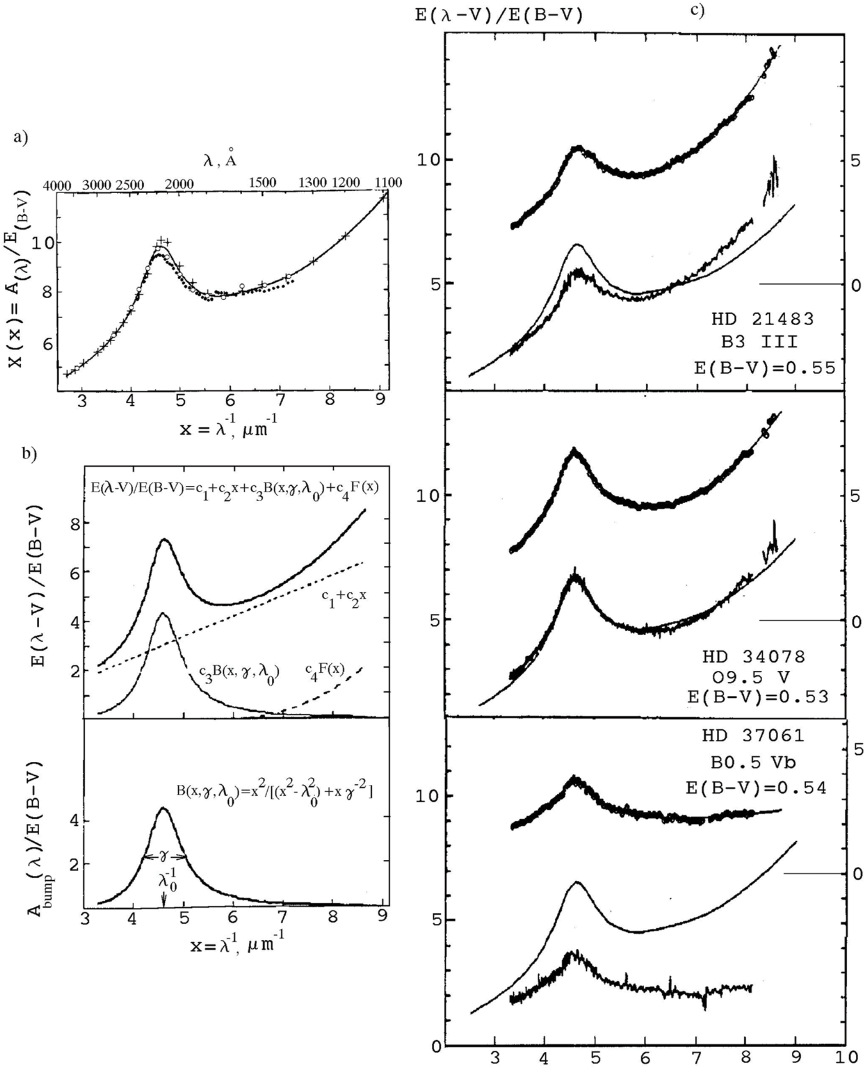

Рис.4.13. Различная аппроксимация кривой межзвездной экстинкции.
а) Кривая Ситона (1979)
кресты - наблюдаемая кривая по данным ОАО-2 (Код и др., 1976),
точки - определения Нэнди и др. (1975),
кружки - средняя кривая по данным TD-1 (Нэнди и др., 1976)

b) - Схема, поясняющая способ разложения кривой межзвездной экстинкции на главные составляющие (Карделли, 1994)
c) - Сравнение вычисленных значений межзвездной экстинкции с помощью кривой Фитцпатрика и Масса (1990) с наблюдаемыми значениями.
В нижней части графиков сплошной линией показана средняя кривая Ситона (1979)

$$F(x)=0.5393\cdot(x-5.9)^2+0.05644\cdot(x-5.9)^3, \quad x \geq 5.9мкм^{-1} \quad (4.23)$$

$$F(x)=0 \quad x \leq 5.9мкм^{-1} \quad (4.24)$$

Площадь "пика" под Друде-функцией: $A= \pi\cdot c_3/2\gamma$.

На рис. 4.13с показаны некоторые кривые, соответствующие примерно одинаковым значениям покраснения E(B-V) из атласа Фитцпатрика и Масса (1990). Как видно, предложенная аппроксимация вполне удовлетворительно описывает кривые, полученные для звезд, расположенных в различающихся по своим поглощающим свойствам областях. Существующие корреляции между коэффициентами разложения (4.21) и другими величинами, характеризующими форму кривой межзвездной экстинкции, подчеркивают физический смысл коэффициентов. В частности, Дженнискенсом (1994) установлено, что существует корреляция между интенсивностью полосы VBS и линейной частью кривой ультрафиолетового возрастания (то есть между VBS и коэффициентом c_2 кривой Фитцпатрика и Масса).

В статье Дженнискенса и Гринберга (1993) приводятся значения коэффициентов $c_1,c_2,c_3,c_4,\gamma,x_0$ для 115 кривых из атласа Айелло и др. (1988). Кроме того, ими определены средние значения этих коэффициентов для различных поглощающих областей: диффузной материи, пузырей теплого газа вокруг OB-ассоциаций, компактных (<50 пк) H II-областей (Табл. 4.4). Эти величины могут быть полезными при разного рода оценках.

В обстоятельной статье Карделли и др. (1989), включающей также анализ предложенных ранее способов представления кривой межзвездной экстинкции, даны аналитические выражения для кривой межзвездной экстинкции. При этом в качестве независимого параметра принята величина

$$R_V = \frac{A(V)}{E(B-V)}$$

– отношение полного поглощения A_V к селективному E(B-V).

Значения межзвездной экстинкции, нормированные к A_V=1, выражаются через x=1/λ следующим образом:

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = a(x) + \frac{b(x)}{R_V} \qquad (4.25)$$

Коэффициенты a(x) и b(x) для разных спектральных интервалов выражаются в виде полиномов.

Для инфракрасной области ($0.3 \le x \le 1.1$, μm^{-1}):

$$a(x)=0.574 \cdot x^{1.61}, \quad b(x)= -0.527 \cdot x^{1.61} \qquad (4.26)$$

Для видимой области выражения для коэффициентов *a(x)* и *b(x)* ревизовал О'Доннел (1994), который предложил полиномы, более точно представляющие кривую в интервале ($1.1\le x \le 3.3$, μm^{-1}):

$$a(x)=1+0.104 \cdot y-0.609 \cdot y^2+0.701 \cdot y^3+1.137 \cdot y^4-1.718 \cdot y^5- \qquad (4.27)$$

$$-0.827 \cdot y^6+1.647 \cdot y^7-0.505 \cdot y^8 ,$$

$$b(x)=1.952 \cdot y+2.908 \cdot y^2-3.989 \cdot y^3-7.985 \cdot y^4+11.102 \cdot y^5+$$

$$+5.491 \cdot y^6-10.805 \cdot y^7+3.347 \cdot y^8 , \qquad (4.28)$$

где $y=x-1.82$, μm^{-1}.

В ультрафиолетовой области ($3.3 \le x \le 8\mu m^{-1}$):

$$a(x) = 1.752 - 0.316 \cdot x - \frac{0.104}{(x - 4.67)^2 + 0.341} + F_a(x) \quad , \qquad (4.29)$$

$$b(x) = -3.090 + 1.825 \cdot x + \frac{1.206}{(x - 4.62)^2 + 0.263} + F_b(x) \quad , \qquad (4.30)$$

где для $x \le 5.9$: $F_a(x)= F_b(x) = 0$,

для ($5.9 \le x \le 8$, μm^{-1}):

$$F_a(x)= -0.04473 \cdot (x-5.9)^2-0.009779 \cdot (x-5.9)^3 \ , \qquad (4.31)$$

$$F_b(x)=0.2130 \cdot (x-5.9)^2+0.1207 \cdot (x-5.9)^3 \quad . \qquad (4.32)$$

В далёкой УФ-области ($8 \le x \le 10$, мкм$^{-1}$):

$$a(x)= -1.073 - 0.628(x-8) + 0.137(x-8)^2-0.070(x-8)^3$$

$$b(x)=13.670+4.257(x-8)-0.420(x-8)^2+0.374(x-8)^3$$

На рис. 4.14 показано сопоставление кривых межзвездного поглощения, полученных из наблюдений некоторых звезд в областях, заполненных сильно различающейся по своим свойствам межзвездной материей, и вычисленных по формулам Карделли и др. (1989). В средней части этого рисунка показано среднее значение невязок в зависимости от длины волны. Как видно, кривые достаточно хорошо представляют наблюдения межзвездной экстинкции как для плотных, так и для диффузных облаков.

Авторами (Карделли и др., 1992; Карделли, 1994) проведен анализ точности предложенной аппроксимации, в частности, Карделли (1994) отметил, что отклонения от вычисленной кривой являются расхождениями второго порядка, которые отражают реальные различия в поглощающих облаках и которые, в принципе, также можно учесть. Наибольшие отклонения от вычисленных кривых наблюдаются в плотных областях и облаках, связанных с отражательными туманностями.

Рис. 4.15 иллюстрирует отклонения вычисленной кривой межзвездной экстинкции от средних кривых, определенных в свое время разными авторами.

Таблица 4.4. Средние значения коэффициентов в разложении средних кривых межзвездной экстинкции способом Фитцпатрика и Масса(1990) для различных областей (Дженнискенс и Гринберг, 1993):
DIF - диффузной материи,
BUB - пузырей теплого газа вокруг OB-ассоциаций,
H II - компактных H II-областей.
В скобках указано число индивидуальных кривых, использованных в осреднении.
Для сравнения в последней колонке даны значения коэффициентов для средней кривой из обзора Сэведжа и Матиса(1979)

	DIF (31)	BUB (20)	H II (19)	SM 79
C1	-0.19 ±0.48	0.29 ±0.43	0.50 ±0.047	-0.23
C2	0.74 ±0.0.13	0.61 ±0.13	0.53 ±0.17	0.75
C3	3.46 ±0.53	3.55 ±0.73	2.97 ±0.38	3.61
C4	0.45 ±0.15	0.44 ±0.16	0.46 ±0.10	0.22
γ	0.943 ±0.064	0.972 ±0.091	0.961 ±0.084	1.05
x_0	4.583 ±0.016	4.582 ±0.020	4.579 ±0.017	4.560
R_V	3.2 ±0.4	3.4 ±0.7	3.7 ±0.5	3.1

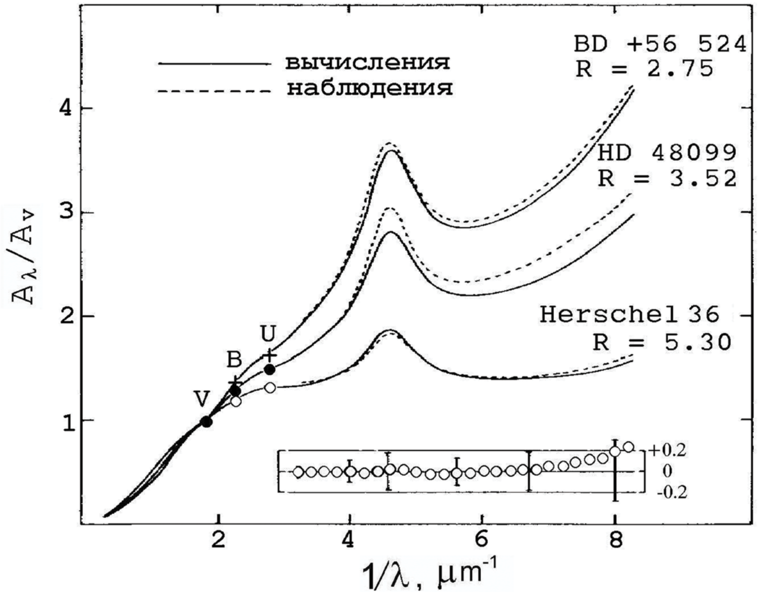

Рис.4.14. Сравнение наблюдаемых кривых межзвездной экстинкции с вычисленными по формулам Карделли и др. (1989)
На вставке вертикальными штрихами обозначены стандартные отклонения между вычисленной кривой и кривой, наилучшим образом представлющей наблюдения; кружки - разность между кривыми Ситона (1979) и вычисленными значениями для R_V=3.2

На рисунке представлены значения разности

$$\Delta\frac{A(\lambda)}{A(V)} = (\frac{A(\lambda)}{A(V)}) - (\frac{A(\lambda)}{A(V)})_{CD}$$, где

$(\frac{A(\lambda)}{A(V)})$ – средняя кривая межзвёздной экстинкции по литературным данным,

$(\frac{A(\lambda)}{A(V)})_{CD}$ – значения межзвездного поглощения, определенные по кривой Карделли и др. (1989) и О'Доннела (1994) для R_V=3.1.

Пай Ичуан (1992) составил средние кривые для Галактики и Магеллановых Облаков по опубликованным данным. Кривая для Галактики представляет собой среднее из определений Курнифа (1983) и Риеке и Лебофски (1985) в ИК-области и взятую из обзора Сэведжа и Матиса (1979) – в остальном диапазоне до 1/λ=10.

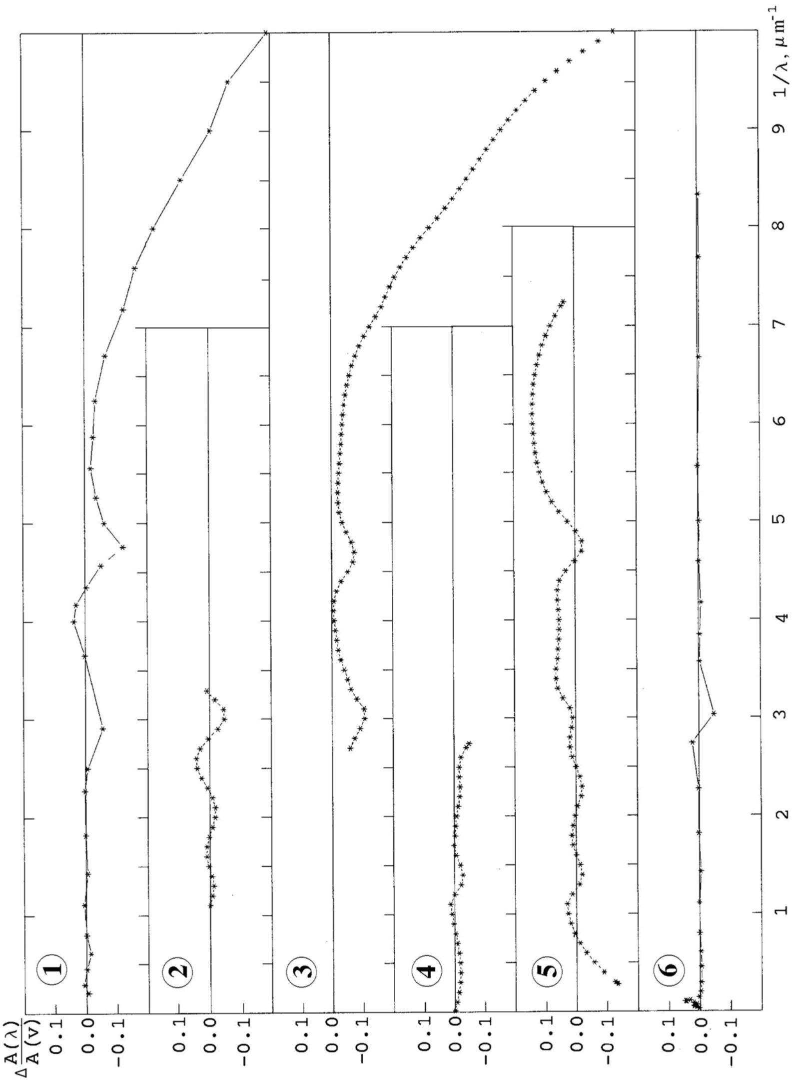

Рис.4.15. Расхождения между кривой межзвездной экстинкции, вычисленной по формулам Карделли и др. (1989) и О'Доннела (1994) для R_V=3.1 и средними кривыми, определенными разными авторами: 1 - Пай Ичуаном (1992), 2 - Карделли и др. 1989), 3 - Ситоном (1979), 4 - Ховартом (1983), 5 - Креловски и Папай (1992), 6 - Матисом (1990)

Расхождения между кривой Ситона (1979) и принятой кривой частично уже были показаны на предыдущем рисунке. Как видно, кривые Ситона (1979) и Пая (1992) довольно сильно расходятся с принятой средней в далекой ультрафиолетовой области. Ховарт (1983) предложил аналитические выражения для средних кривых межзвездного поглощения в Галактике и Большом Магеллановом облаке, которые удовлетворительно представляют наблюдения для значений 1/λ в интервале от нуля до 2.75. При построении средней кривой Креловски и Папай (1992) использовали данные каталога ANS, включающие определения почти для тысячи звезд на расстояниях до 6 кпк. Излучение от далеких звезд встречает на своем пути несколько различных облаков. Таким образом, в осреднении может участвовать поглощение, вызываемое различными агентами. Значительное число измерений сглаживает также разброс, вызванный ошибками в определении расстояний до конкретных объектов. Кривая Матиса (1990) построена для широкого интервала 0.02 - 250 мкм. На крайних участках взяты расчетные значения. В далекой ИК-области разброс в приведенных значениях может достигать множителя 1.5. Заметим, что кривая 2 на рис. 4.15 показывает, что применение формул О'Доннела в видимой области изменяет результат не более, чем на $0.^m04$. Тем не менее при точных измерениях, вероятно, имеет смысл использовать эти формулы. Параметр R_V зависит от распределения поглощающих частиц по размерам. Как показали многочисленные измерения, для диффузных облаков, по-видимому, значение этого параметра, необходимого для построения кривой, имеет постоянное значение около 3.1. Значения R_V для областей с высоким поглощением приводятся в статье Страйжиса (1978). Они могут быть оценены также из поляриметрических измерений. Для инфракрасной области $\lambda > 1$ мкм кривая уже почти не зависит от параметра R_V и для участков, свободных от межзвездных полос, по-видимому, может быть принята простая линейная зависимость (Матис, 1990).

4.2. Способы определения межзвездной экстинкции

Клочковатая структура межзвездной среды обуславливает большую трудоемкость при выяснении распределения поглощающей материи на луче зрения в данном направлении. Поэтому, несмотря на то, что изучению распределения поглощающей материи в Галактике посвящены сотни статей, работа до сих пор далека от завершения.

4.2.1. Способ Вольфа

Исторически первым для изучения темных туманностей был разработанный Вольфом метод звездных подсчетов, для которого достаточно иметь один негатив интересующей области неба. Метод основан на сравнении интегральной функции блеска в примыкающих к друг к другу светлой и темной областях неба. При этом считается, что наблюдаемая разность вызвана тем, что в темной области находится поглощающая свет туманность. Поскольку при применении метода возникали систематические ошибки, связанные с тем, что не учитывалась дисперсия в светимостях звезд, этот метод впоследствии модернизировался (Уранова, 1971). С помощью метода Вольфа был получен значительный материал о распределении поглощающей материи, не потерявший своего значения до настоящего времени.

4.2.2. Наблюдения межзвездного водорода

Метод Вольфа, примененный для подсчета галактик, дает возможность оценить общее поглощение в Галактике в данном направлении (рис. 4.16a). С другой стороны, как известно, межзвездная материя состоит из пыли и газа, причем основная ее масса сосредоточена в газовой фазе. Пыль по массе составляет около 1/160 ее части. Пыль и газ хорошо перемешаны, и по всем направлениям сохраняется зависимость покраснения от числа атомов водорода на луче зрения (рис. 4.16b). Отношение атомов водорода на луче зрения к величине покраснения определялось неоднократно как на основе радионаблюдений в линии 21 см, так и по ультрафиолетовым наблюдениям линии Лайман-альфа и линиям молекулярного водорода в близких разреженных облаках ($A_V \leq 1^m$). Сводка определений коэффициентов связи между числом атомов водорода на луче зрения и величиной покраснения приводится в Приложении 5. Наиболее надежными, по-видимому, можно считать следующие значения:

$$\frac{\mathrm{N(HI)}}{\mathrm{E(B-V)}} = 4.93\times10^{21}\,\frac{\text{атомов}}{\text{см}^2\,\text{зв.вел.}} \quad \text{(Диплас и Сэвердж, 1994),} \qquad (4.33)$$

$$\frac{\mathrm{N(HI+H_2)}}{\mathrm{E(B-V)}} = 5.8\times10^{21}\,\frac{\text{атомов}}{\text{см}^2\,\text{зв.вел.}} \text{(Болин и др.,1978).} \qquad (4.34)$$

Как видно, обе статистические зависимости, показанные на рис. 4.16, обнаруживают значительный разброс, вызванный неравномерным распределением галактик в пространстве в первом случае, а также переменностью отношения газа к пыли, – во втором. Комбинируя эти зависимости, можно до некоторой степени устранить эти систематические эффекты и получить оценку поглощения в данном направлении. Полученные таким методом карты распределения поглощающей материи опубликованы Бурстейном и Хейлесом (1982) для галактических широт $|b|>10^o$. Линии изоэксцессов проведены через $\delta E(B-V)=0^m.03$. Подчеркнем еще раз, что зависимость между покраснением и излучением нейтрального водорода имеет статистический характер и, как следует из рассмотрения рис. 4.16, ожидаемая точность определения E(B-V) вряд ли лучше нескольких сотых долей звездной величины.

В плотных ($A_V > 6^m$) облаках водород существует только в молекулярном виде. Молекулярный водород трудно наблюдать, так как энергия колебательных уровней молекулы много больше, чем характерная кинетическая температура облаков (к примеру, расстояние между уровнями перехода J=2-0 орто – H_2 соответствует энергии 509 К), во-вторых, вероятность переходов очень мала, так как разрешены квадрупольные переходы (к примеру, $A(2\text{-}0)=2.95\cdot10^{-11}\mathrm{sec}^{-1}$). С другой стороны, еще одна изобильная молекула, молекула окиси углерода, также присутствует в молекулярных облаках и излучает в области миллиметровых длин волн. В статье Фреркина и др. (1982) приведена подробная библиография, и для принятых средних значений:

$$\frac{N(C^{18}O)}{N(C^{17}O)} = 3.5 \quad \text{и} \quad \frac{N(C^{18}O)}{N(^{13}C^{18}O)} = 75$$

даны соотношения, связывающие число молекул на луче зрения N(CO) и $N(H_2)$ и поглощение A_V в широком диапазоне значений ($21^m > A_V > 4^m$):

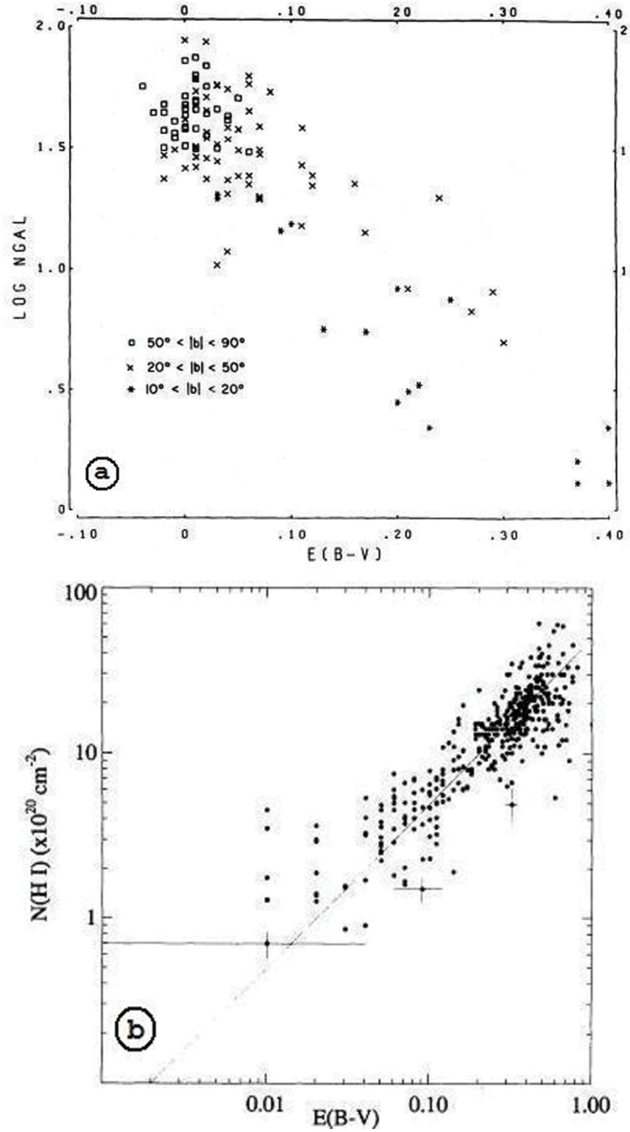

Рис.4.16. a) Определение поглощения методом подсчета галактик (Бурстейн и Хейлес, 1978)
b) Соотношение между покраснением и числом атомов нейтрального водорода HI на луче зрения (Диплас, Сэведж, 1994)

$$N(C^{18}O)=1.7\cdot 10^{14}(A_V-1.3)\ молекул/см^2.$$

Для плотных ядер облаков:

$$N(H_2)=\left(\frac{N(C^{18}O)}{1.7\times10^{14}}+1.3\right)\times10^{21}\,\frac{молекул}{см^2}$$

Последнее выражение выведено для облака в Тельце, которое, по-видимому, можно считать типичным. Облако ρ Oph отличается по своим параметрам, и для него выведены другие соотношения. В Приложении 5 приводятся формулы, связывающие некоторые наблюдаемые величины с плотностью атомов водорода на луче зрения. Существует кольцо молекулярного водорода на расстоянии 5 - 8 кпк от центра Галактики. Библиографию наблюдений, выполненых в радиодиапазоне с 1955 по 1989 гг. по радиорекомбинационным линиям HII, в линии 21 см нейтрального водорода HI и линиям различных молекулярных соединений, составил Кэмпбелл (1990). Кроме сведений о примененном телескопе, приводятся также рабочая частота, угловое разрешение и размер небесной площадки (выраженный через граничные интервалы экваториальных координат).

4.2.3. Метод пар звезд

С развитием фотометрической аппаратуры и повышением точности измерений стало возможным не только оценить общее поглощение, но и изучать его ход в зависимости от длины волны. В настоящее время широко применяется метод пар звезд, в котором сравниваются потоки от звезды в исследуемой области неба и стандартной звезды того же спектрального класса и светимости. Сравнивая потоки в разных длинах волн, можно сразу же определить форму кривой межзвездного поглощения.

Неопределенность в потоке, приписываемом стандартной звезде, войдет в определяемое значение межзвездного поглощения, поэтому для метода пар особенно важное значение имеет предварительное определение потока от стандартной звезды. Часто бывает трудно найти стандартную звезду той же самой температуры и светимости, в то же время ошибка в спектральной классификации стандартной звезды может привести к значительной погрешности в определении межзвездной экстинкции, особенно в ультрафиолетовой области.

В последние годы достигнуты значительные успехи в расчетах моделей атмосфер ранних звезд, поэтому все чаще для сравнения применяют теоретическое распределение энергии (Ааннестад, 1995; Креловски, Папай, 1993). Метод пар является наиболее надежным, и в приложении к стандартной UBV-системе позволяет обеспечить точность в определении A_V около ±0.05. В случае отсутствия спектроскопических данных используются калиброванные фотометрические индексы. Наиболее широкое распространение получили uvby-, DDO - , и женевская фотометрические системы. Фотометрический метод широко применяется при исследовании скоплений. Он позволяет определять не только расстояния и покраснение, но и оценивать химический состав. Основным способом определения расстояний до рассеянных скоплений является совмещение на диаграммах "величина-цвет" их главных последовательностей. При этом учитываются не только различия химического состава, но и время эволюции скопления (Холопов, 1981). Использование фотометрических систем в более широком диапазоне длин волн имеет очевидные преимущества, в частности, применение показателей (B-I) и (V-I) вместо (B-V) приводит к более точным оценкам как в приложении к рассеянным скоплениям (Натали и др., 1994), так и к шаровым (Сараджедини, 1994). Определенную трудность представляет определение поглощения внутри самого скопления, так как газ и пыль распределены внутри скопления крайне неоднородно. Панди и др. (1990) выполнили анализ фотометрических данных для 64 молодых скоплений и нашли, что собственное покраснение ΔE(B-V) может достигать $0.^{m}11$ и выше. Каталог Мурмие (1992), имеющийся в Страсбургском центре звездных данных, включает разнообразные сведения, в том числе и фотометрические, о 212128 звездах в рассеянных скоплениях. Все данные содержатся почти в 600 файлах, есть удобная система поиска и отбора необходимой информации. Кроме того, в Центре имеются следующие каталоги: 89-ти ассоциаций, 137 шаровых скоплений, 1112 рассеянных скоплений (Рупрехт и др., 1994). Каталог 44 рассеянных скоплений в Малом и 121 скопления в Большом Магеллановом Облаках составили Сагар и Панди (1989). Сведения о межзвездном поглощении для 9 ассоциаций содержатся в каталоге Джермени и Стенсела (1992), для 434 рассеянных скоплений – в каталоге Джейнс и Адлера (1982), 115 рассеянных скоплений – в каталоге Баттинелли и др. (1994). Фотометрические данные для шаровых скоплений содержит каталог

Камерон Рид (1985), включающий интегральные BV-величины для 701 скопления и UBV-величины для 405 скоплений. Межзвездное покраснение оценено для 93 шаровых скоплений (Камерон Рид и др., 1988), значения E(B-V) для 48 объектов (из 138) получены Телло (1994).

4.2.4. Эмиссионные линии газовых туманностей

Бальмеровский декремент эмиссионных линий, возникающих в туманностях в результате рекомбинаций, слабо зависит от температуры и практически может считаться постоянным. Поэтому для оценки межзвездного покраснения может быть применен метод сравнения наблюдаемых отношений интенсивностей с теоретически рассчитанным. Чаще всего используются отношения $H_\alpha : H_\beta : H_\gamma$. Иногда применяется отношение интенсивностей линий HeII λ4686 : HeII λ1640. Аналогичный подход заключается в сравнении наблюдаемых и теоретически рассчитанных интенсивностей бальмеровских и пашеновских линий, происходящих с одного и того же верхнего уровня. Для рекомбинации (случай B) при типичных условиях ($T_e=10^4$K, $n_e=10^4$cm^{-3}) величина логарифмической экстинкции в видимой области (Стасинска и др.,1992):

$$C_{opt} = -\frac{1}{f(\alpha)} \cdot \frac{(H_\alpha / H_\beta)}{2.85} \qquad , \quad f(\alpha)= -0.325$$

Еще один способ основан на том, что излучение в радиоконтинууме имеет ту же самую зависимость от плотности, что и излучение в линиях, и слабо зависит от температуры. Поскольку при этом радиоизлучение почти не подвержено поглощению пылью, то по излучению в радиоконтинууме можно вычислить излучение в водородных линиях. Таким образом, если вместе с измерениями в видимой области еще имеются и наблюдения, выполненные в радиоконтинууме, то из сравнения потоков в радиоконтинууме с потоком в линии сразу может быть получена величина полного поглощения в длине волны, соответствующей этой линии. Чаще всего берут линию H_β. Обозначая $F^c(H_\beta)$ – вычисленную интенсивность линии, а через $F^o(H_\beta)$ – наблюдаемую, получаем для R_V = 3.1 величину поглощения (Потташ, 1987):

$$C = \lg\frac{F(H_\beta)_{теор.}}{F(H_\beta)_{набл.}} = 1.46 \times E(B-V) \qquad (4.35)$$

Это отношение не зависит от концентрации и слабо зависит от температуры. Сравнение показало, что значения поглощения, определенные по интенсивностям бальмеровских линий, в среднем в 1.2 раза выше, чем определенных по отношению радиопотоков к H_β. Расхождение может быть устранено, если принять, что для большей части планетарных туманностей, расположенных вне спиральных рукавов, должен быть принят закон межзвездного поглощения с $R_V = 2.7$ вместо обычного среднего $R_V = 3.1$, что кажется естественным, если вспомнить, что более крупные частицы, которым соответствуют большие значения R_V, сосредоточены в пылевых комплексах, а межоблачная пыль состоит из частиц меньших размеров (Стасинска и др., 1992; Тиленда и др., 1992).

Для оценки величины межзвёздного поглощения применяют иногда также метод сравнения наблюдаемого распределения энергии в районе известной полосы λ2175Å с ожидаемым ходом непрерывного спектра горячего ядра планетарной туманности. Для определения межзвездного поглощения применяют также сравнение с расчетными наблюдаемых интенсивностей запрещенных линий. Миллер (1968) применил для этой цели линии [SII]. Для соответствующих двух линий λ4068 и λ4076 есть четыре линии в инфракрасной области λ10287, λ10321, λ10339, λ10373, происходящих с того же самого верхнего уровня. Отношение интенсивности каждой инфракрасной линии к фиолетовой зависит только от вероятности перехода и длины волны:

$$\frac{I(ir)}{I(\mathrm{v})} = \frac{A(ir)}{A(\mathrm{v})} \cdot \frac{\lambda(\mathrm{v})}{\lambda(ir)} \qquad (4.36)$$

Здесь I – интенсивность, A – вероятность перехода, λ – длина волны перехода с того же самого верхнего уровня. Кроме линий [SII], возможно, могут оказаться полезными линии [OII]: λ2470Å, λ7325Å. Недостатки метода – низкая интенсивность линий, ошибки абсолютной калибровки и ошибки в значениях вероятностей переходов. Средняя точность определения межзвездного поглощения – около 50% (Уомплер, 1968). В настоящее время известны сотни планетарных туманностей, для которых оценено межзвездное поглощение (Тиленда и др. (1992) – около 900 объектов; Эккер и др. (1991) – 275 туманностей; Потташ (1996) – 50 туманностей; Мартин (1994) – 8 туманностей). Некоторой модификацией метода можно считать предложенный Конти и Моррисом (1990) способ определения межзвездного поглощения для звезд типа Вольф-Райе из сравнения отношений эквивалентных ширин эмиссионных линий (не зависящего от расстояния и экстинкции) к потокам в этих же линиях (зависящим от межзвездного поглощения).

4.2.5. Поляриметрические измерения

Поляриметрический метод исследования, упомянутый выше,широко используется для построения карт распределения межзвездной материи в пространстве. Средняя точность современных поляриметрических измерений составляет около ± $0.^m002$. Между тем, применяя крупные инструменты и высокочувствительные фотоприемники, в настоящее время можно повысить эту точность до $\pm 0.^m0001$ (Тинберген, 1984). Таким образом, с помощью поляриметрических данных возможно оценивать межзвездное покраснение с точностью $\delta E(B\text{-}V)= \pm 0.^m001$, недоступной другим методам. Поэтому поляриметрический метод особенно широко используется при исследовании ближайших окрестностей Солнца. Сводку поляризационных измерений для 313 близких звезд, находящихся на расстоянии меньше 600 пк от Солнца, составил Крауттер (1979). Каталог Белоуза (1996) содержит данные для 1600 объектов, наблюдавшихся в 1977-1981 гг.

4.2.6. Исследования в инфракрасной области

Влияние межзвездной материи, состоящей из пыли и газа, может быть обнаружено трояким образом: по поглощению света звезд в видимом и ультрафиолетовом диапазонах, в радиодиапазоне по излучению (или поглощению) нейтрального водорода и углекислого газа, связанного с молекулярным водородом, по инфракрасному излучению пыли циррусов, нагретых излучением близких звезд.

Рис. 4.17, взятый из статьи Боулангера и др. (1994), иллюстрирует связь измеренного инфракрасного излучения межзвездной материи с поглощением в видимой области. Как видно из рассмотрения рисунка, ожидаемая точность определения A_V, по-видимому, будет порядка нескольких десятых долей звездной величины. Опыт построения карт распределения межзвездной материи для нескольких областей в Галактике по наблюдениям межзвездных циррусов, выполненным с помощью спутника IRAS, показал плодотворность такого подхода. Главную часть проекта – построение карт, – планировалось закончить, когда будут получены параллаксы звезд с помощью спутника HIPPARCOS (Гаустад, Ван Барен, 1993). К настоящему времени такие карты уже получены, благодаря большим инфракрасным обзорам, выполненными в последние годы (подробнее об этом будет сказано далее).

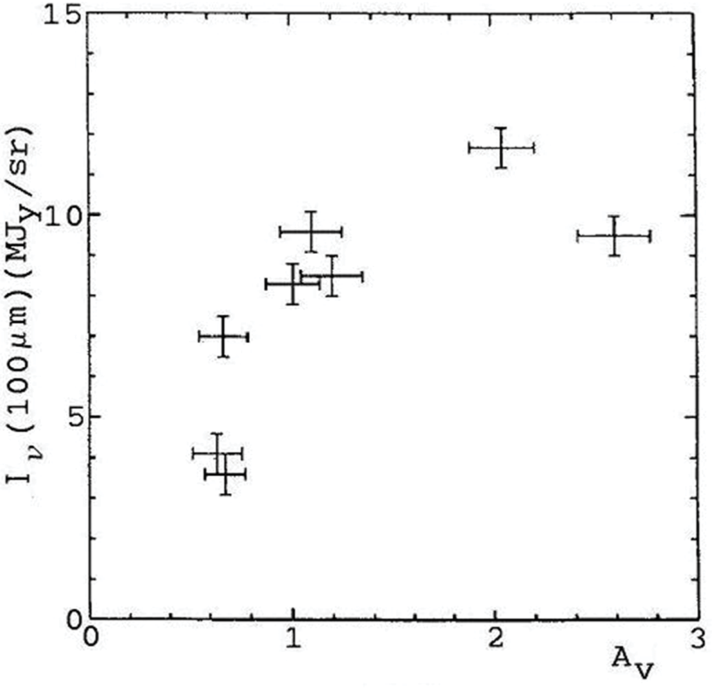

Рис.4.17. Соотношение между яркостью неба в далекой инфракрасной области, измеренной на IRAS в полосе 100 мкм и величиной межзвездного поглощения в визуальной области. Значения поглощения A_V оценены с помощью колор-эксцессов E(V-K) (Боулангер и др., 1994)

4.2.7. Статистические оценки

Для грубых оценок, с точностью до нескольких десятых звездной величины, можно использовать также статистические зависимости "период-светимость" и "период-цвет" для пульсирующих переменных. Цефеиды с более коротким периодом имеют в среднем более ранний спектральный класс и меньшую светимость. Оценки E(B-V) в однородной фотометрической шкале для 328 цефеид выполнил Ферни (1990). Расширение фотометрических исследований в инфракрасный диапазон значительно увеличивает точность определения расстояния: погрешность модуля расстояния в полосе K почти на порядок ниже, чем для полосы V (Шехтер и др., 1992). Кроме того, можно получить независимые оценки величины $R_V=A_V/E(B\text{-}V)$ (Лэни, Стоби, 1993).

4.2.8. Поглощающая материя в далёких галактиках

Межзвёздная экстинкция определяется рассеивающими и поглощающими свойствами частиц, расположенных между излучающим телом (звездой или галактикой) и наблюдателем. В частности, в случае протяжённых объектов, излученный свет частично может быть рассеян в направлении наблюдателя, и эффективное ослабление будет меньше чем в случае простого поглощающего экрана, расположенного между объектом и наблюдателем и будет зависеть от длины волны (Фишера,2003; Калцетти, 2001; и ссылки там). На основе наблюдений в далёкой УФ-области, дополненными данными инфракрасной фотометрии, было предложено аппроксимировать кривую межзвёздного поглощения для галактик с активным звездообразованием простым многочленом (Фишера и др.,2003):

$$k(\lambda)=A(\lambda)/E(B\text{-}V)=a+b/\lambda+c/\lambda^2+d/\lambda^3, \qquad (4.37)$$

Отношение полного поглощения к селективному в видимой области:

$R_V= A(V)/E(B\text{-}V)= 4.05\pm0.8$, то есть больше общепринятого среднего значения для диффузной материи R_V=3.1. Усиленное поглощение в областях HII объясняется тем, что они ассоциируются с облаками межзвёздной пыли.

Турбулентные движения в межзвёздных пылевых облаках приводят к понижению общего хода кривой. Интенсивное ультрафиолетовое излучение в областях звездообразования разрушает межзвездные пылинки, испаряет их ледяные мантии и разрушает молекулярные связи молекул, синтезированных на их поверхности. Возможно, что это одна из причин уменьшения интенсивности известной полосы λ2175. Трудности в определении собственного поглощения в околоядерных областях активных ядер галактик долгое время препятствовали оценке распределения энергии в их спектрах, необходимого для интерпретации эмиссионного спектра и понимания физических условий вблизи чёрной дыры в центре галактики. Основные особенности кривой поглощения для активных ядер, по сравнению с обычной кривой поглощения в Галактике, заключаются в отсутствии полосы λ2175 и отсутствии заметного подъёма в далёкой ультрафиолетовой области (МакКи и Петросян, 1974; Питман и др., 2000; Майолино и др.,2001; Гаскелл и др.,2004). Принятая в настоящее время модель активного ядра включает центральное ядро, из которого вытекают две струи "синхротронной плазмы" (Шойер, 1974; Брендфорд и Рис, 1974). Струи излучают в высокочастотном радиодиапазоне. Эти струи содержат магнитное поле и высокоэнергичные электроны. В сверхзвуковых джетах формируются интенсивно излучающие области высокого давления.

Вдалеке от активного ядра галактики ослабляющийся джет становится субзвуковым и турбулентным. Радиоизлучение приходит не от самих джетов, а от расширяющихся облаков (lobes), порождённых джетами. В мощных источниках видны горячие пятна, которыми заканчиваются джеты. Часто для иллюстраций приводят различные графики поглощения в зависимости от длины волны, поэтому имеет смысл напомнить соотношение между величиной поглощения A_λ и избытком цвета E(λ-V):

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = \frac{A_\lambda - A_V}{A_V} + 1 = \frac{A_\lambda - A_V}{R_V \cdot E(B-V)} + 1 = \frac{1}{R_V} \cdot \frac{E(\lambda - V)}{E(B-V)} + 1$$

Гаскелл и др.(2004) определили среднюю кривую для большой выборки квазаров MQS (= *Molonglo Quasar Sample* - Бэкер и Ханстед, 1995) и показали, что большинство из них испытывают существенную экстинкцию, имеющую плоский характер в далёкой УФ-области. На рис. 4.19 разными значками обозначены определения для галактик с различными значениями R_o – отношения потока радиоизлучения в ядре к излучению в боковых долях.

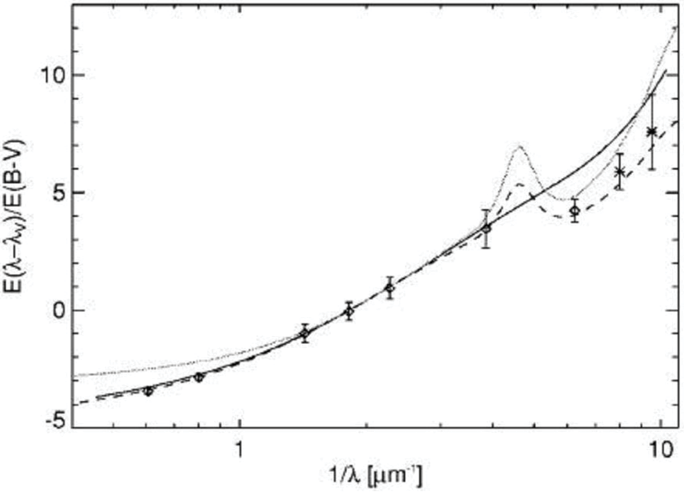

Рис.4.18. Средние кривые межзвёздного поглощения.
Сплошная линия, - кривая Калцетти, тонкая линия, - средняя кривая межзвёздного поглощения в Галактике,
пунктир, - экранирование пылью с
учётом турбуленции по данным Фишера и др., 2003

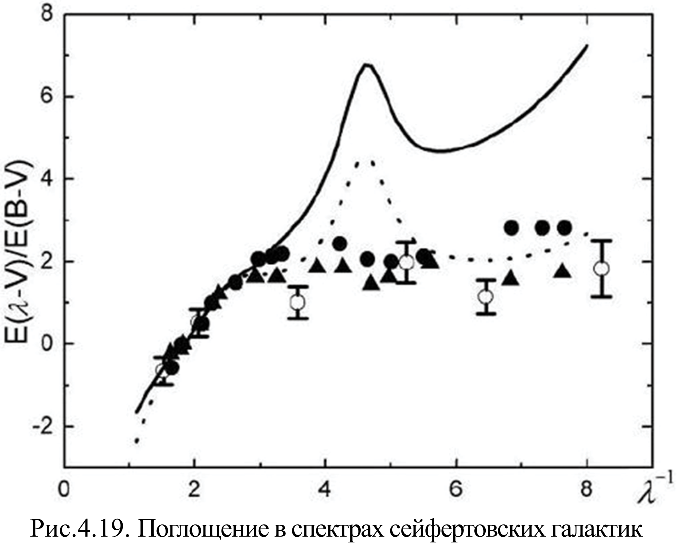

Рис.4.19. Поглощение в спектрах сейфертовских галактик
(Гаскелл и др., 2004)

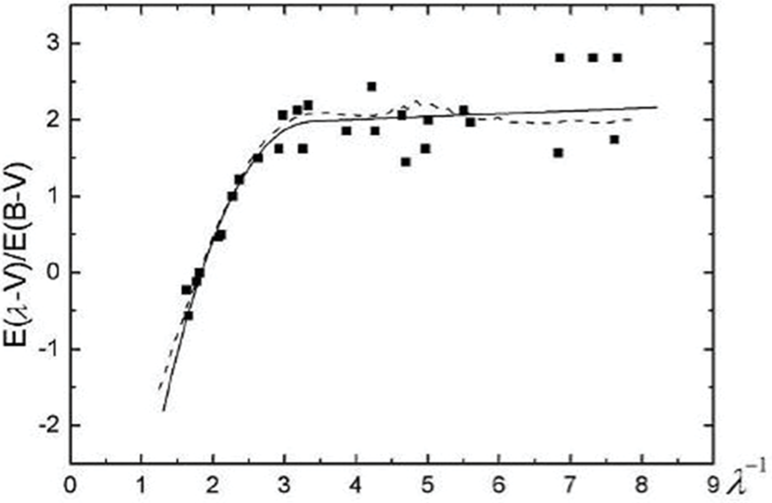

Рис.4.20.
Поглощение в ядрах сейфертовских галактик
(Гаскелл и др., 2004)

Треугольники относятся к галактикам с $R_0 \geq 1$ и $R_0 \leq 0.1$, заполненные кружки, – галактики , для которых $0.1 \leq R_0 \leq 1$. Открытые кружки, – области BLR (= *broad-line region*) для компактных радиоисточников с крутым спектром. Средняя кривая поглощения в Галактике, опубликованная Карделли и др.(1989), показана сплошной линией для R_v =3.1 и пунктиром для R_v = 5.3.

На рис. 4.20 квадратами отмечены наблюдаемые кривые для ряда АЯГ. Пунктиром изображена модельная кривая, сечения рассеяния в которой рассчитаны по теории Ми для сферических частиц радиуса а и диэлектрической постоянной ε. Матис и др.(1977) предложили модель галактической пыли, состоящей из графита (доля которых составляет 0.375) и "астрономических силикатов" (0.625). В этой "стандартной" модели распределение частиц по радиусу $n(a) \sim a^{\alpha_s}$,где α_S = -3.5, минимальный размер частиц a_{min} = 0.005μm, а максимальный a_{max} = 0.250μm.

В то же время замечено, что общий уровень кривой зависит от α_S. На приведённой на рисунке 4.20 сплошной кривой приняты несколько другие значения: α_S = -2.05, a_{max} = 0.250μm.

Средняя кривая поглощения для АЯГ может быть аппроксимирована полиномом, рассчитанным для R_v=5.15 и изображённым на рисунке для интервала 1.6 ÷ 8μm^{-1}:

$$A_\lambda/A_V = -0.8175+1.584\cdot x-0.3774\cdot x^2+0.0296\cdot x^3 \ ,$$
$$1.6\mu m^{-1} \leq x < 3.69\mu m^{-1} \qquad (4.38)$$
$$A_\lambda/A_V=1.3468+0.0087\cdot x \ , \quad 3.69\mu m^{-1} \leq x \leq 8\mu m^{-1} \ ,$$

Здесь обозначено x=λ^{-1}.

4.3. Распределение поглощающей материи вдоль луча зрения

Количественные оценки межзвездного поглощения, полученные Трюмплером, явились основой для разработки моделей распределения поглощающей материи в Галактике. Паренаго (1945) предложил модель, согласно которой плотность поглощающей материи может быть представлена барометрическим законом. Поглощение A(r,b), пропорциональное плотности, проинтегрированной вдоль луча зрения в направлении галактической широты b до расстояния r, выражается в формуле Паренаго как:

$$A(r,b) = \frac{a_0\beta}{|Sinb|}\times\left[1-e^{\frac{-r|Sinb|}{\beta}}\right] \ , \qquad (4.39)$$

где

β – полутолщина однородного слоя поглощающей материи, a_0 – поглощение на единицу длины в галактической плоскости. Однако клочковатая структура межзвездной среды не дает возможность применить столь простой закон для определения поглощения в данном направлении. Имеющиеся к настоящему времени схемы и карты распределения поглощающей материи в Галактике, основанные на наблюдениях десятков тысяч звезд, являются неполными. Только для того, чтобы перекрыть всю небесную сферу сеткой наблюдений с разрешением в полградуса, необходимо измерить около двух сотен тысяч звезд. Детальные карты, с разрешением до нескольких секунд дуги, получены при помощи панорамных приемников и радиоинтерферометров только для очень ограниченных областей, порядка нескольких квадратных минут.

4.3.1. Локальная межзвездная среда

Большая часть наших знаний о межзвездной материи основана на изучении спектральных особенностей, обусловленных межзвездной пылью и газом в спектрах ярких, то есть, в основном, близких звезд. Исследованию ближайших окрестностей Солнца посвящено значительное число книг и статей. В 1985 году состоялся коллоквиум МАС No 81 "Local Interstellar Medium". Всесторонний обзор наблюдательных свойств Локальной межзвездной среды вместе с их анализом выполнил Бочкарев (1987). На основании исследований, проведенных в последние годы, в том числе поляризационных и внеатмосферных, стало возможным точнее оценить распределение поглощающей материи в окрестностях Солнца, а также понять физические причины, обусловившие такое распределение.

Межзвёздная материя, окружающая Солнце, открывает уникальную возможность диагностики частиц межзвёздной пыли, вдалеке от плотных облаков, где они аккрецируют мантию из ледяных газов. В частности, на основании сведений, получаемых, в том числе и с помощью космических аппаратов, возникает на наших глазах новое направление в науке: космическая минералогия. Стало возможным построить модель частиц пыли, состоящего из ядра, в состав которого входят оливины[1] и пироксены.

Основная информация получена из изучения межзвёздных линий в спектрах ближайших звёзд.

_[1] ОЛИВИН – зеленоватый (похожий на оливки) минерал,содержащий окись магния (MgO, 50÷45%), закись железа (FeO,8÷12%), двуокись кремния (SiO_2, 34÷41%) и примесей: окиси никеля (NiO, 0.0÷0.05%), окиси кобальта (CoO, 0.01÷0.05%).

ПИРОКСЕНЫ – (огонь+чуждый, греч.). Название произошло из-за того, что первоначально включения пироксена в лавах считалось чужеродными. П. - семейство породообразующих минералов, представляющих собой цепочечные силикаты, в которых молекулы SiO_4 связаны между собой в цепочки. В ромбических П. состав минералов меняется от $Mg_2Si_2O_6$ (энстатит) до $Fe_2Si_2O_6$ (ферросилит). Моноклинные П. подразделяются на известковые, содержащие кальций (диоксид $CaMgSi_2O_6$, геденберит $CaFeSi_2O_6$) и щелочные, содержащие натрий (жадеит $NaAlSi_2O_6$)обогащённые минералами, содержащими окислы железа, и ледяной мантии из смеси замёрзших C,H,O,N - газов. Из-за низкой плотности материи в окрестности Солнца заметное поглощение начинается с 70-100 парсек. (Фитцжеральд, 1968)

По спектральным наблюдениям 140 звезд со спутника ОАО-2 на расстояниях от 10 до 3000 пс подтверждено существование разреженной ($n < 0.005cm^{-3}$) полости (Local Bubble), простирающейся, по крайней мере, до 200 пк в 3-м квадранте ($l=180^o-270^o$), и облака в направлении $l=160^o$, $b=-15^o$ на расстоянии 180 - 450 пк (Готтлиб, Апсон, 1969; Фриш, Йорк, 1983). Дальнейшие исследования показали, что Солнце погружено в Местное облако (Local Cloud), простирающееся до 3.5 пк и представляющее собой разреженный ($n_H = 0.04 \div 0.08$ $см^{-3}$), теплый ($T = 700^o \div 800^oK$), частично ионизованный ($n(H^+)/n(H)=0.5$) газ, движущийся относительно Солнца со скоростью 26 км/сек в направлении $l=186^o$, $b= -16^o$. Этот газ окружен горячей ($T=10^6K$) и разреженной ($n=5$~$10^{-3}см^{-3}$) материей, ответственной за рентгеновский фон.

Горячий "пузырь" имеет неправильную форму и простирается до 500 пк в направлении $l=80^o \div 260^o$. Из-за отсутствия плотных облаков, излучающих в инфракрасной области, состав локальной пыли изучают с помощью измерений местного газа в направлении близких звёзд и внутри гелиосферы (Мак-Клинток и др. 1978; Видэл-Мадьяр и др., 1978; Марти и др., 1989; Лаллеман и Бертин, 1992; Гри и др., 1995, Фриш и Славин, 2013, Редфилд и Лински,2008.) Точные (±0.02%) поляризационные наблюдения тысячи звезд также подтвердили отсутствие пыли внутри полости размером 35 пк (Леруа, 1993). Пыль начинается с $40 \div 50$ пк. Поляризационные наблюдения звезд до $50 \div 100$ пк дают картину пылевого облака, обусловленного локальным пузырем (Local Bubble), но не подтверждают существования локального пятна, обнаруженного ранее Тинбергеном (1982) и простирающегося в пределах $l=350^o \div 20^o$; $b=-5^o \div 40^o$.

Впрочем, следует отметить, что точность измерений Тинбергена выше, около ±0.007%, поэтому вопрос о местном пятне, по-видимому, нельзя считать окончательно закрытым. В настоящее время можно выделить две модели Местной межзвездной среды, схематически представленных на рис. 4.21 (Косарев и др., 1994).

Модель Кокса и Рейнольдса (1987) представляет собой разреженную область с плотностью на луче зрения $N=10^{19}см^{-2}$, простирающуюся от 30 пк (в галактической плоскости) до 200 пк (в направлении на северный полюс). Межзвездный газ (Local Fluff), в котором расположено Солнце, в радиусе $3 \div 5$ пк имеет плотность $n=10^{-1}см^{-3}$, степень ионизации $x=0.3 \div 0.7$, температуру $T=10^4K$.

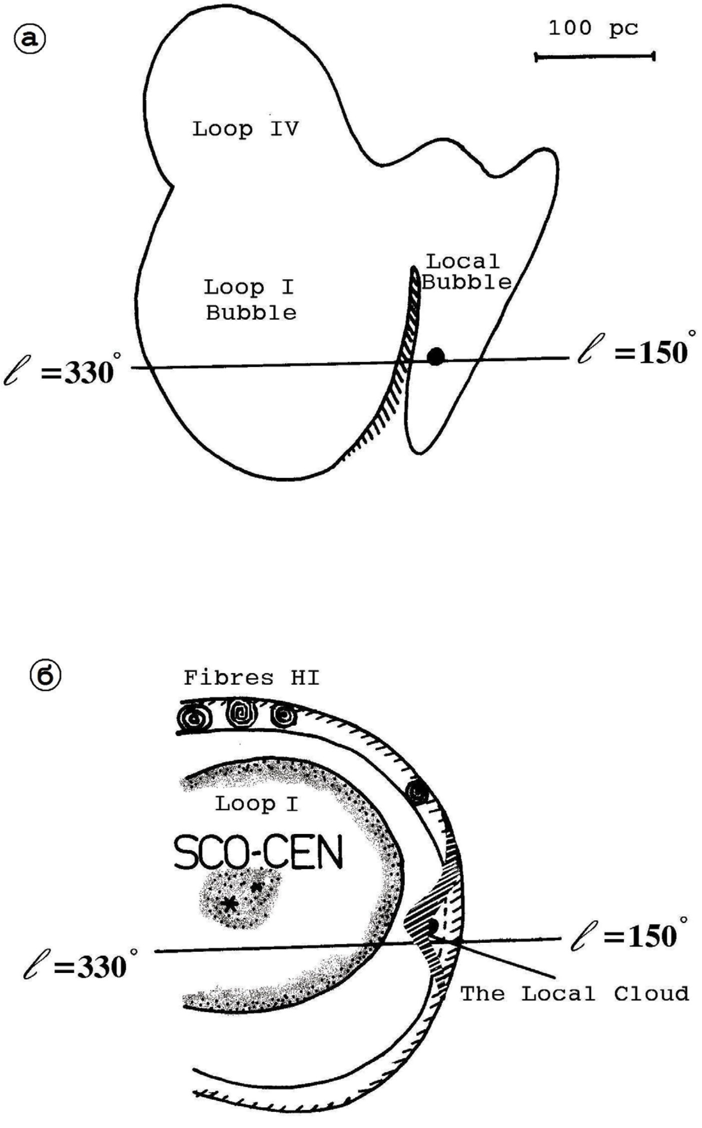

Рис.4.21. Модели Локальной межзвездной среды:
а - модель Кокса и Рейнольдса (1987),
б - модель Бочкарева (1991)

Этот газ находится внутри высокотемпературной ($T = 10^6K$) полости (Local Bubble) с плотностью $n= 4x10^{-3}см^{-3}$. Эта полость отделена от горячей петли (Loop I) более плотной "водородной стенкой" ($n_e =0.03см^{-3}$, $x \sim 0.1$, $T=6x10^3K$) на расстоянии 40±20 пс от Солнца в направлении Sco-Cen-ассоциации. Эта петля (Северный Полярный Шпур) является остатком Сверхновой, вспыхнувшей около 10^5 лет назад. Так называемое "пятно Тинбергена" подразумевает межзвездное облако на расстоянии около 20 пк.

В модели Бочкарева (1991) солнечная система находится на краю области (Local Cavern), наполненной горячим газом низкой плотности ($n=1\div4x10^{-3}см^{-3}$, $T= 10^6K$). Центр Локальной каверны расположен в районе Sco-Cen-ассоциации.

Каверна окружена оболочкой, которая наблюдается как волокна (Fibres) нейтрального водорода HI с общей массой 10^6M. Солнечная система отделена от локальной каверны местным облаком (Local Cloud) нейтрального водорода на расстоянии 10 ÷ 20 пк в направлении галактического центра. Локальная материя до 3-10 пк состоит из теплого ($T= 7000 \div 13000K$), практически однородного газа с $n= 0.2см^{-3}$ и степенью ионизации $x \leq 0.5$.

В центральной части локального облака находится плотное ($n(H)= 30см^{-3}$, $T \leq 200K$) волокно водорода толщиной около 1пк. Эта область, "волокно Санчиси-Ван Вердена", возможно, как-то связано с поляризационным пятном Тинбергена (Санчиси, Ван Верден, 1970).

Положение волокна схематически показано на рис. 4.22, также взятом из обзора Бурстейна и Хейлеса (1982). Очевидно, что исследование весьма разреженной материи в ближайших окрестностях Солнца можно выполнить только при помощи очень тонких и точных методов, позволяющих оценить плотность на луче зрения до $10^{17}cm^{-2}$. Неоценимую помощь для решения этой задачи могут дать как изучение спектров звезд в далеком ультрафиолете, так и поляриметрические измерения. Франко (1990) выполнил $uvby\beta$ – фотометрию 684 звезд ранних классов в десяти площадках Каптейна. Из анализа колор-эксцессов подтверждено существование оболочки, вызванной пылью в области взаимодействия между Local Bubble и Loop I Bubble ($l=295^o\div360^o$, $b=-25^o\div+25^o$) на расстоянии 130÷180пк, включающей в себя облачные комплексы: Chameleon clouds (150 пк), Southern Coalsack (180 пк), G317-4 (180 пк), Lupus cloud (170 пк), ρ Oph (165 пк), R CrA (130 пк). Расстояние до центра Loop I Bubble – около 170 пк, радиус – 140 пк, радиус

Local Bubble – 30 ÷ 50пк. Самая большая из исследованных HII-областей, туманность Гама (ее видимый диаметр составляет 36°, расположена на расстоянии 290±30пк, радиус туманности составляет 90 ± 10пк. Исследование процессов в Локальной среде особенно важно для прогноза будущего Солнечной системы. В настоящее время область взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой, так называемая гелиопауза, находится на расстоянии 30-200 AU от Солнца. Примерно через 10 тыс. лет, после того, как фронт сильной ударной волны (Loop I) достигнет местного облака, следствием этого события может быть изменение положения гелиопаузы до расстояния 0.5 AU от Солнца. При этом полное излучение области взаимодействия Loop I с оболочкой каверны может быть больше, чем полная светимость Солнца (Косарев и др., 1994).

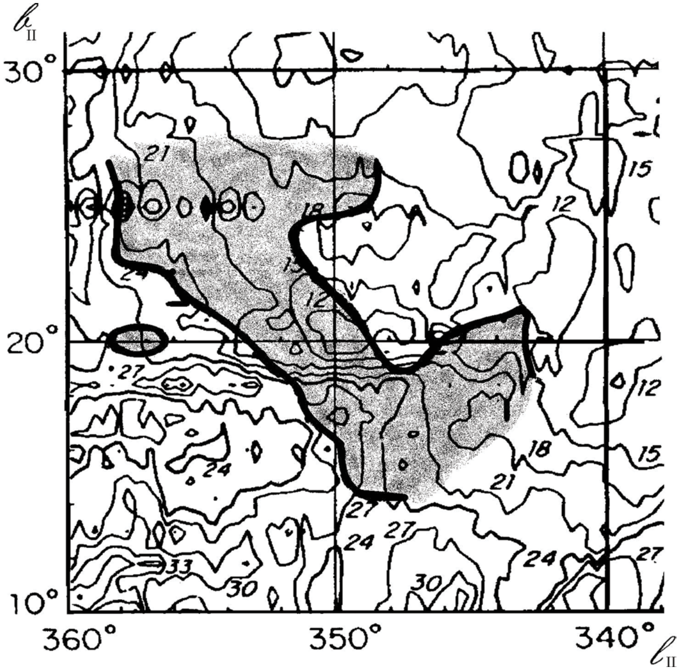

Рис.4.22. Положение волокна Санчиси-ВанВердена. Заштрихованный контур соответствует N(HI)= 4 x 10^{19}cm^{-2} или E(B-V)=0.^{m}01. Карта распределения поглощающей материи на луче зрения построена Бурстейном и Хейлесом (1982).
Линии изоэксцессов проведены через интервал δE(B-V)= 0.03

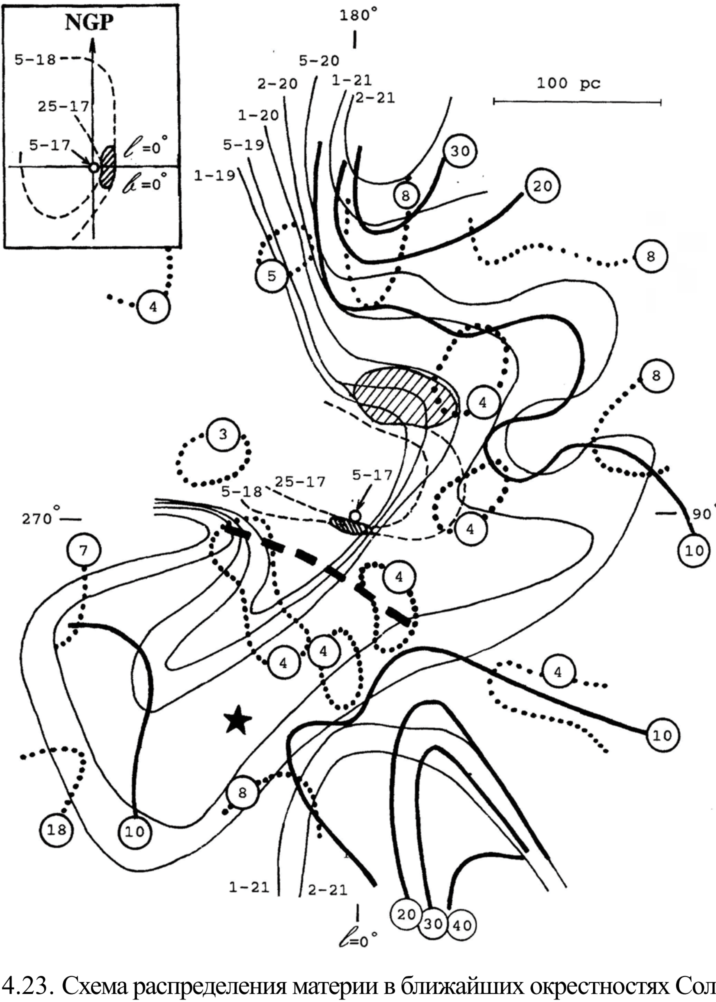

Рис.4.23. Схема распределения материи в ближайших окрестностях Солнца. Тонкие линии - количество атомов водорода на луче зрения (к примеру, 1-19 означает N(HI)=1x10^{19}cm^{-2} и т.д.) Жирные линии и пунктир - линии изоэксцессов: заключенные в кружках значения покраснения E(B-V) выражены в сотых долях звездной величины (к примеру, цифра 4 означает E(B-V)=0.^{m}04 и т.д.) Звездочкой обозначено положение Сверхновой в ассоциации Скорпиона-Центавра. Схематично показано положение Lockal Loop. На врезке - распределение нейтрального водорода N(HI) в плоскости галактического меридиана l=0°÷180°. Штриховкой отмечено положение волокна Санчиси-Ван-Вердена и облако в Персее-Тельце, простирающееся по долготе в пределах l=140°÷180°

Распределение межзвездной материи в ближайших окрестностях Солнца схематически показано на рис. 4.23, построенном по данным Пареске (1984) и дополненном данными Фриша и Йорка (1983) и Фитцжеральда (1968). На рисунке сопоставлена плотность нейтрального водорода на луче зрения, с избытком цвета E(B-V). Остаток Сверхновой Sco-Cen, проявляющийся как Loop I, указан жирной прерывистой линией. Положение центра ассоциации обозначено звездочкой.

По наблюдениям 157 звёзд в окрестности Солнца Редфилд и Лински (2008) насчитали полтора десятка облаков, расположенных на расстояниях от 1.3 до 15 парсек. Расстояние оценено по ближайшим звёздам, в спектрах которых обнаружены линии, принадлежащие облачной материи. Наибольшую площадь на небе занимает Местное облако,– 18 тыс.кв.грд., наименьшую – облако в Змееносце (1.4 тыс.кв.грд.).

Карта ближайших окрестностей Солнца показана на рис.4.24, где отмечены некоторые межзвёздные облака: Местное облако (LIC, l=170°,b=-10°), G-облако (l=315°,b=0°), Hya (l=180°,b=-20°), Oph (l=45°,b=+20°), Eri (l=70°,b=-20°), Aql (l=40°,b=-5°), Mic (l=40°,b=+15°), Blue (l=250°,b=-30°), Gem (l=300°,b=+40°), Aur (l=250°,b=+10°).

Готтлиб и Апсон (1969) провели анализ распределения межзвездного поглощения в разных направлениях на основе данных из каталога BS. По диаграммам избытков цвета для 204 зон площадью 10°x10° для экваториальной области, и 30°x40° – для полюсов, обнаружено темное облако в направлении l=148°÷180° и b=-15° на расстоянии r=180 ÷ 450 пк и найдено среднее покраснение E(B-V)=$0.^m17$/кпк.

Люк (1978) построил карты распределения избытков цвета E(B-V) на основе UBV – фотометрии 4000 O-B звезд с известной спектральной классификацией для расстояний от Солнца r=500, 1000, 2000 пк и соответствующих этим расстояниям z=50, 100, 200 пк. Определенные им линии изоэксцессов показаны на рис. 4.23, 4.25, 4.27. Эти данные позволяют сделать заключение, что общее распределение межзвездной материи характеризуется отсутствием поглощающего материала на расстояниях от 500 пк до 2 кпк в направлениях между l=210°÷255° и l=240°÷245°. Межзвездное поглощение возрастает между l=280° ÷ 360°, а также для l=10° ÷ 65° – хорошо видна область экстремального поглощения, начиная с 300 пк (Coal Sack).

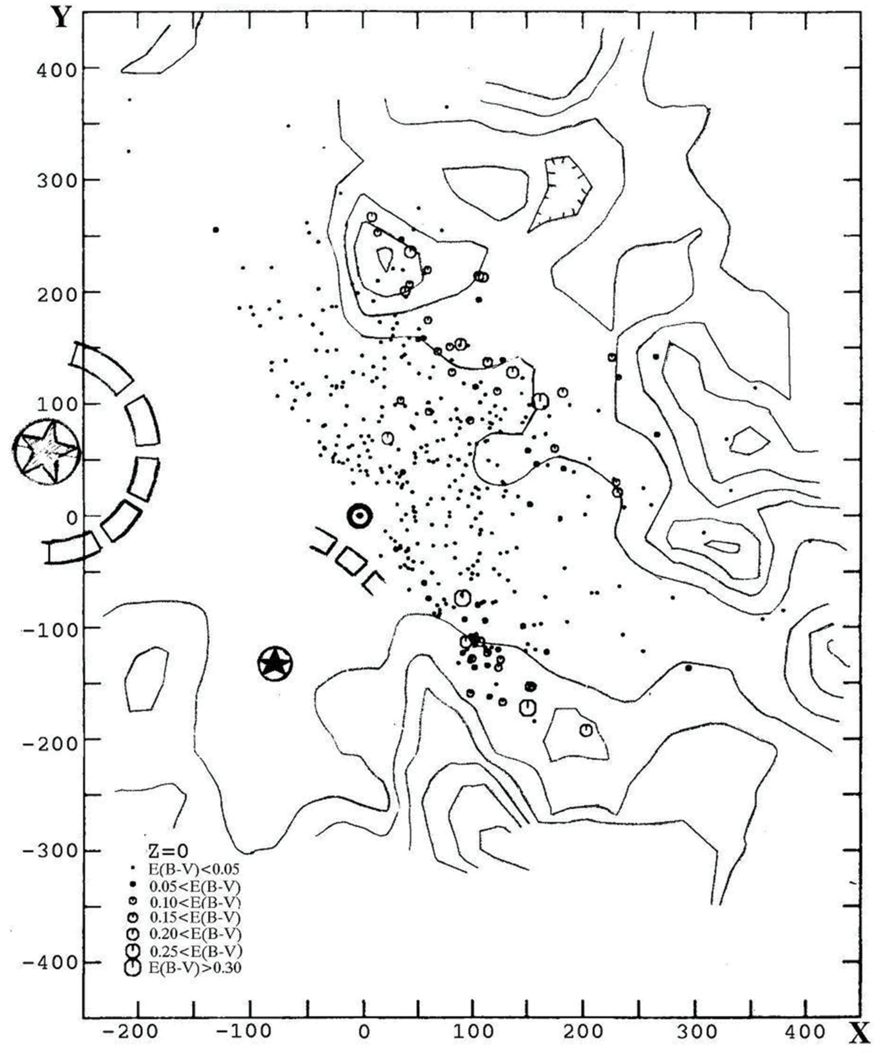

Рис.4.25.Распределение поглощающей материи в галактической плоскости (z=0) в окрестностях Солнца (Перри, Джонсон, 1982). Линии изоэксцессов E(B-V) через $0^m.1$ нанесены по данным Люка (1978).
Схематично показано положение Local Loop
и Gum Nebula. Звездочками отмечено примерное положение Сверхновых.
Размеры символов соответствуют неопределенности в оценках расстояний и размеров.

Существуют значительные доказательства корреляции с поясом Гулда, и другими локальными особенностями: Auriga rift, dust clouds Vela, Tau, Oph, Southern Coal Sack.

Определением экстинкции в окрестностях Солнца занимались Перри и Джонсон (1982) (3458 звезд до 300 пк), и, в дополнение к этому исследованию, Перри и др. (1982) добавили 305 звезд и построили в прямоугольных галактических координатах графики распределения поглощающей материи в северном полушарии. Линии изоэксцессов E(b-y), средние для ячеек 50х50 пк с шагом $\delta E(b-y)=0.^m035$ построены ими для расстояний от Солнца до 400 пк.

На рис. 4.25 показан для примера разрез для галактической плоскости ($z=0$). Всего же даны сечения до $z=\pm200$ пк через 25 пк. Показатели E(b-y) переведены в систему UBV. Для сравнения показаны линии изоэксцессов $\delta E(B-V)=0.^m1$ по данным Люка (1968). Как видно, наблюдения обоих авторов примерно совпадают. Звездой показано предполагаемое положение Сверхновой в ассоциации Sco-Cen. Размер значка соответствует неопределенности в расстоянии около 30 пк. Указано направление на туманность Гама, самую большую из иследованных HII-областей, вероятно, представляющую собой остаток Сверхновой, вспыхнувшей около 106 лет назад. Хорошо заметны "туннели" – области с пониженным содержанием межзвездной материи, обусловленные вспышками сверхновых.

Основные выводы, не потерявшие значения до настоящего времени, можно резюмировать следующим образом (Дейл и др., 2009):

1. Межзвездное поглощение в пределах точности измерений пренебрежимо в направлении на галактические полюса.

2. Межоблачное поглощение не превышает $0.^m001 \div 0.^m003/100$ пк, то есть практически отсутствует. Таким образом, вся поглощающая материя сосредоточена в облачных комплексах.

3. В ближайшей окрестности Солнца (до 100 пк) содержится, по крайней мере, два облачных комплекса (волокно Санчиси-Ван Вердена и облако в Персее-Тельце).

О некоторых последних новых исследованиях Локальной межзвёздной среды и взаимодействии её с солнечным ветром можно узнать на сайте:

http:// starburstfound.org/superwaveblog/?p=207

Общее количество поглощающей материи на более далеких расстояниях может проявить себя уже при фотометрических исследованиях. В частности, результаты исследования межзвездной экстинкции в окрестностях Солнца изложены в обзоре Кнуде (1984), где проводится достаточно полная библиография до 1984 года. В частности, из наиболее обширных фотометрических исследований можно отметить следующие: фотометрия Перри и Джонсона (1982) и Перри и др. (1982) – около 4 тыс. звезд, Кнуде (1979) – 740 звезд ранних классов, Люк (1978) – 4000 звезд, а также поляриметрия 180 звезд, выполненная Тинбергеном (1982). В высоких галактических широтах межзвездную экстинкцию исследовали Мак-Фазен и др. (1982) – 572 звезды, Хилдич и др. (1983) – около 1000 звезд, Оже (1985) – 700 звезд.

Фрезни (1994) исследовал большой массив (около 230 тыс. звезд), полученный с помощью астрографа, для оценки экстинкции на расстоянии до 600 пк. Низкая точность не дает возможности детального исследования, однако определенно выявляется кольцо поглощающей материи на расстоянии 200 ÷ 400 пк, создающее среднее покраснение $E(B-V)=0^m.011$.

4.3.2. Карты и графики

В отличие от локальной межзвездной среды, более отдаленные области изучены гораздо хуже. В свое время Шаровым (1963) на основе фотометрических данных для 5200 звезд были построены крупномасштабные карты распределения величин a_0 и β для формулы Паренаго (4.36) для 118 площадок, распределенных по всему небу. Для визуальной области спектра среднее поглощение a_0 составляет около $1.^m6$/кпк, изменяясь от $0.^m3$/кпк до $4.^m7$/кпк. Средняя полутолщина однородного слоя поглощающей материи β = 106 пк для северного полушария, β = 116 пк – для южного, что отражает небольшое возвышение Солнца над галактической плоскостью. На основании UBV-фотометрии 2476 звезд с известной спектральной классификацией, вместе с фотометрическими данными для 129 рассеянных скоплений, Иссерштедт и Шмидт-Калер (1964) построили графики распределения колор-эксцесса E(B-V) с шагом $\delta E(B-V)= 0.^m2$ вблизи галактической плоскости для 5 сечений через $\delta b=2^o$ для расстояний до 6 кпк. Фитцжеральд (1968) по данным о колор-эксцесах и расстояниях для

7835 звезд и 208 рассеянных скоплений исследовал межзвездное поглощение до 8 кпк. Небо вдоль экватора было разбито на 74 площадки. На 74 графиках приводится изменение E(B-V) с расстоянием взависимости от долготы l, причем по-разному отмечены данные, относящиеся к различным расстояниям от галактической плоскости: z= 0 ÷ 55 пк, 55 ÷ 100 пк, >100 пк. Более точно изменение с широтой можно учесть, используя графики для 11 сечений поперек галактического экватора, на которых приводятся средние значения колор-эксцессов на единицу расстояния. Вместе с упоминавшимися выше картами до 2 кпк, построенными Люком (1968) с линиями изоэксцессов δE(B-V) через $0.^m1$ (т.е. довольно приблизительно) и относящихся к слоям толщиной 50, 100, 200 пк, даны также графики средних отношений колор-эксцессов на единицу расстояния для всей небесной сферы с угловым разрешением около 10 градусов. Определения Кана и Носека (1973) по данным о 50 планетарных туманностях на расстояниях до 3.5 кпк в основном подтверждают эти данные. Дойчман и др. (1976) по UBV-фотометрии для 2846 звезд и $H\beta$ – фотометрии для 2099 звезд построили графики избытков E(B-V) в зависимости от расстояния для 21 области вблизи плоскости Галактики, в интервале широт $b=+15^o \div 20^o$. Несмотря на большие размеры исследованных площадок (до 10^o x 10^o), особый интерес представляют приведенные графики зависимости нормированных избытков цвета для ультрафиолетовой области, полученные с помощью спутника ОАО-2:

$$X2 = \frac{E(U2-V)}{E(B-V)} \quad ; \quad X3 = \frac{E(U3-V)}{E(B-V)}$$

для полос U3(1590Å) и U2(2180Å).

Крауттер (1980) по поляризационным наблюдениям 3748 звезд определял распределение пыли до $|b| \leq 20^o$. Приведенные графики для расстояний r=0.5 кпк и r= 3 кпк в основном подтверждают данные Фитцжеральда (1968) и Некеля (1967), хотя на расстояниях до 0.5 кпк наблюдаются различия, по-видимому, реальные. Некель (1967) по имеющейся UBV-фотометрии для 4.7 тыс. звезд с известными спектральными классами построил карты и графики распределения поглощения A_V при принятом отношении R_V =3.1 для 207 площадок, покрывающих почти всю небесную сферу. Продолженная в дальнейшем Некелем и Кларе (1980) эта работа, основанная на фотометрии 11000 звезд в 325 площадках, завершилась созданием карт и графиков распределения поглощающей материи в пределах b = ±7°.6 до расстояния 3 кпк. До сих пор эти данные остаются наиболее полными и подробными, и поэтому наиболее употребительными.

Таким образом, очевидно, что для того, чтобы исследовать даже область галактического экватора для b=±10° с разрешением 1°, число определений необходимо увеличить в десятки раз. Кильпио и Малков (1997) предложили синтетическую карту межзвездного поглощения, опирающуюся на простую экспоненциальную зависимость для высоких галактических широт и учитывающую клочковатую структуру межзвездной материи для областей, близких к галактическому экватору. Создана программа, позволяющая вычислять межзвездное поглощение в любом направлении для любой длины волны. Более или менее детальные карты получены на основе фотометрических и спектральных наблюдений для площадок Каптейна. Исследования в далеком (60 мкм и 100 мкм) диапазоне показали хорошую корреляцию ИК-эмиссии с распределением нейтрального водорода. Таким образом, появилась возможность трехмерного исследования поглощающей материи с разрешением около 1'. Первые шаги в этом направлении, сделанные по наблюдениям 1808 ярких звезд (Гаустад и Ван Барен, 1993), показали перспективность такого подхода.

На рис. 4.26a и 4.26b сопоставлены карты распределения поглощающей материи для галактической плоскости по данным Иссерштедта и Шмидт-Калера (1964) и Фитцжеральда (1968), а также Некеля и Кларе (1980) и Люка (1968). Как видно, существует более или менее согласованная общая картина, хотя в деталях имеются различия, вызванные, по-видимому, разной плотностью измерений, разными значениями принятых параллаксов и фотометрическими ошибками.

На картах, составленных Бурстейном и Хейлесом (1982) для высоких и промежуточных галактических широт на основе радиоданных об излучении нейтрального водорода в линии λ21см, приводится общее поглощение в данном направлении с разрешением около 0.°6. Для южного неба даны значения плотности на луче зрения N(HI) в табличной форме (Хейлес, Клер, 1979). Эти карты в машиночитаемом виде имеются в Центрах звездных данных в Страсбурге и Институте Астрономии в Москве.

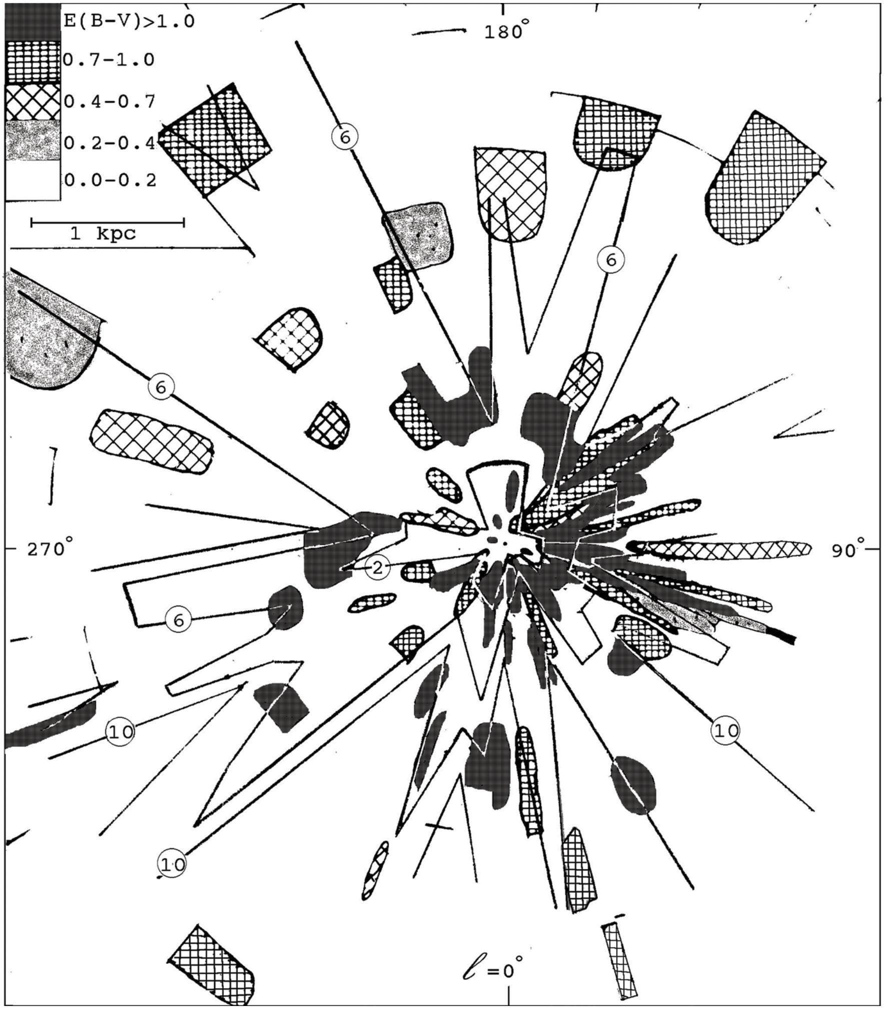

Рис.4.26а. Распределение колор-эксцессов в плоскости Галактики (Фитцжеральд, 1968). Разная штриховка показывает величину изменения колор-эксцесса на килопарсек, обозначенную в верхней части рисунка. Прямыми линиями нанесены контуры изоэксцессов через $0.^m4$ по данным Иссерштедта и Шмидт-Калера (1964). Внутренняя линия соответствует $E(B-V)=0.^m2$. Значения E(B-V), выраженные в десятых долях звездной величины, указаны в кружках

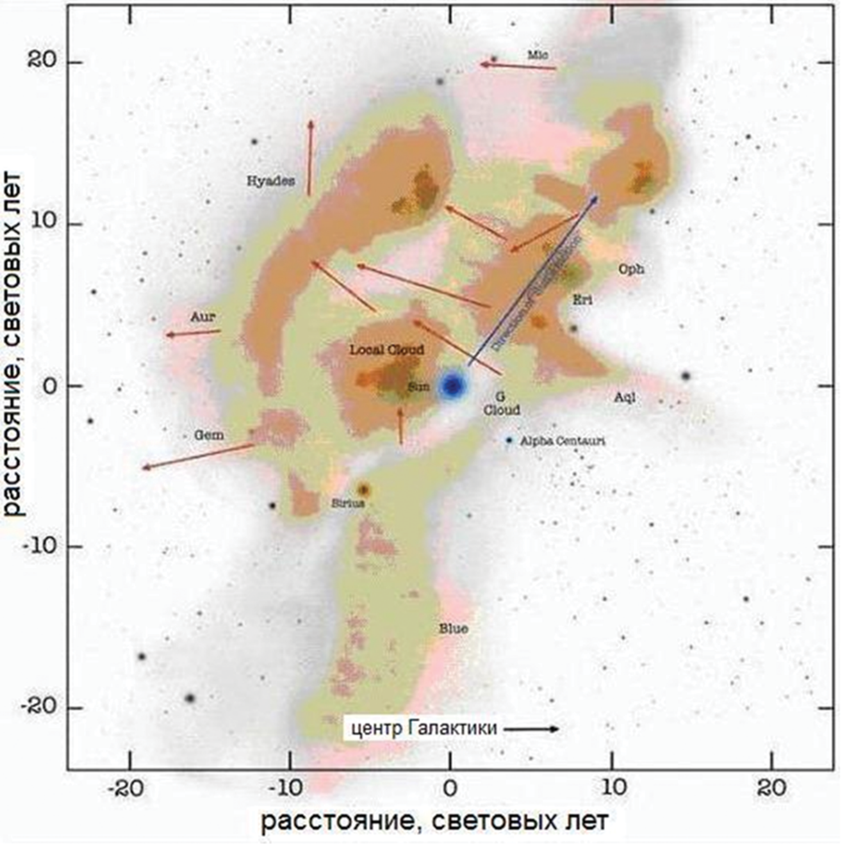

Рис.4.24. Распределение поглощающей материи в ближайших окрестностях Солнца

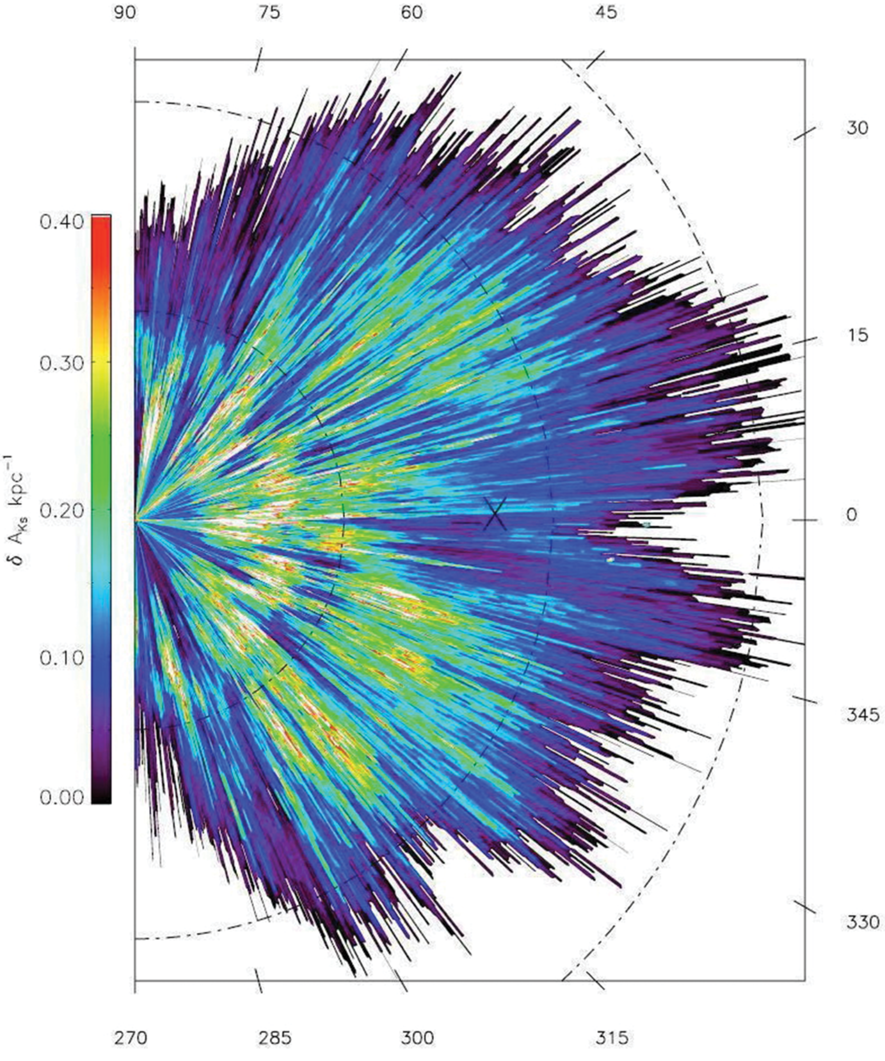

Рис.4.30. Поглощение межзвёздной пылью в разных направлениях
в галактической плоскости.
Центр Галактики помечен косым крестом.
Штрих-пунктирные линии нанесены на расстоянии 5 кпс друг от дуга.
Цифры на границах соответствуют разным долготам
(Маршалл и др. 2006)

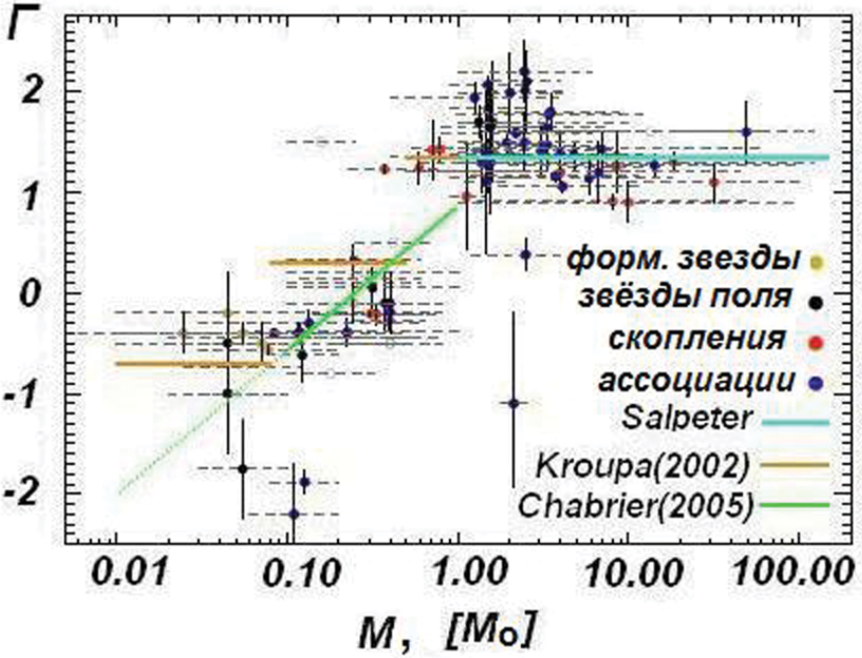

Рис.5.4. Показатель, характеризующий НФМ длязвёзд разной массы из разных звёздных агрегатов. По вертикальной оси отложены значения Г из формулы (5.12). Каждая точка соответствует среднему значению Г для данного звёздного комплекса: скопления, компактной области формирующихся звёзд или ассоциации. Включены также и звёзды поля. Тонкими пунктирными линиями показаны пределы изменения соответствующих оценок этих величин. Показаны средние значения Г, приводимые в статьях разных авторов: Солпитера (1955), Кроупа (2002) и Шабрие (2005) (Бастиан и др., 2010)

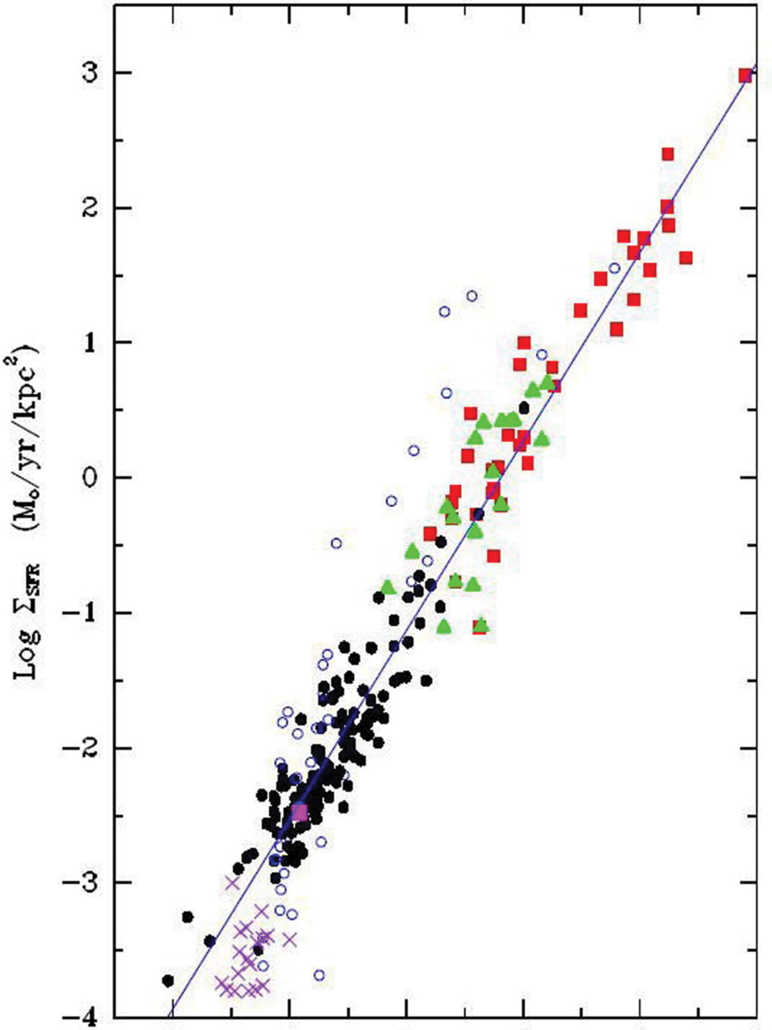

Рис.5.5. Соотношение между средней по диску поверхностной плотности звездообразования и поверхностной плотностью газа (атомного и молекулярного) для разных классов галактик со звездообразованием (Кенникатт и Эванс, 2012)

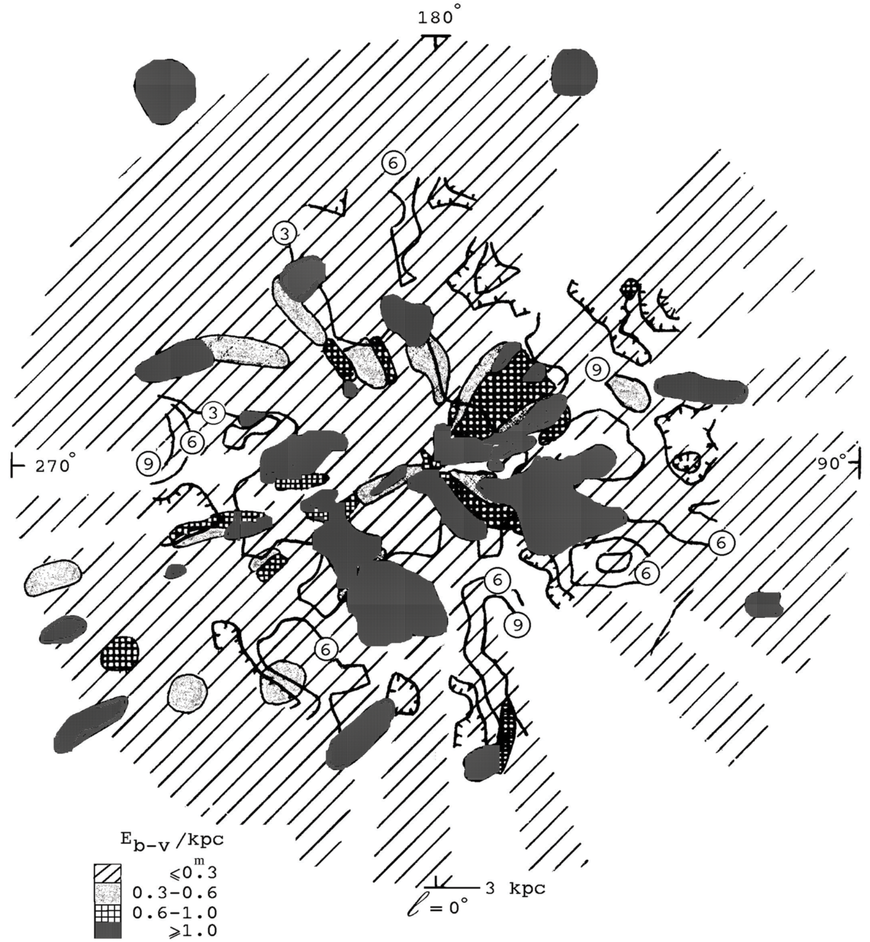

Рис.4.26b. Распределение колор-эксцессов в плоскости Галактики (Некель, Кларе, 1980). Разной штриховкой отмечены изменения колор-эксцесса на килопарсек, обозначенные в нижней части рисунка. Линиями нанесены контуры изоэксцессов через $0.^m3$ по данным Люка (1978). Значения E(B-V), выраженные в десятых долях звездной величины, указаны в кружках

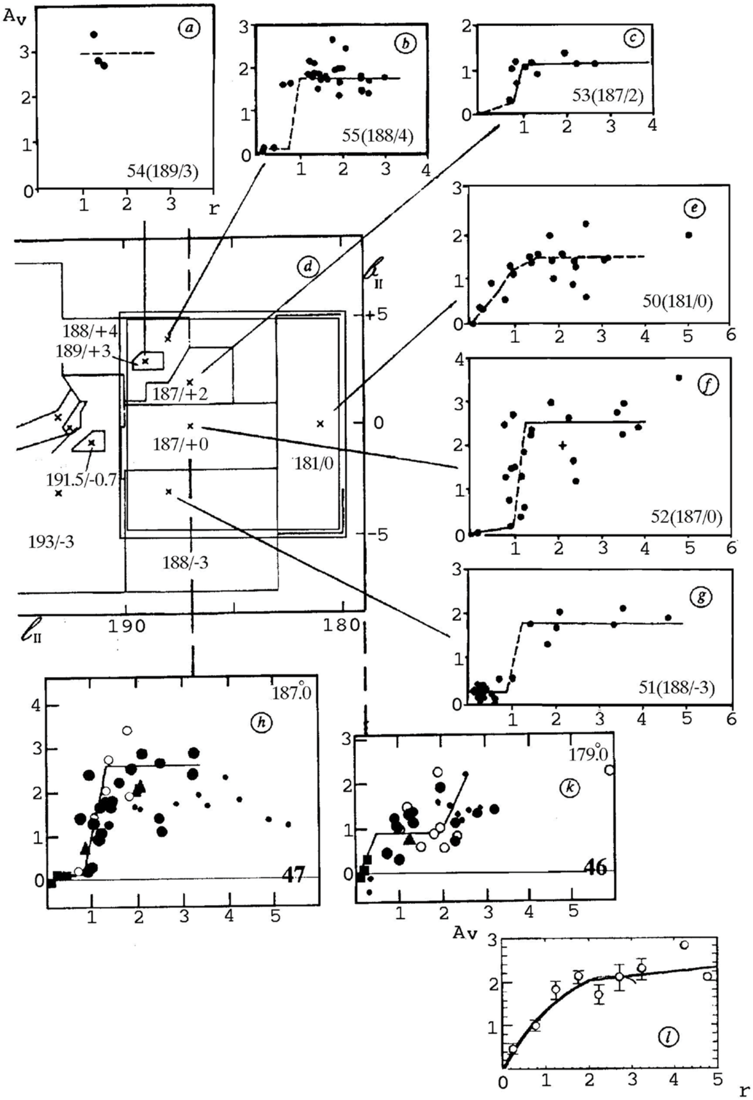

Рис.4.27. Распределение поглощающей материи в области галактического экватора. a, b, c, e, f, g - по данным Некеля и Кларе (1980) для соответствующих площадок, h, k - по данным Фитцжеральда (1968) для сечений l=179° и l=187°, l - для площадки Ареноу и др. (1992), выделенной на графике d двойной линией

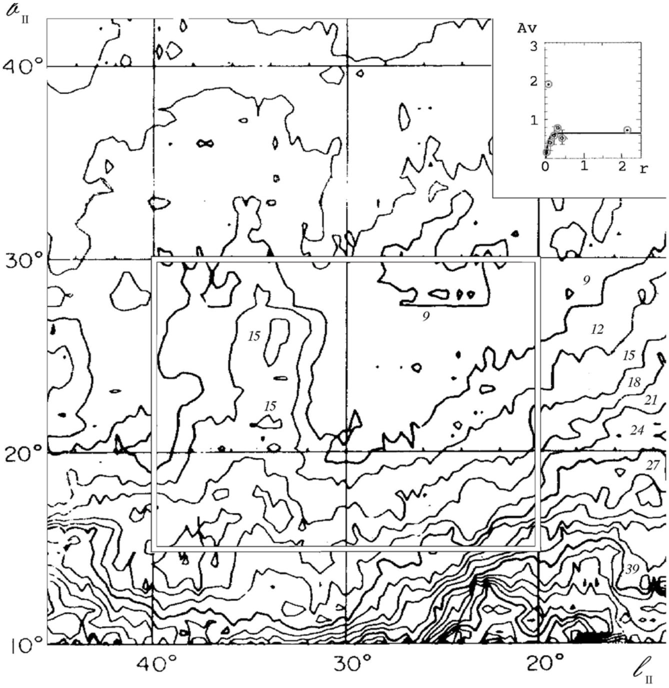

Рис.4.28. Сопоставление величины полного покраснения в Галактике по данным Бурстейна и Хейлеса (1982) и распределением поглошающей материи для одной из площадок Ареноу и др. (1992) для промежуточных галактических широт

Имеется опыт использования ЭВМ для оценки межзвездного поглощения в данном направлении. При подготовке миссии HIPPARCOS для построения графиков распределения межзвездной поглощающей материи были применены фотометрические данные примерно для 17 тыс. звезд до V=13^m (Ареноу и др., 1992). Все небо было разделено на 199 ячеек и для каждой из них построен соответствующий график распределения $A_V(r)$, который аппроксимируется отрезками парабол. На рис. 4.27 и 4.28 отмечены границы соответствующих областей. Как можно заметить, поглощение для некоторых экваториальных областей, определенное Некелем и Кларе (1980) и Фитцжеральдом (1968), примерно соответствует среднему для гораздо большей площадки, принятой Ареноу. Кроме того, на рис. 4.28 показаны границы одной из областей, расположенной между полюсом и галактическим экватором, нанесенные на карту, полученную Бурстейном и Хейлесом (1982). Хотя в среднем разбиение Ареноу и соответствует измерениям других авторов, но все же является слишком грубым как для экваториальных областей (10°x10°), так и для промежуточных галактических широт (20°x15°).

4.3.3. Межзвездное поглощение в полярных областях

Особо надо остановиться на определениях в полярных областях, так как обычно принимается, что межзвездное поглощение там пренебрежимо, являясь неким эталоном, вследствие малой толщины поглощающей материи (200-300 пк). Оценки в области полюсов отличаются большим разнообразием: от A_b=0.^{m}2 (Де Вокулер и Бута, 1983) до нуля, причем приводимые данные часто зависят от методики определений межзвездной экстинкции. К примеру, исследования методом подсчета галактик дают более высокие значения (в среднем 0.^{m}05), чем фотометрические определения (в среднем близкие к нулю). Причины таких расхождений анализировал Хольмберг (1974). Они могут быть чисто фотометрическими:

1) существование малых окон прозрачности вблизи Северного галактического полюса (о Южном полюсе пока мало сведений);

2) ошибки в калибровке собственных цветов звезд, особенно для ярких удаленных звезд: для ранних звезд дисперсия в абсолютной величине около 0.^{m}1;

3) погрешности в показателе цвета: принятые собственные цвета , особенно для звезд высокой светимости, не свободны от влияния межзвездного поглощения;

4) возможные эволюционные эффекты: наблюдаемые цвета A-F- звезд могут быть искажены включаемыми в выборку голубыми бродягами и звёздами горизонтальной ветви;

5) известно, что содержание металлов (включая CNO) убывает с возрастанием расстояния от галактической плоскости, поэтому в рассмотрение должны быть приняты соотношения между собственными цветами и изменением химсостава.

С другой стороны, абсорбция, оцененая методом подсчета галактик, может быть переоценена по следующим причинам:

1) при подсчете галактик вместо независящей от расстояния поверхностной яркости применяется интегральная звездная величина;

2) из-за космической дисперсии в поверхностной яркости галактик (Кнапп и Керр, 1974). Филип (1973) в зоне b > +40° и b < -40° собрал данные для 26 площадок (16 ссылок: 12 площадок, 5 шаровых скоплений, 9 рассеянных скоплений) и оценил для северного галактического полюса $E(b\text{-}y)=0^m$, хотя избыток цвета может достигать $0.^m07$ ($l=0°$, $b=45°$, для южного – $E(b\text{-}y)=0.^m013 \div 0.^m028$, достигая иногда $0.^m06$ ($l=180°$, $b=-45°$). Хилдич и др. (1983) на основе uvbyβ-фотометрии примерно тысячи звезд составил схему межзвездного покраснения вблизи Северного Галактического полюса до $b=75°$. Примерно в половине области покраснение составляет $E(b\text{-}y)=0.^m008$, в другой половине, – межзвездное покраснение $E(b\text{-}y) \leq 0.^m001 \div 0.^m002$ до 400 пк. Границы этих районов показаны на рис. 4.29, также заимствованном из статьи Бурстейна и Хейлеса (1982). Из других фотометрических исследований можно упомянуть каталоги Кнуде (1992,1993а,б), Пенпрайса (1992) и Оже (1992). Кнуде (1992) выполнил фотометрию 528 звезд $8^m < m_V < 9^m$ в системе uvb*y* на площади в 1200 кв. град. в области NGP. Работа была распространена на Южный галактический полюс: выполнена фотометрия 230 звезд до 13^m в площадках SA 80, SA 81 для b > 75°, а также 118 F-G-звезд до 15^m (Кнуде, 1993а,б). Пенпрайсом (1992) проведен анализ фотометрии 320 звезд в 25 площадках в области $b=16° \div 45°$. Оже (1992) выполнил узкополосную фотометрию и провел спектральную классификацию 10487 звезд до $B=11.^m5$ в области b > 70°.

В области Южного галактического полюса МакФазен и др. (1982) выполнили uvb$y\beta$-фотометрию 572 звезд примерно на половине площади в области b < -75°. До 400 пк поглощение равно нулю:

($E(b\text{-}y)=-0.^m004 \pm 0.^m003$). Этот результат согласуется с определениями Бурстейна и Хейлеса (1982), но расходится с данными Кнуде (1977): ($E(b\text{-}y)=0.^m040 \pm 0.^m001$ по наблюдениям 110 A-F звезд), Альбрехта и Майзена(1980):($E(b\text{-}y)=0.^m019$-90 звезд), и Николе(1982): ($E(b\text{-}y)=0.^m03$ - 129 звезд).

Поляризационные наблюдения Аппенцеллера (1975) для полярных областей приводят к следующим оценкам: $E_{NGP}(B\text{-}V)= 0.^m011$, $E_{SGP}= 0.^m016$.

Средние значения, полученные с привлечением результатов более ранних определений:

$$p(NGP) = 0.0020 \pm 0.0002 \quad \text{для} \quad r > 140\text{пк}, \ b > 70°$$

$$p(SGP) = 0.0028 \pm 0.0002 \quad \text{для} \quad r > 100\text{пк}, \ b < -70°,$$

что при $p/E(B\text{-}V)=0.09$ дает соответственно:

$$E_{NGP}(B\text{-}V)=0.^m02 \qquad \text{и} \qquad E_{SGP}(B\text{-}V)=0.^m03.$$

Маркканеном (1979) проведен анализ более ранних определений межзвездного поглощения в области Северного Галактического полюса (14 ссылок) и выполнены дополнительные поляризационные наблюдения. Обнаружено, что в области $l=270^o \div 360^o$ на расстоянии r=100-200 пк поглощение достигает $A_V = 0.^m1$. В среднем $A_V \geq 0.^m03$. Поляризационные наблюдения в области полюсов выполнили Корхонен и Рейц(1986): 206 звезд в области NGP и 152 – в области SGP с точностью ±0.03%.

Дополнительные поляризационные наблюдения Бердюгина и др. (1995) показали возрастание поляризации до 0.25% при z=600 пк. Терикорпи (1990), в частности, заключил, что причиной высоких значений A_V в области полюсов может быть действительное возрастание поглощения с расстоянием от галактической плоскости, доходящее на расстояниях z=400 пк до $A_V = 0.^m15$.

Основной вывод из многочисленных измерений межзвездной экстинкции вблизи полюсов состоит в том, что, как и везде, вблизи полюсов межзвездное поглощение неоднородно. Возможный сценарий, объясняющий разность в поглощении в области северного и южного галактических полюсов, предложен Поппелем и др. (1994). Около $3.2 \div 3.7x10^7$ лет назад в области $l=130^o \div 140^o$ на расстоянии 120-200 пк произошел взрыв сверхновой, расположенной над галактической плоскостью.

Конусообразные кратеры, образованные выброшенным газом, прорвавшимся через слой межзвездной материи, обуславливают низкое поглощение в области $l=60^o \div 200^o$, $b=48^o \div 90^o$. В южном направлении газу надо было пройти больший путь, и дыр в южном полушарии не образовалось. Подтверждением такого сценария может быть обнаруженная зависимость скорости газа от расстояния от галактической плоскости: в южном полушарии – турбулентные движения, в северном – взаимодействие прорвавшегося газа с разреженным газом нижнего гало ("галактические фонтаны").

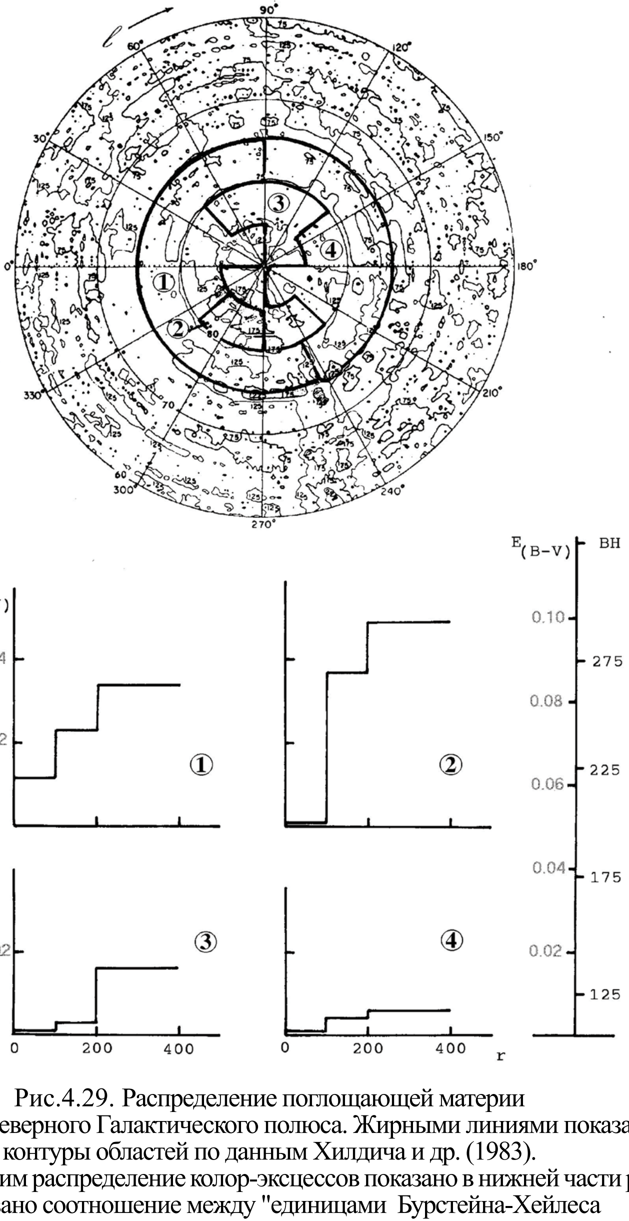

Рис.4.29. Распределение поглощающей материи
в области Северного Галактического полюса. Жирными линиями показаны
контуры областей по данным Хилдича и др. (1983).
Относящееся к ним распределение колор-эксцессов показано в нижней части рисунка.
Показано соотношение между "единицами Бурстейна-Хейлеса
для полярных областей" и обычными колор-эксцессами

4.3.4. Карты Шлегеля

Шлегель и др.(1998) составили карты полного поглощения с разрешением порядка нескольких минут дуги на основе данных об инфракрасном излучении фона неба, полученных с помощью аппаратуры, установленной на спутниках IRAS, COBE (*DIRBE*).

Шлэфли и Финкбайнер (2011) впоследствии сделали новые оценки экстинкции в Галактике для уточнения этих карт на основе анализа данных обзора SDSS*(= Sloan Digital Sky Survey)*.Оценить межзвёздное поглощение в любом направлении можно, воспользовавшись этими данными на сайте:

http://irsa.ipac.caltech.edu/application/DUST/

Маршалл и др.(2006) построили модель распределения межзвёздной экстинкции для 64 тыс. направлений вблизи плоскости Галактики ($|l|\leq100^{o}$, $|b|\leq10^{o}$), разделенных друг от друга 15-ю минутами дуги, на основе двухмикронного обзора (*2MASS= Two Micron All Sky Survey*). Для примера одна из полученных ими схем,– распределение поглощающей материи для галактической плоскости $|b|\leq0.25^{o}$,– приводится на рисунке 4.30.

Таким образом, из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Для учета влияния межзвездной экстинкции при проведении абсолютной спектрофотометрии в широком интервале от 0.1 до 5 мкм можно использовать комбинированную кривую Карделли и др. (1989) и О'Доннела (1994). Кривая Фитцпатрика и Масса (1990) имеет более прозрачный физический смысл, но требует знания большего числа параметров. В инфракрасной области от 10 мкм, в спектральных районах между полосами межзвездных молекул кривая одинакова для плотных облаков и диффузной материи и может быть описана простой степенной зависимостью с показателем -1.8, В далекой инфракрасной области показатель становится близким к – 1.

2. В качестве первого приближения для оценки межзвездного поглощения в направлении на исследуемый объект может быть применен простой экспоненциальный закон с переменными коэффициентами для высоких галактических широт. Для областей вблизи галактического экватора необходимо учитывать клочковатую структуру поглощающей материи. Для более точных оценок можно использовать имеющиеся карты и графики, которые дают более или менее согласующиеся данные в пределах от нескольких сотых до нескольких десятых звездной

величины. Основные расхождения, как правило, возникают из-за погрешностей в оценке расстояний. Наиболее употребительными для экваториальной области в настоящее время являются карты Шлегеля. Полезны также и карты Некеля и Кларе, а для полярных областей – карты Бурстейна и Хейлеса.

Для повышения надежности оценок межзвездного поглощения необходимо использовать всю имеющуюся информацию: исследования в площадках Каптейна, фотометрию скоплений и ассоциаций, данные об интенсивностях межзвездных линий и полос, о поляризации, измерения в радио - и инфракрасном диапазонах и т.д. Большая работа по сбору и систематизации результатов исследований межзвездного поглощения в Галактике была выполнена в конце 70-х годов Н. Б. Григорьевой. Карточный каталог с соответствующими библиографическими ссылками находится в Московском Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга, где уже сделаны некоторые шаги по созданию базы данных о межзвёздном поглощении в Галактике (Бурнашев и др., 2013). К настоящему времени накоплен значительный наблюдательный материал по исследованию межзвездной экстинкции в широком спектральном диапазоне, от рентгеновской до радиочастотной областей. Можно найти карты отдельных областей с угловым разрешением до нескольких секунд дуги. Многие каталоги и карты существуют в машиночитаемом виде.

3. Имеется опыт использования ЭВМ для определения межзвездного поглощениядля данного направления, однако применение простых моделей, основанных на имеющемся наблюдательном материале, предполагает разбиение небесной сферы на зоны площадью до 100 кв.грд. и кажется до некоторой степени грубым. Наблюдения, выполненные в далекой инфракрасной области, дали возможность построить карты межзвездного поглощения с угловым разрешением до нескольких минут дуги.

Глава 5. Популяционный синтез в астрофизике

5.1. Общий обзор проблемы и принятая терминология

В последние годы абсолютные спектрофотометрические наблюдения приобретают все больший интерес для исследователей, работающих в разных областях астрофизики. Анализ данных о распределении энергии в спектрах звезд позволяет получить информацию о температуре и ускорении силы тяжести на поверхности, источниках непрерывного поглощения и химическом составе их атмосфер, а также оценить поглощение света межзвёздной средой.

Детальные кривые распределения энергии в спектрах звезд различных температур и светимостей используются для выбора спектральных районов для многоцветной фотометрии, оценки различных параметров фотометрических систем и сопоставления их свойств, вычисления коэффициентов гетерохромной экстинкции и т .д.

На основании абсолютных спектрофотометрических наблюдений двойных звезд, которые невозможно разделить при наблюдении в телескоп (по крайней мере, с поверхности Земли), можно определить поток излучения в эмиссионных линиях, оценить вклад излучения околозвездной оболочки в континуум, и, при некоторых ухищрениях, уточнить спектральные классы и светимость звёздных компонентов и вклад каждого из них в общее излучение системы. Применяя аналогичным образом спектрофотометрический метод исследования к интегральному излучению скоплений и галактик, которые невозможно разделить на отдельные звезды, можно получить информацию об их звездном составе и сделать некоторые общие выводы об их эволюционном статусе.

Догадка о том, что этот метод можно применять к фотометрическим данным, возникла еще в конце 19 века. Шейнер (1899) предположил, что спиральные туманности представляют собой скопления звезд. Однако только Уиппл (1935) впервые сделал такой синтез на основании измеренных фотографических и фотовизуальных величин для 35 галактик в скоплении Девы. После открытия Бааде (1944) двух типов звездных населений Галактики естественым следствием стала мысль о том, что и внешние галактики представляют собой смесь групп звезд разного типа, причем в спиральных галактиках, – преимущественно население первого типа, а в эллиптических, – второго.

Так же, как самая близкая для нас звезда, – наше Солнце, – служит для проверки различных теорий внутреннего строения и эволюции звёзд, наша Галактика с её звездным населением, газовой, пылевой и другими составляющими применяется для построения моделей возникновения и эволюции других звёздных систем. Проблема исследования Галактики включает в себя вопросы её возникновения и развития, её динамической эволюции, звездообразования, химической эволюции и происхождения химических элементов (Марочник и Сучков, 1984; Тинсли, 1968).

В последние годы в астрофизике получил широкое распространение популяционный синтез. Этим термином называют метод прямого моделирования популяций, состоящих из большого числа слабо взаимодействующих объектов. Особенно успешно он был применен для исследования интегральных спектров шаровых скоплений и эллиптических галактик. Описанию метода и получаемых результатов посвящено много статей, обзоров и докладов на различных конференциях: Уорти,1994; Фриц-Альвенслебен, 2000; Марастон, 2003; Бразул и Шарло, 2003; Лейтерер, 2005; Сервиньо и Лурдиана, 2005; Попов и Прохоров, 2007; Маттеуччи, 2008; Пелтье, 2012. Особо стоит отметить прекрасный обзор О.К.Сильченко (2014).

Для вычисления интегрального спектра необходимо располагать обширной библиотекой спектров излучения разнообразных звёзд, составляющих исследуемую популяцию: галактику или скопление.

В эмпирическом популяционном синтезе спектр галактики разлагается на известные спектры звездных популяций и находят лучшую линейную комбинацию звездных спектров, описывающую интегральный спектр галактики или скопления.

Метод проб и ошибок сложения спектров звезд разных классов был применен в работе Спинрада и Тейлора (1971). Впоследствии Фабер (1972) применил более рафинированный способ такого сло-

Рис.5.1. Беатрис Мюриэл Хилл Тинсли

жения. Этот подход достигает хорошего представления, но ограничен в проверке единственности своего решения: к примеру, трудно разделять поздние карлики и звезды, уже находящиеся на ветви гигантов, так как возраст и содержание металлов изменяются подобным образом, почти неразличимо. Таким образом, старое, бедное металлами население напоминает молодое, но богатое металлами.

Другой подход к решению проблемы был развит Беатрис Тинсли в конце 60-х годов и широко применяется в настоящее время.[1] В этом методе, эволюционном популяционном синтезе, эволюция исследуемых объектов прослеживается от их рождения до какого-то заданного момента времени.

Как известно, самым главным свойством, определяющим эволюцию звёзд, является масса. В результате гравитационных конденсаций в Галактике происходит превращение межвездного газа в звезды, которые имеют некое начальное распределение по массам: начальную функцию масс (*НФМ = IMF = Initial Mass Function*). Более массивные звезды быстро эволюционируют и в конце эволюции сбрасывают часть своей массы в межзвездное пространство во вре-

---

[1] Беатрис Мюриэл Хилл Тинсли (27.01.1941-23.03.1981). Родилась в Англии, во время войны с семьёй перехала в Новую Зеландию. После окончания Кентерберийского университета получила степень бакалавра наук. В 1966 году защитила докорскую диссертацию "Эволюция галактик и её значение для космологии". С 1977 года,- профессор астрономии в Йельском университете. Беатрис Тинсли показала впервые, как можно вычислять эволюцию галактик и заложила основы популяционного синтеза.

В память о Беатрис Тинсли в 2007 году учреждена премия за вклад в астрономию и стипендия для молодых учёных. Её именем названа малая планета и одна из вершин в Новой Зеландии

http://freepages.misc.rootsweb.ancestry.com/~mturner/women/bmt.htm

мя взрывов сверхновых. Сброшенная масса, обогащенная синтезированными в процессе эволюции тяжелыми элементами, входит в состав вновь рождающихся звезд следующего поколения, среди которых звезды малой массы (меньше одной солнечной), время жизни которых сравнимо со временем жизни галактики, уже не участвуют в обогащении тяжелыми элементами следующего за ними звездного поколения. Таким образом, долгоживущие звезды-карлики дают нам представление об изменении химического состава Галактики со временем, то есть картину ее химической эволюции. Эти рассуждения в полной мере относятся и к другим галактикам, в том числе и к тем, которые невозможно разложить на звезды и для которых можно получить только их интегральные характеристики: интегральные спектры, показатели цвета и т.д. Поэтому для того, чтобы из этого интегрального излучения получить полезную информацию, требуется построение некоторой адекватной модели. Построением моделей звездного населения галактик начали заниматься еще в 60-х годах: Кремпин и Хойл (1961) показали, что интегральные показатели цвета скоплений могут применяться как индикаторы их возраста, а Тинсли (1968) применила основные элементы популяционного синтеза к вычислению некоторых наблюдательных величин для галактик. В последующей серии статей Беатрис Тинсли развила метод для вычисления спектрофотометрических свойств этих моделей и сравнения их с наблюдениями (Тинсли,1972, 1973; Тинсли и Ганн, 1976; Ганн, Страйкер и Тинсли, 1981).

В последние годы метод эволюционного синтеза развивается особенно успешно. Число статей, посвященных этой проблеме, исчисляется многими сотнями и тысячами. По оценке, сделанной Бринчменом (2009), примерно в 12 процентах опубликованных статей упоминаются термины "звёздная популяция" и "популяционный синтез". Эти проблемы в той или иной степени затрагиваются на многих совещаниях и симпозиумах. Так, например, в 1995 и 2006 годах состоялись специальные конференции, посященные проблемам эволюционного синтеза. Труды конференций опубликованы в 98 и 374-м томах серии Тихоокеанского астрономического общества под редакцией Лейтерера и др.(1996), Валленари и др.(2007). Некоторые аспекты эволюционного синтеза обсуждались на докладах, сделанных на симпозиумах Международного Астрономического союза No 241, No 262 и No 284, материалы которых опубликованы под редакцией Васдекиса и Пелтье (2006), Бразула и Шарло (2010) и Тиффса и Попеску (2012). Много интересных и полезных сообщений появляются в материалах многолюдных регулярных конференций "Протозвёзды и планеты". Третья такая конференция состоялась в 1999г. (Мэннингс и др., 2000), четвёртая прошла на Гавайских островах в 2005 г. (Райпурс и др., 2007), пятая, – Гейдельберге в 2013 г. (Бойзер и др., 2014).

Основная проблема популяционного синтеза: вычисление светимости, как квазимонохроматической L_λ, так и болометрической L_{bol} , излучаемой всей совокупностью N_{tot} звезд, то есть неразрешенной галактикой или скоплением. Если известны монохроматическая $l_{i,\lambda}$ и болометрическая l_i светимости индивидуальных звезд, тогда

$$L_\lambda = \sum_{i=1}^{Ntot} l_{i,\lambda} \tag{5.1}$$

$$L_{bol} = \sum_{i=1}^{Ntot} l_i \tag{5.2}$$

Если светимости индивидуальных звезд неизвестны, рассматривается сумма вкладов звезд различных классов N_{class}:

$$L_\lambda = \sum_{i=1}^{Nclass} N_i l_{i,\lambda} \tag{5.3}$$

$$L_{bol} = \sum_{i=1}^{Nclass} N_i l_i \tag{5.4}$$

где N_i – число звезд светимости $l_{i,\lambda}$ и l_i.

Каждый такой класс формируется из примерно одинаковых звезд с достаточно однородными свойствами, – температурой, светимостью и химсоставом, изменёнными в процессе эволюции: $l_{i,\lambda}=l_{i,\lambda}(T_{eff},g,Z)$ и соответствующим последовательным эволюционным фазам. Величины $l_{i,\lambda}$ (T_{eff},g,Z) определяются в результате вычислений на основе теории звездной эволюции, описывающей внутреннее строение и эволюционный путь звёзд, а также и теории звездных атмосфер, на основе которой рассчитывается строение внешних слоев и поток, излучаемый с поверхности звезды.

Коэффициенты N_i ($i= 1, N_{tot}$) представляют средневзвешенные значения для некоторого числа звезд определенной массы M, рождающихся в данный момент времени. Отметим, что иногда эволюционный популяционный синтез носит название изохронного синтеза.[2]

Суммарный спектр галактики или скопления L_λ может быть представлен как:

$$L_\lambda = \sum_{i=1}^{N_{tot}} N_i(M,\delta M) l_{i,\lambda}(T_{eff}, g, Z) \qquad (5.5)$$

Суммирование производится для всех звёзд массой M в пределах (M,M+δM),родившихся и проэволюционировавших за время возраста галактики t_{gal}. Уменьшая интервалы разбиения по времени и массе и совершив предельный переход, можно выразить суммарный спектр галактики через интеграл:

$$L_\lambda = \int_0^{t_{gal}} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(M,t) l_\lambda(M,t) dM dt \qquad (5.6)$$

где N(M,t) – число звёзд начальной массы M и возраста t. Эту функцию иногда называют функцией звездообразования (*Stellar Birthrate Function*). Разделяя переменные, её можно представить в виде двух сомножителей:

$$N(M,t) = \psi(t) \cdot \varphi(m) , \qquad (5.7)$$

где ψ(t)– представляет собой скорость, с которой в данный момент газ превращается в звёзды, так называемый темп звездобразования (*Star Formation Rate* = SFR),

φ(M) – распределение звёзд по массам в каждом вновь рождающемся поколении, или начальная функция масс (*НФМ = Initial Mass Function* = IMF).

---

[2] Изохроной называют геометрическое место точек на диаграмме Герцшпрунга -Рессела, показывающее светимости и температуры в некоторый определенный момент времени для всех звёзд данной совокупности (галактики или скопления). Получить её можно, соединив плавной кривой точки на эволюционных треках звёзд разной массы. Таким образом, точка на изохроне в пределах малого изменения массы δM представляет на диаграмме население одинакового возраста $l_{i,\lambda}(T_{eff}, g, Z)$

Программы для вычисления эволюционной модели должны включать следующие ингредиенты: теорию звездной эволюции, теорию звездных атмосфер и начальную функцию масс. Для расчётов необходимо располагать входными данными: эволюционными треками и моделями атмосфер и задать входные параметры: темп звездообразования, наименьшие и наибольшие массы в НФМ, возраст, металличность. Простейшие модели звездных популяций (*SSP=simple stellar population*) описывают мгновенную вспышку звездообразования некоторого набора звезд разной массы с одинаковым химическим составом и возрастом. Впрочем, может рассматриваться и непрерывное рождение звёзд, начиная с выбранного нулевого момента.

При моделировании звёздной популяции необходимо задать:

1. историю звездообразования (*SFH = Star Formation History*), или, другими словами, временну́ю эволюцию скорости звездообразования (*SFR*) и распределение числа новорождённых звезд по массе,– начальную функцию масс (*НФМ= IMF*),

2. модели химического состава, то есть начальный химический состав и темп химического обогащения среды, а также

3. изохроны, – набор параметров для звездных популяций одного возраста.

Теория звездной эволюции описывает временну́ю эволюцию звездных моделей в пространстве переменных (T_{eff},g), которые должны быть переведены в наблюдаемые величины: спектры, звездные величины, показатели цвета, и т.д. Такой перевод требует наличия достаточно обширной и подробной библиотеки спектров звезд, находящихся на разных стадиях эволюции. Для калибровки моделей применяют наблюдаемые для скоплений диаграммы "спектр-светимость" или "цвет-светимость".

Конечным результатом эволюционной модели популяции должно быть достаточно хорошее представление различных рассчитанных интегральных спектров или определённых на их основе различных фотометрических индексов при их сравнении с наблюдаемыми в рассматриваемым скоплении или галактике. Расчеты выполняются в два этапа.

1. Построение модельной популяции объектов.

2. Расчет интересующих величин (количество источников с определенными параметрами, параметры объектов, коэффициенты корреляции между ними или статистические моменты этих параметров, их функции распределения и т.д.) и сравнение их с наблюдениями.

В последние годы метод популяционного синтеза стал широко применяться, в частности, для исследования двойных систем. Этой проблеме посвящен обзор Попова и Прохорова (2007), в котором приводятся ссылки на примененные эволюционные сценарии и результаты последних исследований разных типов двойных: белых карликов, "голубых бродяг", нейтронных звезд, черных дыр и т.д.

База данных, необходимых для эволюционного моделирования, описана в обширной статье многих авторов (Лейтерер и др., 1996). В электронной форме эти данные доступны на распространяемом лазерном диске (*AAS CD-ROM Series, Vol.7*). Кроме того, возможно получить некоторые из них по индивидуальному запросу.

5.2. Начальная функция масс

Проблема возникновения и развития звёзд включает в качестве одной из своих главных задач определение их начальной функции масс.

Распределение рождающихся звёзд по массе, или, другими словами, начальную функцию масс определяют с помощью зависимости **масса-светимость** из наблюдаемой функции светимости звёзд в окрестности Солнца. При этом необходимо выполнить сложные редукции: учесть вклад проэволюционировавших звёзд в наблюдаемую выборку и распределение звёзд по z-координате. При этом надо помнить и о зависимости скорости звездообразования и начальной функции масс от времени. Проблеме посвящаются материалы конференций (Гилмор и Хоувелл, 1998; Корбелли др., 2004), различные относящиеся к НФМ вопросы обсуждаются на совещаниях, о значимости НФМ свидетельствует громадное множество статей и докладов.

Начальная функция масс $\varphi(M)$ определяется числом звезд dN, создаваемым в единичном интервале масс dM за время dt в кубическом парсеке, а также возрастом T_0 данной популяции. Начальная функция масс часто аппроксимируется степенной функцией

$$\varphi(M) = dN/d(M) = A \cdot M^{-x} \qquad (5.8)$$

А – коэффициент пропорциональности.

Примеры представления начальной функции масс разными авторами показаны на рисунке 5.2. Обращает на себя внимание тот факт, что, если для звёзд умеренных и больших масс почти все они совпадают, в области малых масс наблюдается большое разнообразие.

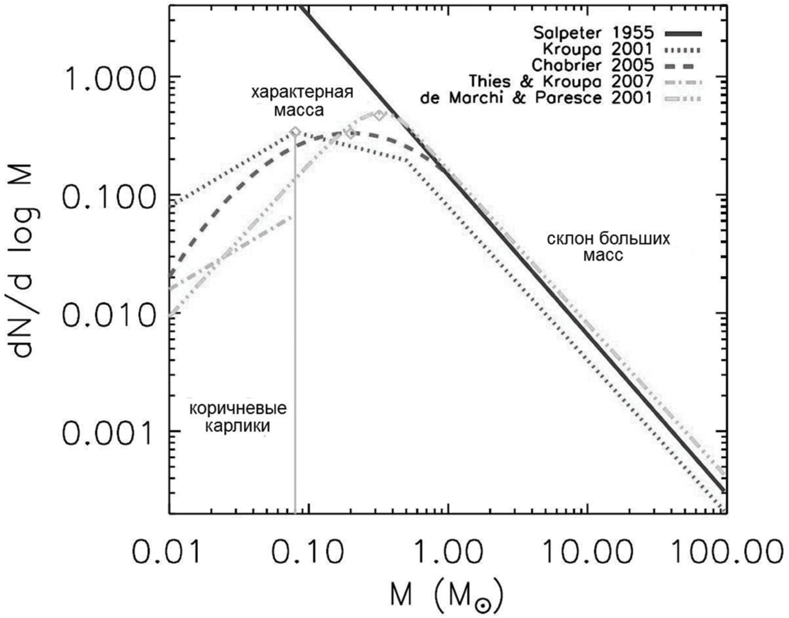

Рис.5.2. Начальная функция масс для звёзд Галактики
(Оффнер и др., 2013)

НФМ в виде простой степенной функции была предложена Солпитером (1955):

$$\varphi(M) \approx 0.03 \cdot \left(\frac{M}{M_0} \right)^{-2.35} \qquad (5.9)$$

здесь масса звезды выражена в единицах массы Солнца M_O. Для массивных($M \geq 1M_O$)звёзд в законе Солпитера x = 2.35.

Долгое время считали НФМ инвариантной величиной, постоянной не только для нашей, но и для других галактик. Поскольку факторы, определяющие процесс звездообразования, – химсостав и плотность газа, наличие магнитного поля и ионизирующего излучения, – меняются во времени и пространстве, то ясно, что и НФМ должна быть величиной изменяющейся. Миллер и Скало (1979) аппроксимировали НФМ логнормальным распределением для нескольких интервалов между 0.1 и $30M_O$.[3]

$$\varphi(log_{10}M) = dN/d(log_{10}M)\ , \qquad (5.10)$$

Так как $$\varphi\ (M) = \frac{1}{M \cdot Ln10} \cdot \varphi(\lg_{10} M)$$

$$, \qquad (5.11)$$

то выражения (5.8) и (5.10) можно переписать в виде:

$\varphi(log_{10}M) \sim M^{\Gamma}$, и $\varphi(M) \sim M^{-x}$, где $\Gamma=-(x-1)$. Для закона Солпитера x=2.35, Г=1,35. В литературе выражения для НФМ часто встречаются написанными в упрощенном виде:

$$dN \sim M^{\Gamma} \cdot d(lgM)\ , \qquad (5.12)$$

или

$$dN \sim M^{-x} \cdot d(M)\ , \qquad (5.13)$$

где $\Gamma = -(x-1)$.

На рисунке 5.3, заимствованным из обзора Бастиана и др.(2010), приводятся НФМ для звёздных группировок разного возраста: от молодых компактных областей формирования звёзд, до шаровых скоплений. Начальная функция масс неоднократно определялась для различных интервалов массы формирующейся звезды в различных условиях, причём вид НФМ неоднократно пересматривался разными авторами (Солпитер, 1955; Миллер и Скало, 1979; Скало, 1986,1998; Кенникатт, 1985; Кроуп, 2007; Шабрие, 2003, Бастиан и др., 2010). Некоторые из них показаны на рисунке 5.2. Обычно начальную функцию масс рассчитывают для нескольких ниболее важных интервалов:

$M \leq 0.072 \cdot M_o$ – включающих так называемые субзвёздные тела, в том числе и коричневые карлики;

звёзды малой массы: $0.072 \leq M/M_o \leq 1$;

---

[3] Логнормальное распределение, - это непрерывное распределение вероятности случайной переменной, чей логарифм распределён нормально:

$$P(x) = \frac{\log e}{\sigma \cdot x \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp(\frac{-(\log x - a)^2}{2 \cdot (\sigma)^2}) \quad \text{при } x \geq 0\ ;$$

$P(x) = 0$ при $x \leq 0$.

Параметры распределения: $\sigma^2 \geq 0$, и $a \in R$, где R - множество рациональных чисел. Логнормальное распределение является предельным распределением для произведения независимых положительных случайных величин. Примером л.р. может служить распределение размера частиц при дроблении горной породы.

http://en.wiwipedia.org/wiki/

звёзды промежуточной массы: $1 \leq M/M_o \leq 9$;
массивные звезды: $9 \leq M/M_o$.

Представленная на рисунке 5.2 кривая Кроупа (5.8) в виде нескольких отрезков задаётся несколькими значениями переменной x для звёзд малой массы:

$$\begin{aligned}
&0.01 \leq (M/M_o) \leq 0.08; \quad \text{где}\ &&x=+0.3\pm0.7;\\
&0.08 \leq (M/M_o) \leq 0.50; &&x=+1.3\pm0.5;\\
&0.50 \leq (M/M_o) \leq 1.00; &&x=+2.3\pm0.3;\\
&1.00 \leq (M/M_o); &&x=+2.3\pm0.7;
\end{aligned}$$

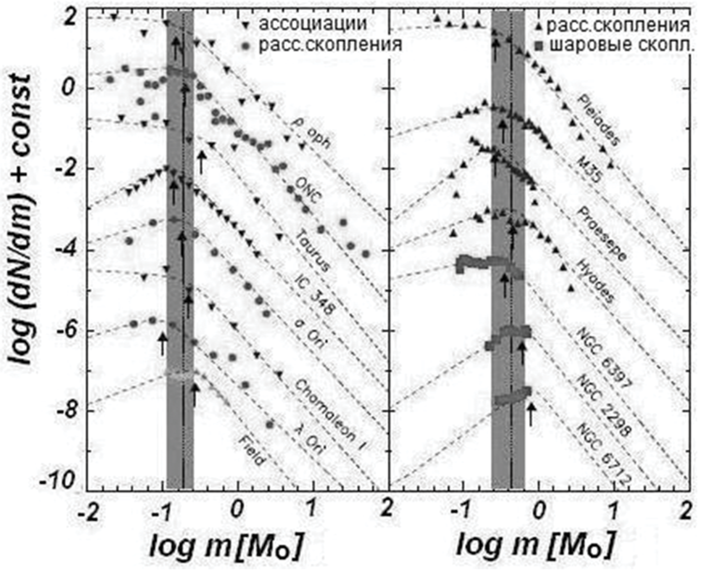

Рис.5.3. Начальная функция масс для звёздных группировок различного возраста. На левом рисунке показаны НФМ для звёзд поля, ассоциаций и некоторых рассеянных скоплений, на правом, - для шаровых и рассеянных скоплений. Вертикальной полосой отмечены пределы изменения положения максимума НФМ (Бастиан и др., 2010)

Скало (1986), учитывая разную скорость звездообразования, задал значения показателей x и коэффициентов A для более массивных звёзд:

$$0.0 \le log_{10}(M/M_o) \le 0.54;\ x=4.37;\ A = 0.044\cdot(log_{10}M_o)^{-1},\ pc^{-3}.$$
$$0.54 \le lg(M/M_o) \le 1.26;\ x=3.53;\ A=0.015\cdot(lgM_o)^{-1},\ pc^{-3}.$$
$$1.26 \le lg(M/M_o) \le 1.80;\ x=2.11;\ A=2.5\cdot10^{-4}\cdot(lgM_o)^{-1},\ pc^{-3}.$$

Как показывают наблюдения, наибольшее влияние на начальную функцию масс оказывают различие условий звездообразования для маломассивных звёзд($M/M_o \le 1$) , это видно из графиков, приведённых на рисунке 5.2 и 5.3.

Рисунок 5.4, показан показатель $\Gamma =- (x -1)$, иллюстрирует формы НФМ для звёзд разной массы. Шабрие (2005) предложил более гладкую функцию НФМ в области малых масс:

$$dN/d(\lg M) = 0.093\cdot\exp\left(\frac{-(\lg M - \lg 0.2)^2}{2\cdot(0.55)^2}\right) \quad \text{для } M \le M_o \qquad (5.14)$$

$$dN/d(lgM)= 0.041\cdot M^{-1.35\pm0.3} \quad \text{для } M \ge M_o \qquad (5.15)$$

В более сложной форме "усечённой экспоненты"эту функцию представили деМарчи и др.(2001), Парравано и др. (2011):

$$dN/d(M) \sim M^{-\alpha}\cdot[1-exp[(-M/M_p)^{-\beta}] \qquad (5.16)$$

Таким образом, в области малых масс вид функции начальных масс показывает большое разнообразие, вызванное различными начальными условиями формирования дозвёздных ядер конденсации. В дальнейшем основные уточнения касались вида функции на краях диапазона 0.1-100 масс Солнца, то есть для наиболее масивных и маломассивных звезд. Бэлдри и Глэйзбрук (2003) рассмотрели различные виды представления НФМ, появившиеся в литературе, и после обстоятельного рассмотрения сделали вывод о том, что солпитеровская функция является достаточно хорошим приближением в интервале масс от 0.5 до 120 масс Солнца.

Работа по уточнению начальной функции масс для широкого диапазона масс, включающего в том числе и субзвёздные небесные тела, а также различные начальные условия звездообразования продолжается (Шабрие (2003, 2005); Бастиан и др., 2010).

Кроме определения функции масс φ(lgM) как числа звёзд в единичном логарифмическом интервале масс, встречаются также и другие полезные определения: спектр масс *n(m)=dN/dM* – число звёзд в единичном интервале масс, т.е. дифференциальное распределение звёзд по массе, показатель спектра масс *g = d*[*lg n(M)*]*/d(lgM)* – логарифмическая производная от спектра масс по массе (Сурдин,2001).

5.3. Темп звездообразования

Так же, как и начальная функция масс, скорость превращения межзвёздного газа в звёзды, – темп звездообразования ψ(t) зависит от условий окружающей среды и, в зависимости от интервала осреднения, выражается как производство массы звёзд, выраженных в единицах масс Солнца, в единицу времени: M_o/yr или M_o/Myr. (Кенникатт и Эванс, 2012). Шмидт (1958), сопоставляя число O-B-звёзд и объёмную плотность нейтрального водорода в окрестности Солнца, нашёл, что SFR ~ ρ^2_{HI}. Кенникатт подтвердил эту зависимость, сопоставив поток в эмиссионной линии H_α , возбуждаемой вблизи массивных ($\geq 10M_o$) звёзд и полную поверхностную плотность водорода $\sigma_{gas} = \sigma_{(HI+H2)}$ в проекции на галактическую плоскость и выразил её в виде показательной функции:

$$\psi(t) = \nu\sigma^{k}_{gas} , \tag{5.17}$$

где ν – некоторый параметр.

Для диска Галактики k = 1.4 ± 0.15, т.е. для полной массы водорода, в его атомарной и молекулярной формах, показатель получается меньше, чем в формуле Шмидта. Параметр ν, имеющий размерность обратного времени, обозначает эффективность звездообразования, или, другими словами, скорость звездообразования на единичную массу газа. При этом игнорируются другие свойства газа, – его температура, вязкость, магнитное поле и т.д. (Кенникатт, 1998).

Гавази и др.(2002) применили в расчётах две формы SFR:

1) экспоненциальную SFR:

$$SFR(T,\tau)= 1/\tau\cdot exp(-T/\tau) , \qquad (5.18)$$

которая описывает экспоненциальное затухание после вспышки в момент Т.

2) форму "заторможенной экспоненты" SFR a la Sandage:

$$SFR(T,\tau)=T/\tau^2\cdot exp(-T^2/2\tau^2), \qquad (5.19)$$

Временная эволюция этого семейства функций показывает смещенное возрастание до максимума с последующим экспоненциальным убыванием. Время задержки и крутизна убывания регулируются одним параметром τ . Разнообразие физических условий в межвёздной среде, вероятно, приводит и к тому, что нет единого рецепта для вычисления SFR. Сверхзвуковая турбулентность в межзвёздных облаках формирует волокнистые структуры, в которых происходят процессы фрагментации. При определённых условиях внутри таких фрагментов, например, в области пересечения газопылевых волокон, создаются условия для формирования протозвёзд.

В современные расчёты вводятся такие параметры, как $\alpha_{vir}=2E_{kin}/E_{grav}$ – вириальный параметр, M_s – число Маха, b – параметр, учитывающий влияние турбулентности, альфвеновский параметр $\beta = P_{gas}/P_{mag}$ – отношение средней величины газового давления к давлению магнитного поля. В обзоре Падоана и др.(2013) приведены несколько выражений для функции скорости звездообразования, принадлежащих разным авторам.

На рисунке 5.5 показана зависимость усредненной по диску галактики поверхностной плотности звездообразования Σ_{SFR} от средней поверхностной плотности газа Σ_{gas}, которая включает в себя как атомную, так молекулярную составляющие: $\Sigma_{gas} = \Sigma(HI+H_2)$. При этом как SFR , так и масса газа нормализованы к среднему радиусу диска, в котором формируются звёзды. Каждая точка представляет индивидуальную галактику. Разными значками отмечены различные классы галактик: чёрные точки, – нормальные галактики, кресты, – галактики низкой поверхностной яркости LSBG (= *Low Surface Brightness Galaxies*), большим фиолетовым квадратом в центре облака точек отмечен Млечный Путь. Красные квадраты, – это яркие и сверхяркие инфракрасные галактики (*luminous star-formation dominated infrared galaxies=LIRGs and ultraluminous infrared galaxies= ULIRGs*). Синие кружки, – голубые компактные галактики, показывающие вспышку звездообразования. Прямая линия, – зависимость Кенникатта-

Шмидта (см. выше) с показателем k=1.4. Как видно, все галактики в основном подчиняются этой зависимости, хотя, возможно, в некоторых из них существуют особые условия (галактики с активным звездообразованием и галактики низкой поверхностной яркости).

5.4. Эволюционные треки и изохроны

Сценарии развития и изменения химического состава критическим образом зависят от массы звёзд. В коричневых карликах никогда не загорается водород и они сохраняют первоначальный состав газа, из которого сконденсировались. В звёздах малых и промежуточных масс ($0.8 \leq (M/M_o) \leq 10$) производятся ^{4}He, ^{12}C, ^{14}N, некоторые CNO-изотопы и элементы s-процесса.

Массивные звёзды ($M \approx 10\text{-}40M_o$) заканчивают свою эволюцию как сверхновые 2-го типа и взрываются при коллапсе ядра. Они обогащают межзвёздную среду элементами α-процессов (O, Ne, Mg, Si, S, Ca), некоторыми элементами железного пика, элементами s-процесса ($A \leq 90$) и r-процесса. Звёзды, более массивные, чем 40 масс Солнца, заканчивают свою историю вспышкой сверхновой 1-го типа и обогащают межзвёздную среду элементами железного пика. Взрыв коллапсирующего ядра в этих звёздах связывают с гамма-вспышками. Наиболее широко известными в настоящее время являются библиотеки эволюционных треков и изохрон итальянских (*Padova group*) и швейцарских (*Geneva group*) исследователей из Падуи и Женевы (см., например, обзор Лейтерера и др., 1996, и ссылки там).

Между этими библиотеками существуют различия, вызванные разными начальными параметрами, принятыми приближениями в теоретических расчетах и допущениями для некоторых наблюдательных параметров, недостаточно точно известных до настоящего времени.

Для падуанских моделей характерны следующие особенности:

1) Применены последние модели звездной непрозрачности,

2) Новые сведения о сечениях ядерных реакций и нейтринных потерь,

3) Приняты в расчет конвективные выбросы (overshooting),

4) Модели с сохранением массы расчитываются только для звезд малых и промежуточных масс. Для звезд с массой $M \geq 12M_o$ включен эффект потери массы звездным ветром.

Для зависимости обогащения dY/dZ ≈ 2.5 взяты следующие пределы для расчетов: в падуанской группе Z=0.0001 до 0.1, в женевской: Z=0.001 до 0.04. Пределы масс: $M=0.6\div120M_o$, – для падуанской группы, $M=0.8\div120M_o$ – для женевской. В расчеты женевской группы также включена эволюция до главной последовательности (с учетом аккреции), расчет моделей звезд горизонтальной ветви (HB=*horizontal branch stars)* и после нее (*post*-HB- *stars*), а также звезд асимптотической ветви гигантов (AGB-stars = *asymphtotic giant branch stars*). Кроме того, для звезд большой массы приняты некоторые дополнительные уточнения (возрастание со временем темпа потери массы, изменение Z со временем и т.д.).

Показанные на рисунках эволюционные треки получены женевской группой (Шаллер и др. 1992). Потеря массы, выраженная в единицах солнечной массы в год, рассчитана в соответствии с химическим составом $dM/dt \approx Z^{0.5}$ (де Ягер и др.,1988) и для массивных Вольф-Райе звёзд поздней азотной последовательности (WNL) принята $4\cdot10^{-5}\cdot M/M_o$, для ранних азотных и углеродных WNE и WC-звёзд составляет $(0.6\text{-}1.0)\cdot10^{-7}\cdot M/M_o$ в год (Лангер, 1989). Набор изохрон содержится, в частности, в Центре звездных данных:

http://cdsarc.u-strasbg.fr/cats/VI.htx

(каталоги VI-40, VI-55, VI-65, VI-96, VI-113, VI-118).

Расчетом звездных моделей и эволюционных треков в последнее время занимаются многие исследователи, в том числе и в Италии. К примеру, коллективом в Пизе (Pisa group) проведены расчеты для звезд в широких пределах звездных масс, от $0.5M_o$ до $10M_o$ (Петринферни и др.,2004, 2006). Принятое содержание элементов [Fe/H]= от -2.27 до +0.40. Начальное содержание гелия от Y=0.245 для бедных металлами звезд, до Y=0.303 для более обогащенных, при принятой зависимости dY/dZ ≈ 1.4. В расчетах предусмотрен учет конвективных выбросов на границе конвективной зоны. Полный ряд моделей перекрывает широкие пределы возраста, от ≈ 30 Myr до 15 Gyr. Для звезд балджа и гало модели и изохроны рассчитаны с учетом обогащения α-элементами и расширенными пределами изменения входных параметров: $-2.6 \le [Fe/H] \le 0.05$ и $T_e \le 6500K$.

На рисунках 5.6-5.8 показаны для примера эволюционные треки звёзд с широким набором начальных масс и разным химическим составом.

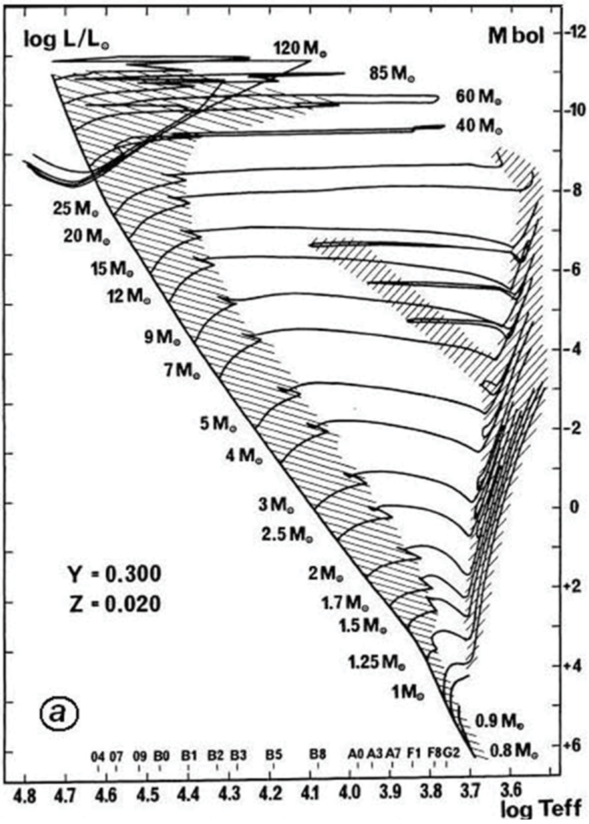

Рис.5.6.(а) Теоретическая диаграмма Герцшпрунга-Рессела для набора вычисленных моделей с солнечной металличностью.

Значение параметра, характеризующего конвективные выбросы (overshooting): $a_{over} = d_{over}/H_p = 0.20$. Сравнительно медленные фазы звёздной эволюции отмечены штриховкой. Для того, чтобы не загромождать рисунок, модели с массой около 1.25M_O показаны без конвективных выбросов

(Шаллер и др., 1992)

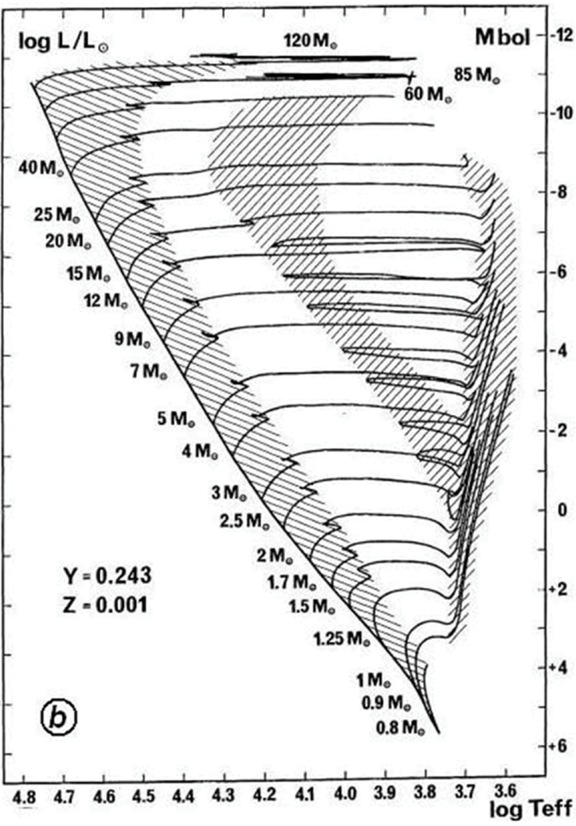

Рис.5.6.(б) Теоретическая диаграмма Герцшпрунга-Рессела для набора вычисленных моделей с пониженным содержанием тяжёлых элементов (Z=0.001). Значение параметра $a_{over} = d_{over}/H_p = 0.20$. Сравнительно медленные фазы звёздной эволюции отмечены штриховкой. (Шаллер и др., 1992)

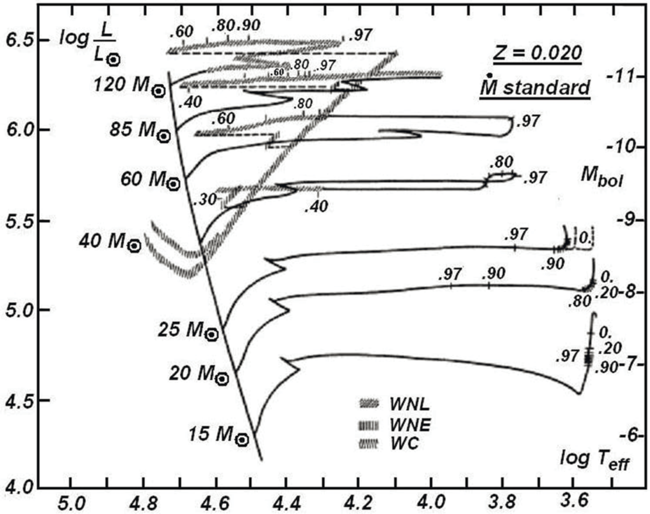

Рис.5.7. Эволюционные треки для массивных звёзд. Показано положение звёзд Вольф- Райе, содержание гелия в центре отмечено малыми значками на треках (Шаллер и др., 1992)

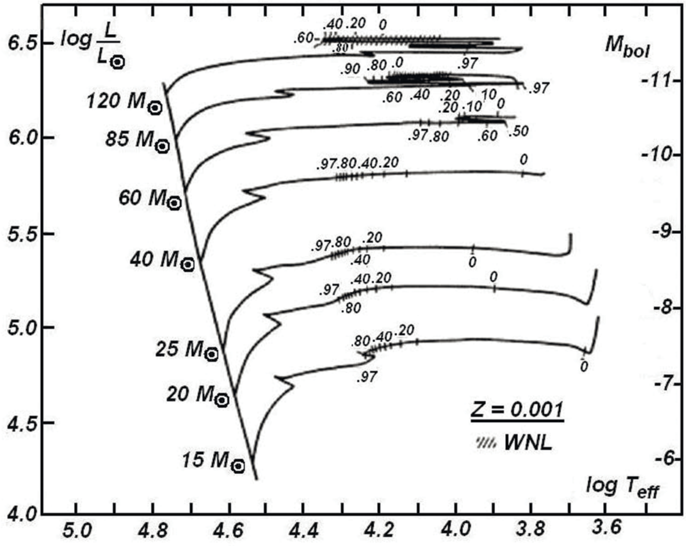

Рис.5.8. Эволюционные треки для Z=0.001 (Шаллер и др., 1992)

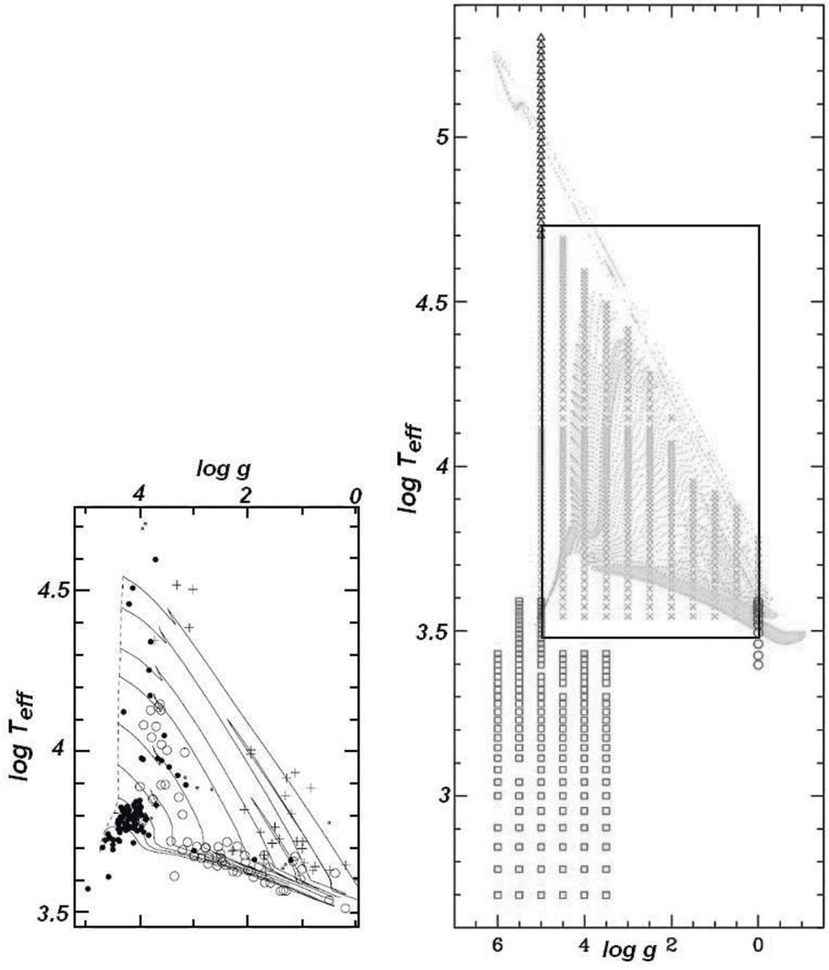

Рис.5.9. Левая панель: Диаграмма Герцшпрунга - Рессела (lgT$_e$, lgg) эмпирической библиотеки STELIB (ЛеБорнь и др., 2003). Разными символами отмечены разные классы светимости: заполненные кружки, - звёзды главной последовательности (V), открытые кружки, - гиганты (III), кресты, - сверхгиганты классов I и II, точки, - звёзды, для которых спектральный класс не определялся.
Правая панель: Диаграмма Г - Р, построенная по данным звёздных библиотек для моделей с солнечной металличностью: точки, - данные Жиради и др., 2002; кресты, - Кастелли и др., 1997; кружки, - Флакса и др., 1994; квадраты, - Алларда др., 2002. Треугольниками обозначены спектры абсолютно чёрного тела (Жиради и др., 2002)

5.5. Спектрофотометрия

Для расчётов методом эволюционного синтеза раньше часто использовались эмпирические данные о распределении энергии в спектрах звёзд.

Недостаток эмпирически полученных библиотек в том, что для некоторых редко встречающихся типов звёзд данные недостаточно подробны или вообще отсутствуют. В этом смысле теоретические расчёты выходящего излучения для современных моделей гораздо подробнее и позволяют получать спектры с высоким разрешением. Рисунок 5.9 иллюстрирует богатый набор моделей, применяемых в эволюционном синтезе.

5.6. К-коррекция

Постоянная "К-поправка" (К=(нем.) *konstante*) введена Карлом Вильгельмом Виртцем (1918) в те годы, когда ещё не было полной уверенности в том, что спиральные туманности находятся за пределами нашей Галактики, но тем не менее, о красном смещении в спектрах ближайших ярких спиральных туманностей уже было известно. Истинную причину красного смещения открыл Эдвин Хаббл в тридцатых годах. Поправка обозначает постоянную величину, которую надо добавить к измеренной звёздной величине галактики, движущейся с красным смещением z, чтобы преобразовать её к звёздной величине, измеряемой в неподвижной системе отсчёта самой этой галактики. Вследствие красного смещения кривая распределения энергии F(λ) будет сдвинута в красную сторону относительно фиксированной спектральной полосы фотометра. На рисунке 5.10 для средней величины красного смещения $z>0.25$ показаны спектры некоторых галактик. Можно видеть смещение границ слоуновской фотометрической полосы g в зависимости от более точных значений z, указанных на рисунках. Объяснение и формулы для учёта К-поправки даны во многих статьях (Роч и др.,2009; Чилингарян и др.,2009; Блантон и Ровейс, 2007; Блантон и др,2003; Хогг и др., 2002; Чаби и др., 2000; Кайнни и др.,1996; Фукугита и др.,1995).

Обозначим через ν_e частоту фотона, излученного галактикой, наблюдаемой на красном смещении z, а частоту этого фотона, принимаемую наблюдателем, через ν_o. Тогда $\nu_e = [1+z]\nu_o$.

Ширину фотометрической полосы в системе отсчёта наблюдателя обозначим через R, а в системе галактики, – через Q. К-поправка определяется этими двумя величинами: K_{QR}. Измеренная звёздная величина

$$m_R = M_Q + DM + K_{QR}$$

где M_Q – абсолютная звёздная величина,

$$DM = 5 \cdot \lg\left[\frac{D_L}{10pc}\right]$$

– модуль расстояния, в котором D_L – расстояние, определяемое светимостью объекта (luminosity distance). Если обозначить через $f_\nu(\nu)$ спектральную плотность потока, представляющую собой энергию, падающую в единицу времени на единицу площади в единичном интервале частот, то видимая звёздная величина

$$m_R = -2.5 \cdot \lg\left[\frac{\int \frac{d\nu}{\nu_0} \cdot f_\nu(\nu_0) \cdot R(\nu_0)}{\int \frac{d\nu}{\nu_0} \cdot g_\nu^R \cdot R(\nu_0)}\right],$$

где интеграл взят по наблюдаемому интервалу частот (ν_o), а функция $g_\nu^R(\nu_o)$ представляет ссбой спектральную плотность потока от стандартного источника (звезды нулевой звёздной величины в системе Веги) или гипотетического источника в системе АВ-величин. Абсолютная звёздная величина M_Q от компактного источника светимостью $L_\nu(\nu_o)$ на расстоянии 10 парсек:

$$M_Q = -2.5 \cdot \left[\frac{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot \frac{L_\nu(\nu_e)}{4\pi(10pc)^2} \cdot Q(\nu_e)}{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot g_{\nu_e}^Q \cdot Q(\nu_e)}\right]$$

Здесь интеграл берётся в спектральной области ν_e, то есть в области, где был излучен свет. D_L – расстояние до источника, при этом полоса Q(ν) эквивалентна R(ν). Для источника с красным смещением z:

$$L(\nu) = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} \cdot f_\nu(\nu_o)$$

$$\nu_e = [1+z]\nu_o$$

Множитель [1+z] отражает тот факт, что поток берут для единичного интервала частот. Таким образом, К-поправка для наблюдаемой звёздной величины в полосе R от источника с абсолютной величиной M_Q в полосе Q, соответствующей его системе отсчёта, будет равна:

$$K_{QR} = -2.5 \cdot \lg\left[[1+z] \frac{\int \frac{d\nu}{\nu_o} \cdot f_\nu(\nu_o) \cdot R(\nu_o) \cdot \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot g_\nu^Q(\nu_e) \cdot Q(\nu_e)}{\int \frac{d\nu_o}{\nu_o} \cdot g_\nu^R(\nu_o) \cdot R(\nu_o) \cdot \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot f_\nu(\frac{\nu_e}{1+z}) \cdot Q(\nu_e)} \right] \quad (5.20)$$

Или, переходя от видимого потока к светимости :

$$K_{QR} = -2.5 \lg\left[[1+z] \frac{\int \frac{d\nu_o}{\nu_o} \cdot L_\nu([1+z]\nu_o) \cdot R(\nu_o) \cdot \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot g_\nu^Q(\nu_e) \cdot Q(\nu_e))}{\int \frac{d\nu_o}{\nu_o} \cdot g_\nu^R(\nu_o) \cdot R(\nu_o) \cdot \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} \cdot L_\nu(\nu_e) \cdot Q(\nu_e)} \right] \quad (5.21)$$

Для перехода от частотных интервалов к интервалам длин волн применяются соотношения:

$$vf_v(v)=\lambda f_\lambda(\lambda);\ \lambda v = c;\ \lambda_o=\lambda_e;\ F(\lambda)=L_\lambda(\lambda);\ S_i(\lambda)=\lambda R(\lambda).$$

Понятие о величине К-поправки даёт рис.5.11, построенный Фукугита и др. (1995) на основании сведений о среднем распределении энергии в спектрах галактик из атласа Кенникатта (1992), Бертола и др.,1982, и Колемана и др.,1980. Аналогичный график приводится в статье Кайни и др.(1996), для инфракрасных полос – в статье Манучччи и др.(2001).

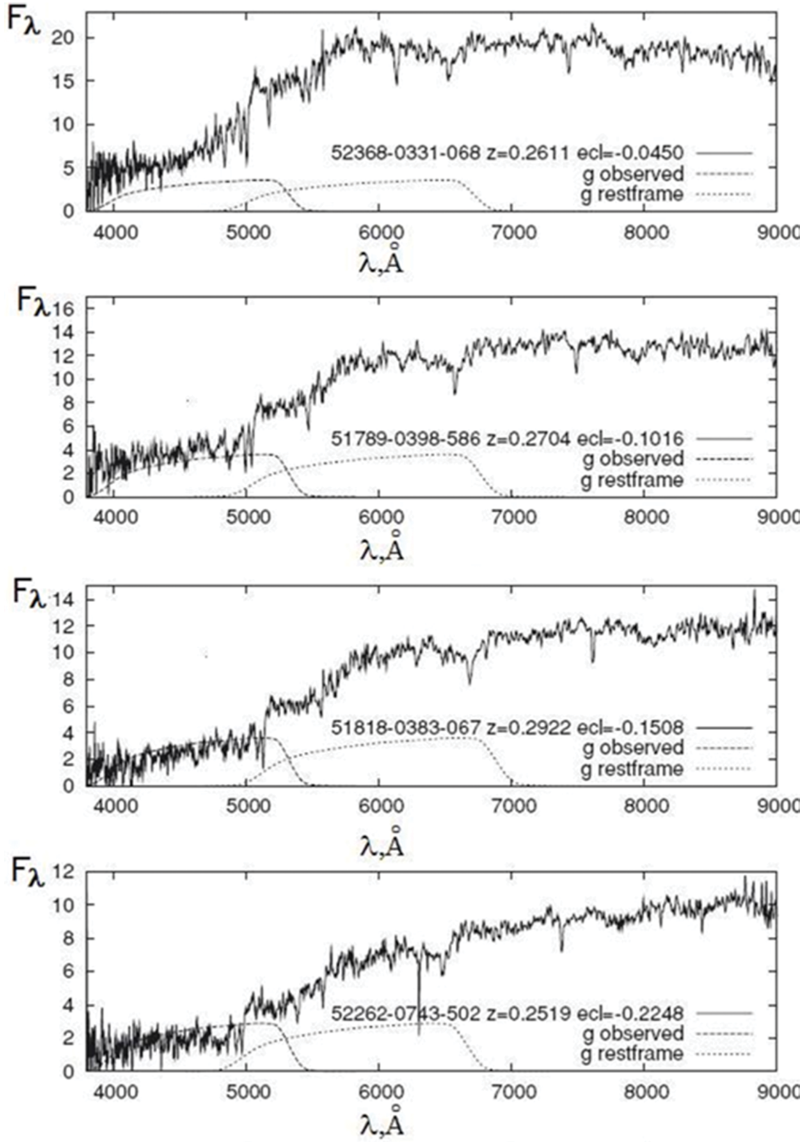

Рис.5.10. Спектры галактик примерно одинаковой яркости.
Штриховой линией показана кривая реакции g - полосы, пунктиром - эта же полоса в системе отсчёта галактики
(Роч и др., 2009)

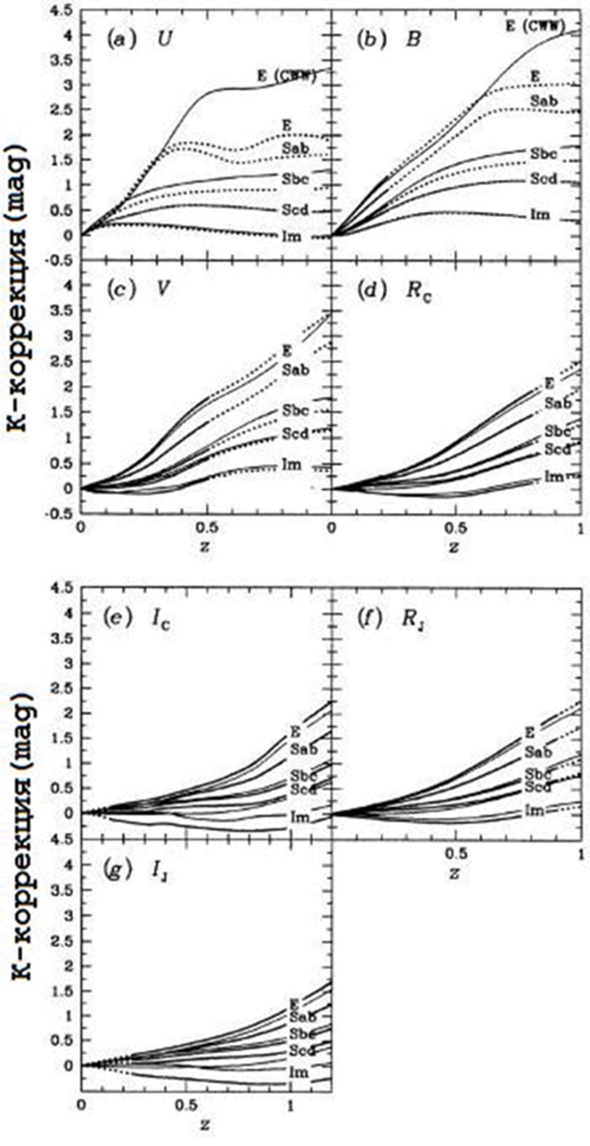

Рис.5.11. Значения К-поправки, рассчитанные для разных фотометрических систем и галактик разного типа. Сплошные линии - по данным атласа Кенникатта (1992), пунктир - Бертола и др.,1982, Колемана и др.,1980 (Фукугита и др., 1995)

5.7. Допуски и ошибки

Неточности и погрешности в эволюционном синтезе обсуждаются во многих статьях и могут быть вызваны следующими причинами (Шарло и др., 1996; И, 2003; Сервиньо и Лурдиана, 2005):

1. Неточностью в эволюционных треках и преобразованием их в изохроны.

Интерполяция треков в *предположении о гомологичности*.[4]

Некоторые эволюционные треки определены последовательностью эквивалентных эволюционных точек, которые определены как точки на треках звёзд разных масс, между которыми существуют гомологичные соотношения, то есть структура двух звёзд разной массы гомологичны в соответствующих эквивалентных эволюционных точках.

К примеру, в случае полностью радиативной звезды главной последовательности массой *m* и с крамеровским законом непрозрачности гомологичные соотношения для радиуса, оптической толщи и светимости:

$$r(m) \sim (\varepsilon_o k_o)^{1/20} \cdot \mu^{13/20} \cdot m^{4/5} \,, \qquad (5.22)$$

$$\tau(m) \sim k_o \cdot \mu^{-4} \cdot X \cdot m^2 \,, \qquad (5.23)$$

$$l_{bol}(m) \sim k_o^{-1} \cdot \mu^4 \cdot m^3 \,, \qquad (5.24)$$

где k_o – непрозрачность,
μ – средний молекулярный вес,
ε_o – производимая энергия,
X – часть водорода в звёздном ядре.

Эти соотношения, вместе с законом Стефана-Больцмана:

$$l_{bol}(m) \sim r^2(m) \cdot (T^4_{eff}(m)) \qquad (5.25)$$

позволяют выполнить интерполяцию между треками на главной последовательности в предположении, что масса не меняется в течение эволюции.

---

[4] Гомологичность (Homology = подобие+закон (греч)= сходство, преобразование) - в геометрии означает однозначное соответствие между фигурами, при котором соответствующие элементы фигур являются однородными, но не обязательно равными. Преобразование (построение), переводящее данную фигуру в другую, ей гомологичную, называется гомологическим преобразованием. Понятие гомологии имеет широкое применение, например, в кристаллографии. Симметрия есть частный случай гомологии, при котором обязательно равенство соответствующих элементов.

Таким образом можно получить $l_{bol}(m)$ и $(T^4{}_{eff}(m))$ для нужной массы.

Отметим ещё раз, что гомологичность является приближением только для звёзд главной последовательности. Между тем, в вычислениях часто интерполируют изохроны и за пределы главной последовательности. Кроме того, потеря массы в течение эволюции не может быть включена тривиальным путём в обычные гомологичные преобразования.

Поскольку время эволюции после главной последовательности много короче времени, которое звезда проводит на главной последовательности, разность в массах звёзд вблизи точки поворота и проэволюционировавшими звёздами сравнительно мала. Поэтому наиболее надёжныеми являются оценки возраста точки поворота на входных треках.

Выбросы и пики на кривых (m, l) соответствуют быстрым эволюционным фазам (к примеру, на асимптотической ветви гигантов). Плавный ход на кривых соответствует спокойным фазам эволюции, разрывы соответствуют переходным стадиям между фазами (например, началу горения гелия). Такие особенности на кривых трудно вычислять, так как малым изменениям массы может соответствовать большие изменения в светимости.

2. Ошибки интерполяции. Обычно интерполируют в логарифмическом пространстве, так как длительность эволюционной фазы пропорциональна соотношению между массой (горючим, имеющимся в наличии) и светимостью (расходом горючего). В предположении гомологичности, – это показательная зависимость. Однако эта аппроксимация не работает, если гомология отсутствует.

3. Неточные принятые модели атмосфер. Здесь возникают трудности с необходимостью учитывать вращение звёзд, их переменность, двойственность и т.д. Этот источник расхождений постепенно устраняется со временем, по мере развития теории и применяемых методов вычислений.

4. Неполнотой входных данных. Сюда входят погрешности, связанные с неполнотой библиотек эволюционных треков. Обычно используют треки разных авторов, что вносит дополнительные трудности при сравнении. Включение звезд после асимптотической ветви гигантов требует связи таких треков с треками асимптотической ветви. В массивных звёздах эффекты потери массы невозможно отделить от эффектов вращения. Оценка неуверенности пока невозможна из-за отсутствия физической картины, – можно только делать оценки из сравнения с наблюдениями. Кроме того, большую роль играют неточности в принятом темпе звездообразования.

5. Погрешностями в применнёных вычислительных методах. Кроме ошибок в программах (bugs), влияние могут оказать и точность примененных численных методов.(Пример: число вспышек сверхновых). Более важным, на наш взгляд, является применение разных алгоритмов: расчёты, основанные на теореме расхода горючего (FCT=*fuel consumption theorem*) и метод изохрон дают разные результаты, так как по разному вычисляют вклад звёзд разных спектральных классов (из-за разных интерполяционных схем). Тем не менее, есть области спектра, где оба метода дают подобные результаты.

5.8. Некоторые популярные пакеты

Обзор различных моделей популяционного синтеза, сделанных до середины 90-х годов, можно найти в обзорах Аримото (1996) и Чози (2007), в сборниках докладов, сделанных на конференциях и симпозиумах по эволюции галактик, в частности, в опубликованом под редакцией Лейтерера и др.(1996). Ниже приводятся примеры некоторых пакетов программ эволюционного синтеза : *GALEV, PEGASE-2, SED, STARBURST-99.*

GALEV (= *GALaxy EVolution***)** (Котулла и др.,2009).

Представляет модели эволюционного синтеза, описывающие эволюцию звездных скоплений и галактик на космологической шкале времени (≈ 13 Gyr) . Эти модели, созданные в течение многих лет коллективом авторов, включают эволюционные и космологические поправки, а также учитывают ослабление излучения межгалактическим водородом.

Принимая в качестве базовых параметров начальную функцию масс IMF и историю звёздообразования *SFH*, пакет *GALEV* исследует во времени (для разных значений красного смещения) изменение спектров, светимости, цвета, количества газа, массы звёзд, химсостава газа и звёзд. Число свободных параметров минимально.

Примеры рассчитанных спектров приведены на рис 5.12 – 5.17 для набора галактик разного типа, от эллиптических E до спиральных Sd.

Пакет не включает динамические эффекты в галактиках, а также не обеспечивает информацию о пространственном разрешениии.

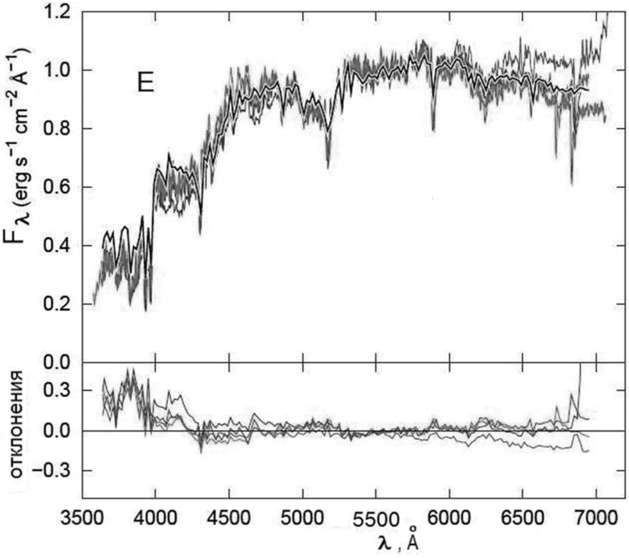

Рис.5.12. Модель E. Сравнение модельных спектров с наблюдаемыми из каталога Кенникатта (1992). Чёрной линией показаны средние значения для возраста 12.8 Gyr. В нижней части рисунка показаны отклонения от наблюдаемых спектров для соответствующих классов от вычисленных при помощи пакета GALEV (Котулла и др., 1992)

Основные особенности пакета:

1. Одновременная трактовка химической эволюции газа и спектральной эволюции звёздного контента, т.е. химически согласующаяся трактовка, включающая в себя применение эволюционных треков, рождение звёзд, модели атмосфер для широкого диапазона металличности с учётом изменения химсостава в последовательности поколений звёзд.

2. Учёт звёздных субпопуляций с субсолнечным содержанием имеет важное значение для галактик низкой светимости (с малым содержанием металлов), то есть поздних и карликовых галактик в локальной вселенной. Ещё важнее это для описания удаленных, более молодых, а следовательно, менее химически проэволюционировавших галактик.

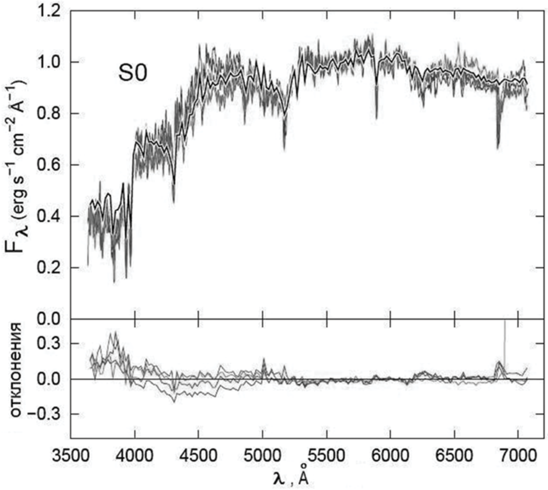

Рис.5.13. Модель S0. Сравнение модельных спектров с наблюдениями (Котулла и др., 1992)

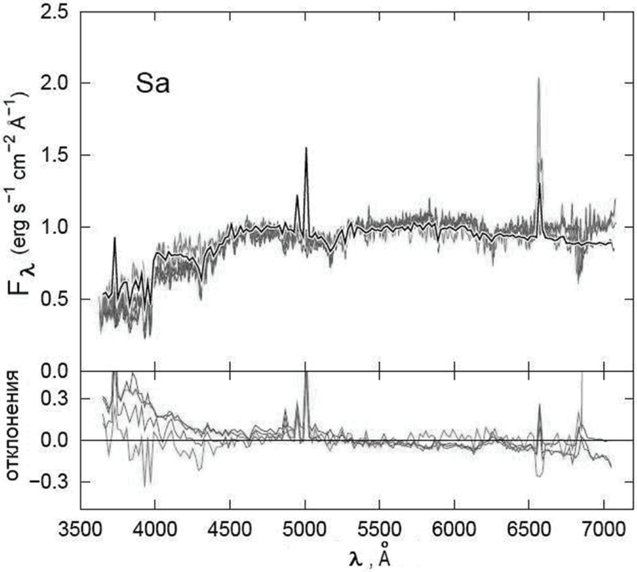

Рис.5.14. Модель Sa. Сравнение модельных спектров с наблюдениями (Котулла и др., 1992)

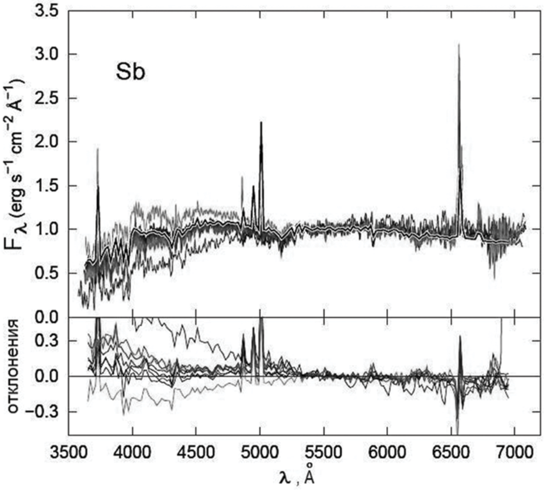

Рис.5.15. Модель Sb. Сравнение модельных спектров с наблюдениями (Котулла и др., 1992)

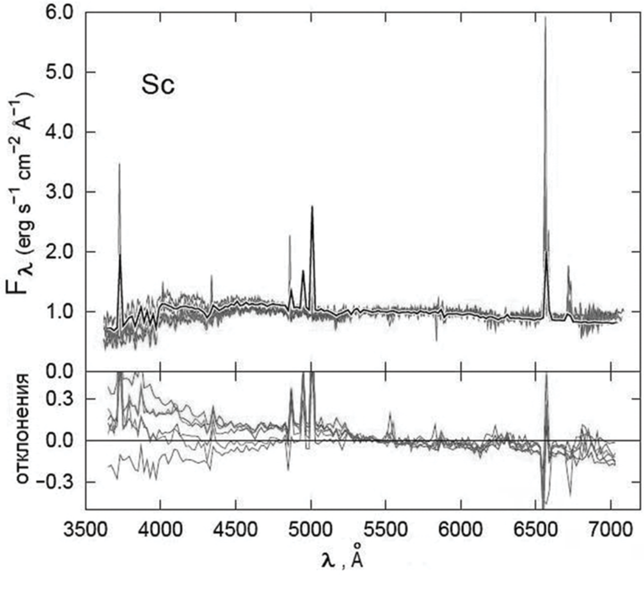

Рис.5.16. Модель Sc. Сравнение модельных спектров с наблюдениями (Котулла и др., 1992)

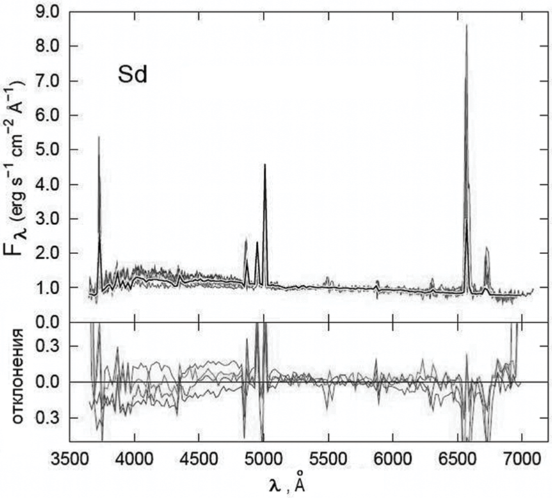

Рис.5.17. Модель Sd. Сравнение модельных спектров с наблюдениями
для возраста 12.8 Gyr
(Котулла и др., 1992)

3. Ликские фотометрические индексы, центрированные как на абсорбционные и эмиссионные особенности в спектрах, так и на участки континуума, включеные в GALEV, дают возможность согласованного рассмотрения в широком диапазоне металличности.

4. Индикаторы звездообразования исследуются на основе этих моделей и найдена их зависимость от металличности.

Сравнение с более ранними моделями, не принимавшими во внимание химическую эволюцию, показывает, что в них:

1. преувеличена SFR, по крайней мере, в 2 раза,
2. возраст галактик преуменьшен также в 2 раза,
3. преувеличено фотометрическое красное смещение и проведена неправильная классификация галактик по типам,
4. фотометрические массы преувеличены более, чем в 5 раз.

Наибольшие расхождения найдены для галактик малой светимости с низким содержанием металлов.

Космологическая модель может быть включена как для оценки эволюции содержания элементов в газовой фазе, а также эффекта ослабления света от удалённых галактик межгалактическим нейтральным водородом.

GALEV-модели включают эффекты звездообразования и проводят полное исследование звёздной эволюции после вспышки звездообразования и стадии формирования звёзд.

Пакет приложим к звёздным скоплениям и карликовым галактикам для анализа интегрального излучения в галактиках со вспышкой звездообразования, для анализа наблюдательных данных звёздных скоплений в галактиках с звездообразованием, для изучения химических и спектральных свойств близких галактик разного рода, включая нормальные, карликовые, взаимодействующие, как изолированные, так и расположенные и в скоплениях и группах.

Поглощение пылью ещё не включено в существующий в настоящее время ряд моделей. Первые попытки включения пыли в химически согласующуюся модель для разных тапов галактик принимают во внимание химический состав газа, его количество, геометрические эффекты и эффект проекции, которые могут оказаться полезными для моделирования в далёкой инфракрасной области.

Этот пакет размещён на сайте:

http://www.galev.org/

BaSTI:*a Bag of Stellar Tracks and Isochrones* (Персиваль и др., 2009).

Пакет можно найти на сайтах:

http://basti.oa-teramo.inaf.it/index.html

http://193.204.1.62/index.html

В пакете содержится большое число однородных моделей для популяционного синтеза в интервале возрастов от 30Myr до ≈ 20Gyr для набора из 11-ти значений разнообразного химсостава, как отнесённого к солнечному содержанию (*scaled-solar*), так и дополнительно обогащенного α - элементами.

EzGal: гибкий интерфейс для моделей популяционного синтеза (Манкон и Гонсалес, 2012).

EzGal, написанный на языке программирования **python**, обеспечивает вычисление различных наблюдаемых величин для нескольких моделей эволюционного синтеза, разработанных разными авторами: каноническую модель Бразула и Шарло (2003), впоследствии несколько модернизированную, модели Марастон (2005), Конроя и др.(2009), а также пакет *BaSTI* (Персиваль и др., 2009).

Как было показано некоторыми авторами, для многих величин, предсказанных разными моделями, основной источник в расхождении получаемого результата определяется выбором исходных параметров моделей. Ключевое достоинство пакета, - возможность простого сравнения ряда разных моделей. Таким образом, неопределенности и неточности, обусловленные выбором моделей, можно выразить количественно.

Несомненным достоинством пакета является возможность работы с новыми моделями звёздного популяционного синтеза (*SPS= Stellar Population Synthesis*), например, с произвольно меняющимися законами межзвёздного поглощения или начальной функции масс, а также составлять сложные звёздные популяции (*CSP= Composite Stellar Populaion*) для произвольных входных параметров.

Применение пакета для ряда моделей показало, что они хорошо согласуются в оптическом диапазоне и расходятся, как для моделей молодого возраста (≤ 2 Gyrs), так и в длинноволновом диапазоне ($\lambda \geq 7500$Å), где существенен вклад гигантов асимптотической ветви. Кроме того, программы для расчёта эволюционного синтеза есть и на некоторых персональных сайтах.

PEGASE = *Prijet d'Etude des GAlaxies par Synthese Evolutive* (Фиок и Рокка - Вольмеранж, 1997, 1999)

Этот пакет предназначен для построения нового атласа синтетических спектров для хаббловской последовательности галактик. Основное достоинство пакета, - продление публикуемых спектров в ближнюю инфракрасную область, поскольку большое число поздних гигантов, излучающих в этой области, могут дать возможность получить достаточно хорошие индикаторы массы и возраста. Спектральный интервал, - от 220Å до 5 мкм. Предусмотрен выбор подходящей формы начальной функции масс (приводятся 9 файлов IMF разных авторов, в том числе логнормальная Миллера и Скало (1979), а также функции Кроупа и др. (1993), Скало (1998) и другие).

Библиотека звёздных треков включает эволюционные треки, продлённые до пост-АВГ-фазы, вычисленные, главным образом, падуанской группой ("Padova group"). Учитывается потеря массы вдоль первой ветви гигантов (с принятым для закона Реймерса значением η=0.4). Тот же самый закон принят и для "ранней" асимптотической ветви гигантов (η=4). Для звёзд малой массы применены модели Альтхауза и Бенвенуто (1997). Примененный алгоритм позволяет исследовать быстрые эволюционные фазы, такие, как стадия красных сверхгигантов.

Влияние межзвёздной пыли на распределение энергии в галактиках зависит как от взаимного пространственного расположения пыли и звёзд, так и от их химического состава. Полная экстинкция в эллиптических галактиках составляет величину порядка $0.^{m}4$ в B - полосе. Эта величина является весьма приблизительной и проблема требует дальнейшего изучения. Оптическая толща межзвёздной материи тесно связана с её металличностью и числом атомов водорода на луче зрения (Джидердоне и Рокка-Вольмеранж, 1987, 1990; Цай и Мэтью, 1995).

Основные особенности пакета:

1. Широкий набор эволюционных треков для звёзд разного химсостава,
2. Скорректированная версия библиотеки звездных спектров Лежен и др.,1997,1998.
3. В модель экстинкции включены уравнения переноса излучения.

Пакет размещён на персональном сайте:

http://www.iap.fr/users/fioc/PEGASE.html

Через некоторое время пакет был расширен и модернизирован, для того, чтобы применить его для создаваемой библиотеки спектров высокого разрешения ELODIE:

PEGASE-HR = ***Prijet d'Etude des GAlaxies par Synthese Evolutive-High Resolution*** (ЛеБорнь и др.,2004)

Эта программа предназначена для вычисления синтетических спектров высокого разрешения (R=10000 или δλ=0.55Å в спектральном интервале от 4000Å до 6800Å для широкого дипазона металличности (Fe/H=-2 до +0.4) и может быть применена для расчёта популяций различной кинематики для возраста от 10^7 до $2 \cdot 10^{10}$ лет. Рассчитанные спектры сравниваются с данными библиотеки ELODIE, созданной на основе наблюдений на 193-см телескопе Обсерватории Верхнего Прованса (Прюгньель и Суберан, 2001).

Проведено сравнение ликских фототометрических индексов с вычисленными на основе библиотеки ELODIE. Предложены два новых узкополосных индекса (FWHM=2Å), обеспечивающие снятие вырождения "металличность- возраст":

1). Hγ - VHR (λ 4337.00Å--4341.00Å), чувствительный к возрасту,

2). Hγ-Z (λ4351.00Å-l4354.00Å), чувствительный к содержанию металлов.

Пакет можно найти на том же сайте: http://www.iap.fr/pegase/

SED= ***Stellar Energy Dispersion and Distribution*** (Сервиньо и Мак-Хесс, 1994)

Усовершенствованная программа для вычисления континуума от ультрафиолетовой области до радиодиапазона. Эволюционные треки рассчитываются для набора из пяти значений металличности, с потерей массы для массивных звёзд Вольф- Райе. В последние версии программы включены эволюция двойных звёзд и вычисление линий гамма - диапазона ^{26}Al и ^{60}Fe от областей звездообразования. Программа включает в себя оценки дисперсии и доверительных интервалов для различных наблюдаемых величин (Сервиньо и др., 2000, 2001, 2002a, 2002b).

Пакет размещен на сайте:

http://www.laeff.cab.inta-csis.es/users/mes/SED/index.html

Кроме того, комплекс программ, предназначенный для расчета модели звездной популяции на основе пересмотренных йельских изохрон создал Гай Уорти (1994), который подробно описал конструирование моделей промежуточной и старой звёздных популяций.

Входные параметры: металличность $-2 \leq [Fe/H] \leq 0.5$; солпитеровская форма НФМ; популяция испытала единственное событие звездообразования (*single - burst age between 1.5 and 17 Gyr*).

В результате счёта для модели данной популяции получают распределение энергии в спектре, некоторые широкополосные показатели цвета, оценку флуктуаций поверхностной яркости, 21 узкополосный показатель цвета. При принятой зависимости $\Delta age/\Delta Z \approx 1.5$ некоторые узкополосные показатели более чувствительны к возрасту, другие, - к содержанию. Кроме того, отчетливо выявляется так называемый эффект вырождения: изменение начального содержания гелия почти неразличимо от изменения содержания металлов, хотя изменение некоторых элементов (к примеру, Mg/Fe) достоверно отмечается в спектре старых популяций. Поток в I-полосе почти не зависит от возраста и мало чувствителен к металличности, так что эта фотометрическая полоса может быть рекомендована для оценки величины M/L для галактик. Оценки возраста на основе показателей цвета моделей показывают существенный разброс: для солнечной металличности и возраста 13 Gyr неуверенность составляет ±7Gyr.

Последние версии дополнены набором падуанских изохрон (Padova isochrones). Кроме того, сделано возможным также вычисление сложной популяции с несколькими событиями звездообразования.

Выходные величины: распределение энергии в интегральном спектре, а также показатели цвета в разных фотометрических системах, в частности, как в широкополосных, - системе Джонсона - Казинса или "слоановской системе", а также в узкополосных: ликской системе или системе показателей, относящимся к характерным спектральным особенностям: инфракрасному триплету Ca, показателям C_2, H_2O, CO и т.д.

Программа находится на авторском сайте:

http://astro.wsu.edu/worthey/dial/dial_a_model.html .

Альберто Бузони разработал программу для эволюционного популяционного синтеза (Бузони, 1989), которая впоследствии неоднократно совершенствовалась и дополнялась. Эта программа находится на авторском сайте:

http://www.bo.astro.it/~eps/home.html

Здесь можно найти графики и таблицы из оригинальных статей, а также полные таблицы синтетических спектров для спектрального интервала λλ229 - 200000Å для широкого набора значений возраста: 18, 15, 12.5, 10, 8, 6, 5, 4, 3, 2 Gyr.

Входные значения:

металличность: Z=0.0001, 0.001, 0.01, 0.017(солнечное содержание), 0.03, 0.1.

содержание гелия: Y=0.23 для Z=0.0001 и Z=0.001); Y=0.25 для (Z=0.01, Z=0.017, Z=003); Y=0.35 для (Z=0.1).

наименьшее значение для начальной функции масс равно 0.1 масс Солнца.

В расчёты включен и вклад излучения от звёзд горизонтальной ветви.

Помимо этого, приведены наборы вычисленных спектров и для хаббловской последовательности галактик, от E до Im (Бузони,2005)

Поскольку автор является активным участником проектов расчёта синтетических спектров UVBLUE и BLUERED, на сайте можно найти сведения и о синтетических спектрах высокого разрешения.

Клаудиа Марастон (2005) при построении эволюционных популяционных моделей применила теорему расхода горючего (*fuel consumption theorem*).

http://www.bo.astro.physics.ox.ac.uk/~maraston

STARBURST-99 (Лейтерер и др.,1999)

Этот пакет размещён на сайте:

http://www.stsci.edu/science/starburst99/docs/default.htm

Созданный в Институте Телескопа Хаббла (STScI=*Space Telescope Science Institute*), этот пакет был нацелен в основном на исследование галактик, в которых наблюдаются признаки активного звездообразования с рождением звёзд большой массы (Лейтерер и Хекман,1995). Это явление часто называется "звёздной вспышкой". Характерным примером такой "вспышки" является комплекс 30 Dor в Большом Магеллановом облаке. База данных, примененная в пакете, описана большим коллективом авторов и размещена на лазерном диске (*AAS CD-ROM Series, Vol.7*). Этот пакет программ развивался и совершенствовался на протяжении многих лет. Некоторые основные характерные моменты описаны в статьях, цитировавшихся выше.

В частности, если первоначальная версия была основана на женевских треках для звёзд 1-100 масс Солнца и не включала самые ранние этапы эволюции, то в дальнейшем, после сравнения результатов, получаемых на основе падуанских и женевских треков, в расчет были добавлены падуанские модели, включающие звёзды асимптотической ветви гигантов для звёздных масс от 0.9 до 5 M_o. Вклад этих звёзд в общее излучение особенно важен для возраста популяции в период между 0.1 и 2 Gyr. Сравнение с фотометрией шаровых скоплений промежуточного и старого возрастов показало их превосходную сходимость (Вазкез и Лейтерер,2005).

Дальнейщая модернизация предусматривала расчёт УФ-спектров для горячих массивных звёзд высокой светимости ($L \geq 560\ L_o$, $T_{eff} \geq 20.000K$). При этом для содержания тяжелых элементов принят набор от $0.05Z_o$ до $2Z_o$. Спектры рассчитывались в более широком спектральном интервале (900-3000Å) с разрешением 0.4Å (Лейтерер и др., 2010). Результаты вычислений содержатся в 16 выходных файлах (17-й файл содержит модельные параметры, применявшиеся при расчёте):

1. Вычисление числа ионизирующих фотонов в HI, HeI и HeII-континуумах, их доля в общей светимости и общая светимость. В пункте 7 должен быть установлен признак "yes", так как речь идёт о фотонах короче λ912Å,

2. Вычисление вклада сверхновых и потерь массы при взрывах сверхновых и с звездным ветром. Для этого требуется обращение к п.4 для вычисления звездного ветра.

3. ГР - диаграмма для некоторых эволюционных треков. Эта часть служит главным образом для целей проверки и не зависит от других. Она может быть опущена.

4. Механические потери и соответствующие данные. Этот пункт не зависит от других подпрограмм, так как не требует информации о распределении энергии и тоже может быть опущен.

5. Два выходных файла, содержащих звёзды разных спектральных типов и относительное число звезд Вольф-Райе в течение каждого шага по времени. Спектральные типы соответствуют классификации Шмидт-Калера, но подробнее её вдвое. То есть, к примеру, для B-звёзд приняты классы: B0,B0.5,B1, B1.5,.. (У Шмидт-Калера их в два раза меньше:B0,B1,B2..... и так далее...)

6. Масса индивидуальных элементов, созданная в звёздном ветре и вспышках сверхновых. Другие подпрограммы не нужны, - включен нуклеосинтез в сверхновых.

7. Спектр звездного населения для каждого шага по времени. Колонки содержат время, длину волны, а также потоки: звёздный + небулярный, и отдельно только звездный и только небулярный. П.1 необходим для вычисления небулярного континуума.

8. Линейчатый спектр в УФ области с разрешением 0.75Å в области λλ1200÷ 1600Å (для Малого и Большого Манеллановых об-

лаков) или до 1800Å (для Галактики). Подпрограмма применяет п.7 для вычисления звёздного континуума и п.1 - для небулярного. Небулярный континуум не добавляется, если п.1 не применен. В колонках указано время, длина волны, абсолютная светимость и ректифицированная (уровень континуума принят равным единице) светимость.

9. Вычисление звёздных величин и показателей цвета. Необходимы обращения к п.7 для вычисления звёздного континуума и к п.1, - для вычисления небулярного. Если п.1 исключить, вычисляется только континнуум, создаваемый звёздами (в желательных случаях). Система фильтров определена в программе.

10. Вычисление интенсивностей линий: H_{α}, H_{β}, P_{α} , P_{β} , Br_{γ}. Для каждой линии даны светимость в континууме, в линии, и эквивалентная ширина. Необходимые подпрограммы: п.7 - для вычисления звёздного континуума и п.1 - для вычисления числа ионизующих фотонов.

11. Вычисление интенсивностей различных спектральных особенностей в ИК-области: 1) Расчёт CO - индексов, 2) Расчёт CaII - триплета, без учёта зависимости от температуры, а также принимая его равным нулю для $T_{eff} \geq 7200K$ (соответствующему спектральному классу A и более ранним). Также рассчитываются полосы CO λ1.62μ, λ2.29μ и особенность Si λ1.59μ для солнечного содержания [Si/Fe] и [C/Fe], и для моделей с пониженным содержанием [C/Fe] и повышенным [Si/Fe] , соответствующим молодым системам, обогащенным продуктами взрывов сверхновых типа IISNe. Значение микротурбулентной скорости в пределах 1.6 км/сек. Для подпрограммы необходимы п.7 для вычисления звёздного континуума и п.1 для числа ионизирующих фотонов.

12. Эта подпрограмма эквивалентна п.8, но с другим спектральным интервалом: 1000Å ÷ 1180Å.

13. Вычисление теоретического спектра в интервале 3000Å ÷ 7000Å с разрешением 0.3Å.

14. Вычисление наиболее важных эмиссий в спектрах Вольф-Райе звёзд, используя светимости Шаерера и Вейка (1998). Здесь только линии звездного ветра в звёздах Вольф- Райе, без небулярных линий HII - областей. Даны потоки в линиях и эквивалентные ширины. Подпрограмма применяет п.7 для вычисления звёздного континуума и п.1 - для небулярного континуума, который можно и не учитывать, не включая п.1.

15. Вычисление линейчатого УФ - спектра из модели атмосферы. Выходной формат такой же, как в п.13. Библиотека обсуждается Лейтерером и др.(2010).

Допита и др.(2005,2006) опубликовал в серии статей результат применения этого пакета вместе с программой моделирования небулярного излучения областей вокруг массивных скоплений молодых звёзд для галактик с активным звездообразованием.

В последней статье этой серии Гровс и др.(2008) привёл примеры сравнения расчётов с наблюдаемыми спектрами в широком интервале, от рентгеновской области до радиодиапазона, показанные на рисунках 5.18 и 5.19.

Графики изображены в координатах $\nu{\cdot}\lg F(\nu)|\lg\lambda$, позволяющих компактно разместить расчётные и наблюдаемые величины, не теряя при этом их физического смысла и наглядности (см. Приложение 3).

Дальнейшие усилия предполагается посвятить исследованию активных ядер (*AGN= active galactic nucleus*) в сверхярких инфракрасных галактиках (ULIRGs).

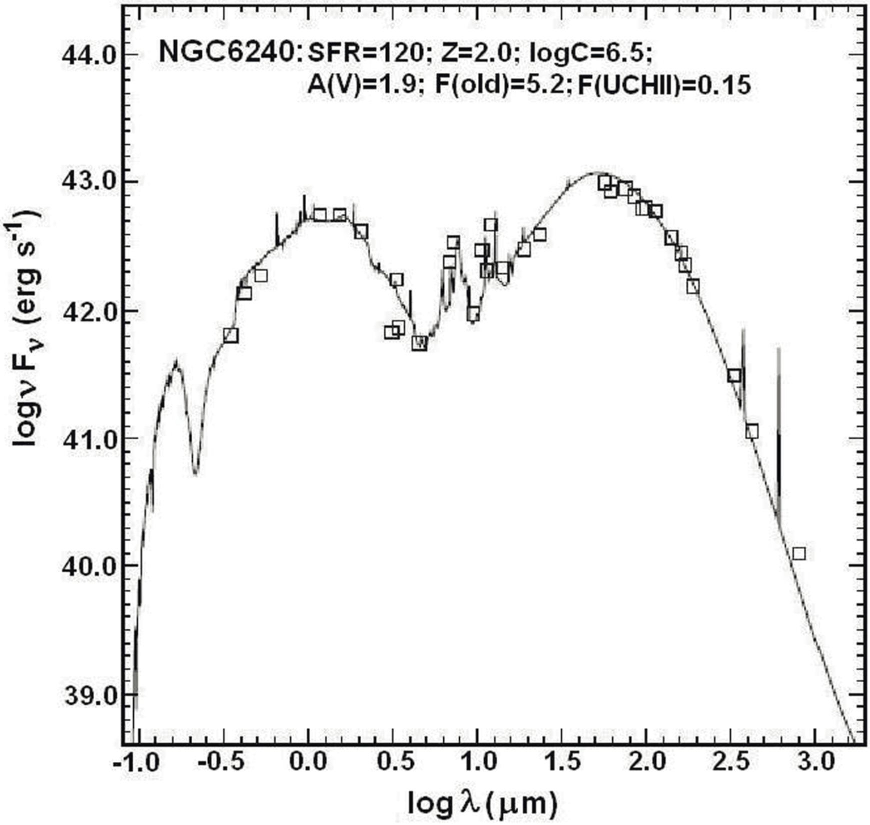

Рис.5.18. Сопоставление теоретически полученного распределения энергии в галактике с активным звездообразованием с измеренными значениями. Принятое значение межзвёздного поглощения для звёзд $A_v = 1^m.9$, для молодых звёзд в HII -областях $A_v \approx 4^m.4$. (Гровс и др.,2008.)

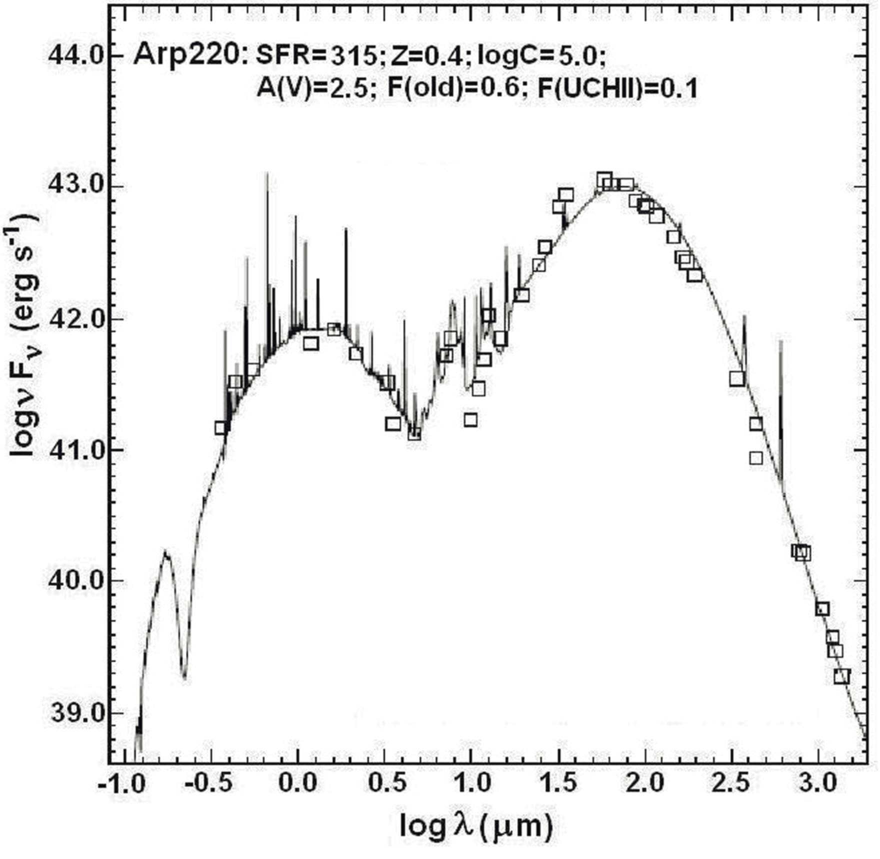

Рис.5.19. Сопоставление теоретически полученного распределения энергии в галактике с активным звездообразованием с измеренными значениями (Гровс и др.,2008.)

Глава 6. Каталоги и библиотеки звёздных спектров

6.1. Спектрофотометрические каталоги

Большая часть каталогов, содержащих детальные кривые распределения энергии в спектрах звезд, находится в Страсбургском центре астрономических данных (*CDS, = Centre de Donnees astronomiques de Strasbourg*) в разделе: *"Catalog of catalogues.III.Spectroscopic data".*

Доступ к каталогам осуществляется по электронному адресу:

http://cdsarc.u-strasbg.fr/cats/III.htx

Для перечисленных ниже каталогов в заголовках приводятся их обозначения, принятые в Центре (если они там имеются).

Пулковский спектрофотометрический каталог (Pulkovo Catalog) (III-201). (Алексеева и др., 1996, 1997)

В каталоге собраны данные, полученные с помощью сканирующих спектрофотометров сотрудниками Чилийской астрофизической миссии в 1971-1973 гг, а также результаты абсолютных спектрофотометрических исследований различных звезд, проведенные в 70-80-х годах на Кавказе. Каталог состоит из трех частей. Первая часть включает спектроэнергетические кривые для 602 звезд в интервале λλ320 ÷735нм, во второй содержится 285 кривых в интервале λλ500÷1080нм. Третья часть включает 278 кривых в интервале λλ320÷1080нм. Во всех трех частях полученные значения внеатмосферной монохроматической освещенности E(λ) приводятся через интервал 2.5 нм. Приводимые значения E(λ) выражены в $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot cm^{-1}$, то есть отнесены к интервалу длин волн 1 см. Спектральное разрешение составляет 5нм (в интервале λλ320÷735нм) или 10нм (λλ500÷1080нм).

Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре первичного стандарта α Lyr (Хейес, 1985). Результаты наблюдений некоторых переменных звезд, выполненные с той же аппаратурой с применением той же методики, опубликованы Е.В.Рубан и др.(2006) в небольшом дополнительном каталоге:

Пулковские наблюдения переменных звезд (J/PAZh/32/672), где приводятся результаты абсолютной спектрофотометрии 77 переменных звезд, выполненной в Чили, Армении и Боливии в 1971-91 гг. Спектральный интервал λλ320÷1080нм. Приводимые значения E(λ), выраженные в $Wt{\cdot}m^{-2}{\cdot}m^{-1}$, даны с шагом 2.5нм.

Алма-Атинский спектрофотометрический каталог (III-202)

В каталоге собраны результаты многолетних наблюдений, выполненных с помощью сканирующих спектрофотометров типа Сейа-Намиока сотрудниками Астрофизического института КазССР в 1968- 1986 гг. (Харитонов и др., 1988). Каталог включает спектроэнергетические кривые для 1147 звезд в интервале λλ3225÷7575Å, выраженные в $10^{-5}erg{\cdot}cm^{-2}{\cdot}s^{-1}{\cdot}cm^{-1}$ с шагом 50Å и с таким же спектральным разрешением. Для абсолютной калибровки применен тот же самый первичный стандарт α Lyr (Хейес, 1985). Некоторые наблюдения переменных звезд, выполненные В.М.Терещенко (1999), опубликованы в небольшом каталоге:

Спектрофотометрия S и N звезд (J/AZh/76/604)

Эти результаты получены также в Астрофизическом институте КазССР, с той же самой аппаратурой, и входят в новое издание общего каталога (Харитонов и др., 2011).

Спектрофотометрический каталог ГАИШ (III-208) (Глушнева и др., 1982)

В каталоге собраны данные, полученные с помощью сканирующих спектрофотометров типа Сейа-Намиока сотрудниками Государственного астрономического института им. Штернберга в 1970 - 1984 гг. Каталог включает спектроэнергетические кривые для 866 звезд в интервале длин волн λλ3225÷7625Å, выраженные в $10^{-6}erg{\cdot}cm^{-2}{\cdot}s^{-1}{\cdot}cm^{-1}$ с шагом 50Å. Спектральное разрешение 50Å. Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре первичного стандарта α Lyr (Хейес, 1985).

Вторичные спектрофотометрические стандарты (J/A+AS/92/1)

Наблюдения вторичных спектрофотометрических стандартов, выполненные в ГАИШ и АФИ (Глушнева и др., 1992). Каталог состоит из двух частей. Первая часть включает спектроэнергетические кривые для 238 звезд в интервале λλ3200÷7600Å, выраженные в erg·cm^{-2}·s^{-1}·cm^{-1} с шагом 50Å, вторая содержит 99 кривых в интервале λλ5875÷10875Å, выраженные в erg.cm^{-2}·s^{-1}•cm^{-1}, с шагом 100Å. Спектральное разрешение 50Å (в интервале λλ3200÷7350Å) или 100Å (в интервале λλ5000÷10800 Å). Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре первичного стандарта α Lyr (Хейес, 1985). Примыкающий к нему каталог стандартов промежуточной яркости, полученный с помощью той же методики и с той же аппаратурой:

Спектрофотометрические стандарты 7^m ÷ 8^m (III-209) (Бирюков и др.,1998, Борисов и др., 1998)

Каталог включает спектроэнергетические кривые, выраженные в erg·cm^{-2}·s^{-1}.cm^{-1} с шагом 50Å для 82 звезд спектральных классов A0-G5, которые могут быть применены в качестве зональных спектрофотометрических стандартов в интервале λλ3425÷7525Å.

Каталог Аниты Кокран (1980)

Каталог ярких звезд, включающий данные для 98 звезд ярче V=8.^{m}7 (в основном, V=2^m÷6^m). Наблюдения выполнены на спектрофотометре с линейкой фотодиодов. Спектральный интервал λλ4600÷10200Å. Распределение энергии в спектрах выражено как erg·cm^{-2}·s^{-1}·Hz^{-1} с шагом 20Å. Нуль - пункт шкалы соответствует 3.50 x 10^{-20}·erg·cm^{-2}·s^{-1}·Hz^{-1}.

Одесский спектрофотометрический каталог звезд (1). (Комаров и др., 1995).

Распределение энергии в спектрах 555 звезд, полученное осреднением данных двух десятков опубликованных каталогов, по результатам наблюдений разных авторов. Наблюдения выполнены в ГАИШ, ГАО (Пулково), Астрофизическом институте КазССР, Симферопольском университете, Крымской обсерватории, а также в Одесской обсерватории в течение 25 лет. Процедура осреднения описана в статье Комарова и др. (1994). Каталог включает яркие звезды различных спектральных классов. Оценена средняя точность приводимых результатов в интервалах 320-450 нм, 450-550 нм, 550-750 нм, 750-900 нм. Приведены средние значения монохроматических освещенностей, выраженные как Wt/m^2, отнесенные к интервалу длин волн $\Delta\lambda$ = 1cm.

Новый Одесский спектрофотометрический каталог звезд (2) (Комаров и др. 1998)

В этом каталоге опубликованы результаты оригинальных наблюдений, проведенных сотрудниками Одесской астрономической обсерватории в 1973 - 1988 гг. на станции Терскол, расположенной на Северном Кавказе на высоте 3100м. Каталог включает спектроэнергетические кривые для 360 звезд в интервале 330÷725нм. Наблюдения выполнены по методике, примененной при построении московского и алма-атинского каталогов, то есть с применением сетки вторичных стандартов. Абсолютизация выполнена с помощью первичного стандарта α Lyr. Проведено сравнение с другими каталогами. Расхождения составляют 2-3% (до 5% в визуальной области и до 5% на краях исследуемого диапазона.)

Звездный спектрофотометрический каталог
λ3130Å ≤ λ10800Å(III-88) (Ганн и Страйкер, 1983)

Часто применяемый в популяционном синтезе каталог, содержащий 175 звезд разных спектральных классов различных светимостей. Приводимые данные каталога выражены в $10^{-20}\cdot erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-2}\cdot Hz^{-1}$ и исправлены за поглощение в земной атмосфере. Учтено межзвездное поглощение. Спектральный интервал $\lambda\lambda$3000÷12000Å. Спектральное разрешение около 20Å в синей области и 40Å - в красной. Абсолютная калибровка выполнена с помощью вторичных стандартов Оука и Ганна (1983). Первичный стандарт αLyr (Оук и Шилд, 1970).

Библиотека звездных спектров (III-92) (Джекоб и др., 1984)

Представлены спектры 161 звезды различных температур и светимостей ($V=8^m\div10^m$) в интервале $\lambda\lambda$3510÷7427Å, разрешение около 4.5Å. Наблюдения выполнены с помощью двухлучевого спектрометра, установленного на 90-см телескопе обсерватории Китт-Пик. Для абсолютной калибровки создана собственная сетка вторичных стандартов. Первичный стандарт – α Lyr, распределение энергии в спектре которой взято по данным Хейеса и Латама (1975).

Спектрофотометрия ярких F-, G-, K-, M-звезд. Южные и экваториальные звезды (III-124) (Килинг, 1987)

Распределение энергии в спектрах 60 экваториальных звезд. Спектральный интервал 320÷860нм, спектральное разрешение - около 1нм, шаг - 1нм. Типичная средняя ошибка приводимых данных ±0.^{m}02, достигая до ±0.^{m}05 в синей области спектра. Для абсолютной калибровки принята средняя стандартная система из калибровок Хейеса (1970), Тьюга (1980а, 1980б) и Тейлора (1984).

Спектрофотометрия K-M-звезд Галактического диска (J/MNRAS/286/500) (Малюто и др., 1997)

Спектрофотометрия 47-ми южных K-M-звезд с целью точной спектральной классификации. Спектральный интервал λλ4800÷7700Å. Разрешение 10Å. Наблюдения выполнены на 60-см телескопе на обсерватории Ла-Силла (Чили) с помощью многоканального приемника типа "Диджикон". Для калибровки применены абсолютные стандарты Гутиеррез - Морено и др.(1988) в системе абсолютной калибровки Хейеса и Латама (1975).

Спектры поздних звезд от λλ4800Å до 9000Å (J/A+AS/117/93) (Серот-Рус и др., 1996)

Спектры 21 звезды разных спектральных типов и классов светимости, почти половина из которых, - "супер-металлические звезды", в интервале λλ4800÷8920Å. Наблюдения сделаны на 1.52-см телескопе в обсерватории Верхнего Прованса (Франция) и Канадско-Французско-Гавайском телескопе в 1990-94 гг. Спектральное разрешение Δλ ~ 1.25÷8Å. Спектрофотометрический стандарт, - α Lyr, калиброванная Тьюгом (1977). В качестве вспомогательных стандартов применены некоторые звезды Глушневой и др.(1992), Стоуна (1977), Оука и Ганна (1983). Спектры приведены в виде fits- файлов. (О выборе звезд и деталях наблюдений и обработки см. Киркпатрик и др., 1991).

Атлас спектров низкого разрешения для нормальных звезд в ближней инфракрасной области (III-181) (Торрес-Доджен и Уивер, 1993)

Набор спектров 60-ти ярких звезд ($2.^m5\div9.^m5$) разных температур (О-М) и светимостей (V, III, Ib) . Спектральный интервал λλ5750÷8950Å, разрешение - 15.5Å. Спектры получены на обсерватории Чьюс-Ридж (высота около 1.5 км) с помощью спектрографа, снабженного линейкой фотодиодов в качестве приемника излучения. В качестве стандартов применены 8 ярких звезд из каталога Брегера (1976), данные которого редуцированы к системам абсолютной калибровки Хейеса - Латама (1975), вместе с калибровкой Тьюга и др.(1977). Средняя ошибка приводимых значений, - около 10% (или более). Спектроэнергетические кривые, представленные с шагом около 6Å, приводятся в логарифмах монохроматической освещенности, выраженной в $\mathrm{erg\cdot cm^{-2}\cdot s^{-1}\cdot Angstroem^{-1}}$.

Атлас южных МК-стандартов λλ5800÷10200Å (III-179) (Данкс и Деннефелд, 1994)

Аналогичная спектральная аппаратура применена для изучения распределения энергии в спектрах 126-ти достаточно ярких ($1^m\div9^m$) южных стандартных О-М-звезд разных классов светимости в интервале λλ5800÷10200Å с разрешением около 4.3Å.

Библиотека звездных спектров в области от 1.428μ до 2.5μ (III-196) (Ланкон и Рокка- Вольмеранж, 1992)

Спектры получены на фурье - спектрометре, установленном на 3.6 – метровом телескопе (Канадо-Франко-Гавайская обс.) для 84 звезд разных спектральных классов и светимостей. Обработка спектров выполнены с применением пакета MIDAS (=*Munich Image and Data Analysis System*). Относительное распределение энергии оценено с помощью наблюдаемых спектров звезд - карликов, (по-видимому, содержащихся в пакете). Инфракрасная фотометрия Курниффа (1983) применена для оценки относительного распределения энергии, нормализованного в длине волны λ=2.15μm.

Самолетная звездная спектрофотометрия от 1.2μ до 5.5μ: абсолютная калибровка и спектры звезд, более поздних, чем М3 (Стрекер и др., 1979)

Наблюдения 13 ярких звезд в области 1.22 ÷ 5.70мкм проведены на самолетных обсерваториях KAO (=*Kuiper Airborne Observatory*) и LJO (= *Lear Jet Observatory*) с помощью охлаждаемого перестраиваемого интерференционного фильтра (CCVF = *cooled circular variable filter*).

Для абсолютной калибровки применен звездный стандарт α Lyr, для которой принята модель атмосферы Шилда, Петерсона и Оука (1971). Вспомогательный стандарт, - α CMa. Точность абсолютной калибровки оценена в 10%. Внутренняя сходимость приводимого результата составляет ±3 процента. Значения монохроматической освещенности E(λ) затабулированы в виде $10^{-15}\cdot\mathrm{Wt}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\mu\mathrm{m}^{-1}$ с шагом 0.02 мкм в области 1.22÷2.72 мкм и 0.04 мкм, - в области 2.74÷5.70 мкм.

Библиотека спектров ярких холодных звезд в области от 0.5μ до 2.5μ (J/A+AS/146/217) (Ланкон и Вуд, 2000)

Каталог содержит 182 спектра 80-ти звезд в интервале λλ5100÷9950Å, 145 спектров в интервале λλ9700÷24900Å, 112 спектров в интервале λλ5100÷24900Å с шагом 5Å. Наблюдения в инфракрасной области λλ9700÷24900Å выполнены на 2.3-м телескопе австралийской обсерватории Сайдинг-Спрингс. Спектральное разрешение R ≈ 1100. В видимой области (λλ5500÷9800Å) применен спектрограф на 1.88-метровом телескопе обсерватории Маунт-Стромло (США), спектральное разрешение 30÷40Å. Список наблюдавшихся звезд включает красные гиганты и сверхгиганты, углеродные и кислородные долгопериодические звезды в разных фазах их переменности, а также несколько звезд галактического балджа и Магеллановых облаков. Абсолютная калибровка выполнена с помощью звезд, для которых принято теоретическое распределение энергии. Средняя точность приводимого результата, - порядка одной звездной величины. Точность около 10 процентов достигается в исключительных случаях. Столь большая погрешность вызвана плохими погодными условиями и потерями света на щечках щели спектрографа.

STELIB - библиотека звездных спектров с разрешением R ≈ 2000 (III-232) (ЛеБорнь и др., 2003)

Набор из 249 спектров звезд разных температур и светимостей в области λλ3200÷9500Å с разрешением около 1Å и с шагом 1Å. Звезды выбирались в достаточно широком диапазоне металличности: [Fe/H]= от -1.9 до +0.47. Наблюдения выполнены как с помощью спектрографа, установленного на на 1-метровом телескопе на обсерватории Ла-Пальма, так и с применением двухлучевого спектрографа на 2.3-метровом телескопе обсерватории Сайдинг-Спрингс (Австралия). Ширина щели составляла 1." 5 ÷ 2". Абсолютная калибровка выполнена с помощью стандартных звезд, взятых из различных каталогов.

MILES - библиотека эмпирических спектров (J/MNRAS/371/703) (Санчес- Блазкез и др., 2006)

Новая звездная библиотека, предназначенная для популяционного синтеза, состоящая из 985 звезд в широких пределах атмосферных параметров, полученная на 2.5-метровом телескопе им. Исаака Ньютона (обсерватория Роке-де-лас-Мучачас, ЛаПальма, Испания). Спектральный интервал λλ3525÷7500Å, спектральное разрешение 2.3Å.

Библиотека калиброванных эшельных спектров южных звезд-карликов с разным уровнем хромосферной активности (J/A+A/414/699) (Синкунеги и Маас, 2004)

Эшельные спектры 91 звезды главной последовательности поздних спектральных классов (F-M) в области λλ3890÷6690Å с разрешением R ≈ 26400 на 2.15-м телескопе в обсерватории CASLEO (=*Complejio Astronomico El Leoncio*) в Аргентинских Андах на высоте 2552 м. Абсолютная калибровка выполнена с помощью пакета IRAF, нуль-пункт определен по V - величинам наблюдавшихся звезд. Сравнение со средним распределением энергии звезд близких спектральных классов из каталога Сильвы и Корнелл (1992) показало сходимость их данных до 10 процентов. Высокое спектральное разрешение этого каталога, вероятно, может оказаться привлекательным при различных вычислениях, в частности, в эволюционном синтезе.

Ультрафиолетовый спектрофотометрический каталог ярких звезд (III-39A) (Джамер и др., 1976)

Каталог содержит абсолютизированные спектры звезд, полученные на спутнике TD-1 в марте - октябре 1972 г. Сканирование спектра осуществлялось перемещением монохроматических изображений звезды поперёк неподвижных выходных щелей за счет орбитального движения спутника. Время интегрирования (0.148 сек) определяет инструментальный контур щели, полуширина которого оценивается ≈ 35 ÷ 40Å. Спектральный интервал λλ1360÷2540Å. Дополнительное измерение в фотометрическом канале: λ2740Å, Δλ=310Å. Каталог включает 1356 кривых распределения энергии различных звезд с шагом 20Å.

Через два года был выпущено

Дополнение к ультрафиолетовому спектрофотометрическому каталогу ярких звезд (II-86) (Маку-Эрко и др., 1978)

Дополнение содержит спектрофотометрические сведения о 435 звездах, не вошедших в основной каталог Джамера и др. (1976). До недавнего времени часто применялся не потерявший ценности

IUE-референтный атлас низкого разрешения для нормальных звезд (III-83) (Хек и др., 1984)

Атлас содержит 239 спектров ранних звезд с шагом 2Å, полученных на спутнике IUE. Все они вошли в базу данных INES (см. далее).

Последние измерения со сканнером Вамплера.

Сканы G- и K - звезд. (J/PASP/121/827) (Тейлор, 2009)

Определенный интерес представляют измерения 24-х G - и K -гигантов с разрешением около 50Å , выполненых со сканнером Вамплера на 0.9-метровом рефлекторе Ликской обсерватории в спектральном интервале $\lambda\lambda 3288 \div 6940$Å. Точки спектра расположены примерно равномерно. Абсолютная калибровка выполнена с помощью стандартов Оука (1990).

АСТРОН

Астрофизическая станция "АСТРОН" была выведена на высокоапогейную орбиту искусственного спутника Земли 23 марта 1984 г. Станция функционировала в течение восьми лет, что в три раза превысило запланированное время её работы. Комплекс научной аппаратуры станции состоял из ультрафиолетового телескопа (УФТ) диаметром 80 см и рентгеновского телескопа - спектрометра. В качестве приёмной аппаратуры на УФТ служил сканирующий ультрафиолетовый спектрофотометр (УФС), предназначенный для регистрации спектров небесных тел в спектральном диапазоне $1100 \div 3500$Å с высоким (0.4Å) и низким ($\approx$ 30Å) разрешением. Рентгеновский телескоп - спектрометр с эффективной площадью 1654 см был предназначен для регистрации излучения в диапазоне 2-25кэВ. Всего за время наблюдений исследовалось, причем многократно, 69 рентгеновских источников. Устройство приборов и полученные результаты наблюдений опубликованы в книге "Астрофизические исследования на космической станции "АСТРОН"(1994). В табличном виде приведены 159 спектров низкого разрешения в виде lg F(λ), где F(λ) выражена в единицах erg/sec·cm^2·Å. Для 42 ярких звёзд получены спектры высокого разрешения, которые приводятся в книге в графическом виде. Кроме того, исследовалось 24 внегалактических источника, для которых приводятся 34 спектра, полученных с разными диафрагмами и восемь спектров кометы Галлея, а также спектры комет Вилсона 1986L, Сорреллса 1986N и Брэдфилда 1987S. Даны и результаты фотометрического исследования комет в полосе гидроксила λ3090Å.

6.1.1. Каталоги средних спектрофотометрических кривых

Часто в разного рода расчётах требуются средние кривые распределения энергии звезд разных температур и светимостей. Существуют несколько каталогов такого рода, начиная с известного каталога Страйжиса и Свидерскене (1972), примененного для определения кривых реакции Вильнюсской фотометрической системы. Впоследствии спектральный диапазон этого каталога был расширен (Свидерскене, 1988). В настоящее время подобные эмпирические библиотеки спектров применяют в эволюционном синтезе.

Спектрофотометрический атлас стандартных звездных спектров 3600Å ≤ λ ≤ 10000Å (VII-102)

Среднее распределение энергии для 48 спектральных типов звезд различных светимостей получено по наблюдениям 200 звезд с помошью "Ретикон-спектрографа" на 1.9-метровом телескопе обсерватории Маунт-Стромло в области λλ3600÷8500Å, а также в области λλ7000÷10000Å - на 3.9-метровом Англо - Австралийском телескопе с CCD-приемником. Спектральное разрешение около 17Å (Пиклз, 1985). Дальнейшее развитие атлас получил в виде более подробной

Библиотеки звездных потоков: 1150Å ≤ λ ≤ 25000Å (J/PASP/110/863)

Библиотека содержит 131 среднюю кривую распределения энергии в области λλ1150÷25000Å с разрешением R ≈ 500, с шагом 5Å. Кривые построены с привлечением литературных данных, появившихся в последние годы. Рассмотрены сведения из 17 звездных каталогов, многие из которых были перечислены выше. После критического рассмотрения более ранних работ по созданию средних звездных спектров, составлены средние спектрофотомерические кривые для широкого набора температур и светимостей. Кроме того, включены звезды со слабыми линиями металлов, а также звезды, в которых линии металлов усилены (Пиклз, 1998).

Новая библиотека звездных оптических спектров (III-166) (Сильва и Корнелл, 1992)

Создана на основе наблюдений, выполненных на 2.4-метровом телескопе обсерватории Мичиган-Дартмут с помощью спектрографа с призмой в спектральной области λλ4360÷9250Å, а также на 2.3-метровом телескопе обсерватории Китт-Пик в 1988-1989 гг. В результате получены средние кривые распределения энергии для звезд 72-х различных спектральных классов (O-M) и светимостей (I-V) в области λλ3510÷8930Å со средним разрешением около 11Å.

Спектральный синтез в ультрафиолете. Библиотека средних (спектров) звездных групп (J/ApJS/82/197) (Фанелли и др., 1992)

По наблюдениям 218-ти звезд с помощью спутника IUE для 56 групп, включающих типы O3-M4 разных классов светимости (V-I), найдено среднее распределение энергии в интервале λλ1230÷3200Å с разрешением около 6Å. Приводимые величины представляют собой нормализованные в полосе V потоки: F(λ)/F(V), где F(λ) выражены в $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot Angstroem^{-1}$. Поток в полосе V соответствует F(V)=dexp[-0.4·(V+21.175)].

Спектрофотометрические работы, проводившиеся в Советском Союзе, дали возможность построить средние кривые распределения энергии. Эти каталоги обладают более низким спектральным разрешением. Тем не менее, они могут применяться в некоторых исследованиях.

Среднее распределение энергии в звездных спектрах в области 320 - 760 нм (III-186) (Князева и Харитонов, 1996)

Для 41 спектрального подкласса по опубликованным данным (Харитонов и др., 1988; Глушнева и др., 1982; Алексеева и др.,1992) в области 320÷760 нм получены средние кривые распределения энергии.

Среднее распределение энергии в спектрах звезд (Бурнашев, 1980)

Построены средние кривые распределения энергии в спектрах 40 типов звезд различных температур и светимостей в интервале от λλ3225÷7375Å с разрешением около 75Å. Вычислены средние показатели цвета (U-B) и (B-V), проведено сравнение с данными других авторов. Полученные кривые сравнимы по точности с даннми Страйжиса и Свидерскене (1972), однако, поскольку для их построения взят однородный спектрофотометрический материал, а также в силу большей подробности в смысле подразделения по спектральным классам, применение этих данных более предпочтительно. Кроме того, оценены и приведены значения поправок для перехода от потоков в стандартной длине волны λ5550Å к V-величинам. Эта поправка для звезд класса M0III может достигать непренебрежимой величины $0.^m15$.

6.2. Спектрофотометрические стандарты

Проблемы абсолютной калибровки часто решаются путем создания сети вторичных стандартов, привязанных к распределению энергии в спектре лабораторного источника или к звездному спектрофотометрическому стандарту (который также привязан к лабораторному стандартному источнику). За такой первичный звездный стандарт часто принимают Вегу, - яркую звезду северного полушария. Иногда вместе с ней наблюдают еще некоторые звезды (Оук и Шилд, 1970; Хейес и Латам, 1975; Тьюг, Уайт и Локвуд, 1977; Хейес, 1985). Ясно, что привязка к довольно мощному лабораторному источнику может быть осуществлена только для ярких звезд, поэтому для наблюдений на больших телескопах строят сеть вторичных и третичных спектрофотометрических стандартов, распространяя её как в область южного полушария, так и в область все более слабых звезд и более широкого спектрального диапазона (Стоун, 1974, 1977; Стоун и Болдуин, 1983; Болдуин и Стоун, 1984; Тейлор, 1984; Гутиррез-Морено и др., 1988; Мэсси и др., 1988; Мэсси и Гронуэлл, 1990; Оук, 1990; Хэмай и др., 1992, 1994). Для калибровки в области вакуумного ультрафиолета применены данные, полученные ранее на спутниках IUE и VOJAGER, а также результаты исследований на HST с помощью разных спектрографов: FOS (*Faint Object*

Spectrograph) и STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*). В частности, в качестве первичных стандартов для использования в широкой области спектра λλ1150÷10200Å предложены белые карлики (V=11.^{m}8 ÷ 13.^{m}0) (Болин, 2000; Болин и Гиллиланд, 2004), а также звёзды солнечного типа (Колина и др., 1996). В качестве наилучших звездных стандартов в области 0.1÷3 мкм приняты водородные белые карлики, температуры и ускорение силы тяжести на поверхности которых определены из профилей водородных линий (Финлей и др.,1997), распределение энергии вычислено по моделям Барстоу (2001). Некоторые результаты сравнения опубликованы Болином и др. (2001). Возможная неуверенность приводимых абсолютных значений оценена от 4% в далекой ультрафиолетовой области до 2% в остальном спектральном диапазоне (Болин, 2003). Критическое рассмотрение результатов калибровок и оценку достигаемой точности абсолютных калибровок в спектральном диапазоне от вакуумного ультрафиолета до ближней инфракрасной области выполнены Болином (2007) на совещании по вопросам стандартизации астрономических измерений ("*The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standartization*", (*C.Sterken, ed.), ASP conf.Ser. Vol.364*). Ссылки на более ранние определения можно найти, например, в статье Строунгилиса и Болина (1979).

Южные спектрофотометрические стандарты (II-179) (Хэмай и др., 1992, 1994)

Часто вторичные стандарты слишком ярки для слабых звезд. Для ослабления потока приходится применять при наблюдениях нейтральный фильтр, что вносит дополнительные ошибки в наблюдаемый результат. Поэтому для экваториальных и южных звезд, кроме вторичных стандартов, построена сеть из 19 третичных спектрофотометрических стандартов для использования на больших телескопах. В основном это белые карлики, обладающие достаточно гладким спектром. Эти звезды достаточно слабы (9.^{m}5÷14^m), чтобы с имеющейся аппаратурой быть примененными для целей абсолютной калибровки слабых источников на больших телескопах. Для абсолютной калибровки сети третичных стандартов использованы 11 вторичных стандартов, данные о распределении энергии в спектрах которых, после их критического рассмотрения, взяты из статей Оука и Ганна (1983),Стоуна и Болдуина (1983), Болдуина и Стоуна (1984), Тейлора (1984), Мэсси и др. 1988).

Наблюдения выполнены в интервале λλ3300÷7550Å на 1.5-метровом и 4-метровом телескопах Межамериканской обсерватории (Сьера-Тололо) с помощью спектрографа, установленного в кассегреновском фокусе. Впоследствии исследуемый интервал был расширен в длинноволновую область до λ = 10500Å. Спектральное разрешение Δλ=10Å и Δλ=16Å. Статистическая ошибка в каждой длине волны не превышает нескольких миллимагнитуд. Данные о распределении энергии в звездах выражены в $erg\cdot s^{-1}\cdot cm^{-2}\cdot Hz^{-1}$.

Списки спектрофотометрических стандартов телескопа Хаббла (Hubble Space Telescope)

Списки звезд, предназначенных для фотометрической и спектрофотометрической калибровки приборов на борту внеатмосферной обсерватории Хаббла можно найти на сайтах:

http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/calobs.html/
http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/calspec.html/

CALOBS содержит спектры некоторых звезд в ультрафиолетовой и видимой областях, полученные из разных источников: IUE, VOYAGER2, а также статей Оука (1990) и Стоуна (1977). На CALSPEC имеются составные спектры стандартных звезд, которые можно применить при калибровке. Поисковые карты опубликованы Тарншеком и др.,1990. Также на этих сайтах можно найти сведения об изменениях, произошедших в процессе работы. Последний (2011 г.) список включает 59 звездных спектрофотометрических стандартов. Приведены также современные данные о распределении энергии в спектре Солнца (Тиллер, 2003).

Списки спектрофотометрических стандартов ESO

Звезды, предназначенные для фотометрической и спектрофотометрической калибровки приборов на телескопах Европейской южной обсерватории:

http://www.eso.org/sci/observatory/tools/standard/spectra.html/

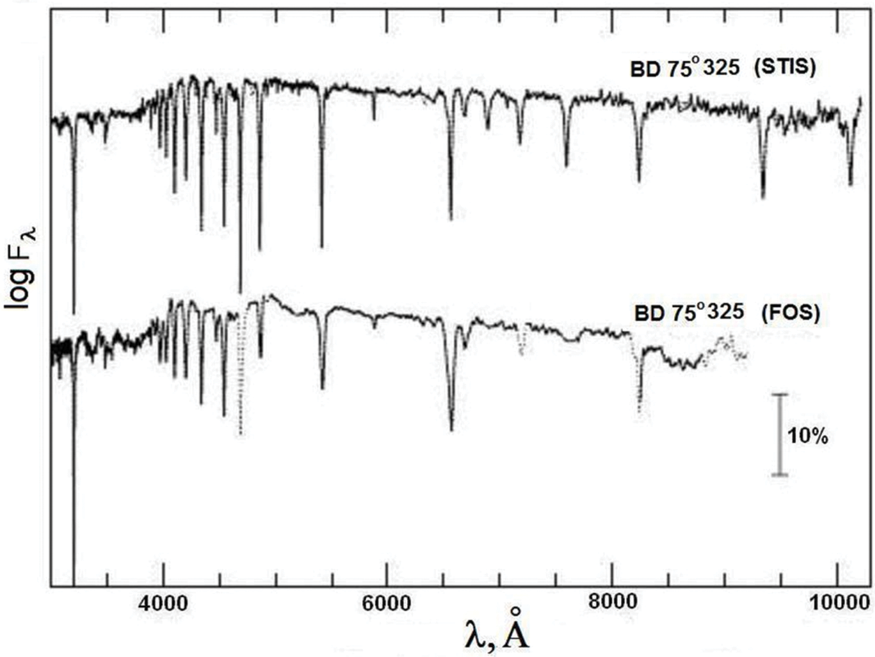

Рис. 6.1. Спектры BD +75°325, полученные с помощью разных спектрографов на телескопе им. Э. Хаббла HST. Приводимые данные после сглаживания смещены для наглядности при сравнении. Показаны границы 10-процентной точности для достигаемых результатов. Хорошо видно более высокое качество данных, получаемых с помощью спектрографа STIS (Болин и др., 2001)

Список до некоторой степени соответствует спектрофотометрическим стандартам HST и включает в качестве первичных стандартов звезды Хэмая и др. (1992, 1994), Тейлора (1984), Оука (1990). Третичные стандарты взяты из списка Стоуна (1977), Стоуна и Болдуина (1983). Добавлены также несколько стандартов - белых карликов (Болин, 1996).

Спектрофотометрический атлас стандартных звезд Ландольта (Стритцингер и др., 2005)

Выполнены наблюдения 102 звезд промежуточной яркости ($7^m \leq V \leq 13^m$) из экваториальных площадок Ландольта. Спектры получены на 1.5-метровом телескопе ESO в течение восьми ночей в двух спектральных интервалах: λλ3100÷6400Å (разрешение 8.6Å) и λλ5800÷10600Å (разрешение 16.4Å). Абсолютная калибровка выполнена с помощью вторичных стандартов Хейеса (1970), рекалиброванных Тейлором (1984).

Таким образом, в настоящее время существуют списки спектрофотометрических стандартов, пригодные для целей абсолютизации спектрофотометрических измерений небесных объектов в широком диапазоне яркости для наблюдений на различных телескопах.

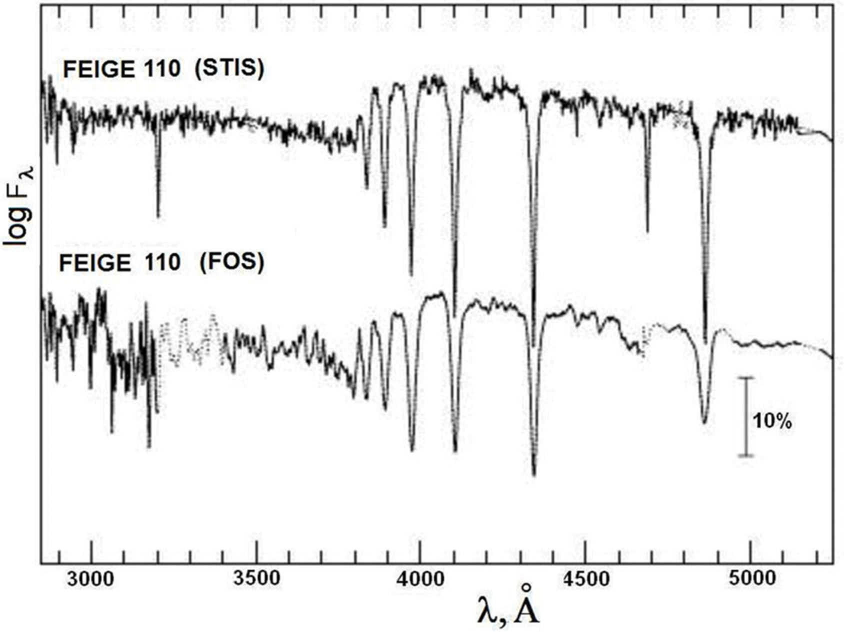

Рис. 6.2. Спектры Feige 110, полученные с помощью спектрографа STIS на телескопе HST и данных IUE до λ2950Å.
В видимой части спектра взяты данные Оука (1990)
(Болин и др., 2001)

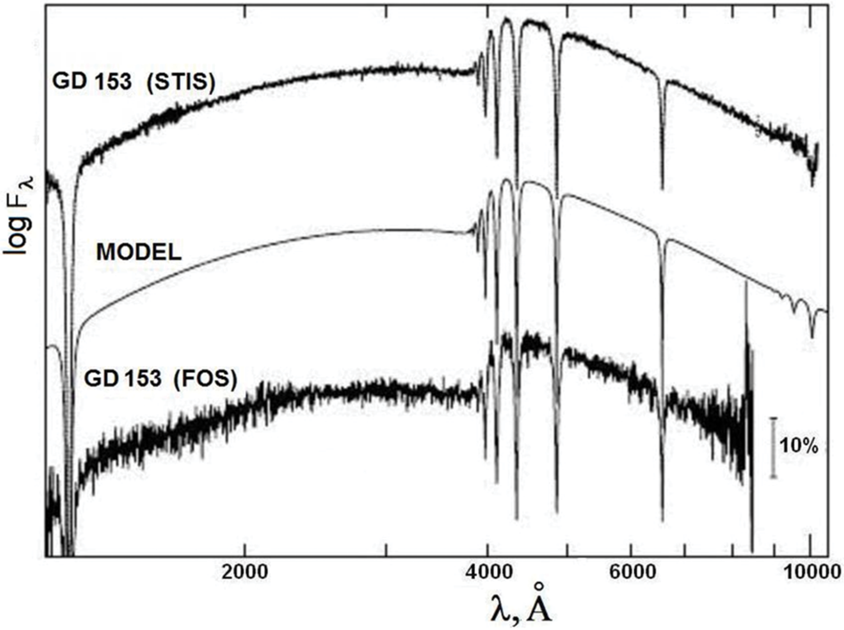

Рис. 6.3. Спектры GD 153, полученные с помощью разных спектрографов на телескопе HST. В средней части рисунка показано теоретическое распределение энергии чисто водородной LTE - модели Болина (2000) (Болин и др., 2001)

6.3. Наблюдения внегалактических источников

Поскольку целью популяционного анализа является моделирование спектров сложных объектов, таких, как скопления и галактики, то, естественно, спектрофотометрии галактик и шаровых скоплений уделялось большое внимание наблюдателей. Чаще всего определялись относительные потоки в некоторых избранных длинах волн, соответствующих континууму и некоторым эмиссионным линиям. Примером последних определений такого рода можно считать каталог

Спектрофотометрия ближайших галактик поля: данные (J/ApJS/126/331) (Янсен и др., 2000)

Приведены в графическом виде спектры 196 галактик, полученные на 1.5-метровом телескопе обсерватории Уиппл (Маунт Хопкинс, Аризона). Спектральный интервал λλ3350÷7250Å, разрешение около 6Å. В каталоге приводятся результаты поверхностной UBR - фотометриии и оценки потоков в водородных и запрещенных линиях.

Спектры галактик и квазаров, в силу их малой яркости, доступны лишь для крупных телескопов. Поэтому чаще всего применявшиеся спектрографы обладали невысоким спектральным разрешением, чтобы обеспечить достаточное отношение сигнала к шуму. Повидимому, это одна из причин того, что сведения о непрерывном ходе спектроэнергетических кривых чаще всего в статьях приводились в виде графиков. Набор такого рода спектров рассеянных и шаровых скоплений, опубликован Э.Байком в 80-х и начале 90-х годов в области λλ3700÷7000Å, λλ7000÷9800Å, λλ3150÷4000Å (Байк и др., 1986, 1994). В виде одномерных массивов их можно найти на диске AAS CD-ROM Series, Vol.7. (Лейтерер и др., 1996).

Ниже перечислены сведения о некоторых определениях, доступных по INTERNET'у.

Спектрофотометрический атлас галактик (VII-141) (Кенникатт, 1992)

Приводятся в числовом виде нормализованные в длине волны λ5550Å спектры 55-ти галактик. Точность приводимых значений F(λ)/F(5550) в интервале λλ3650÷7100Å с разрешением 5÷8Å с шагом 2Å оценена около 10 процентов.

Ультрафиолетовый атлас спектров квазаров и блазаров. (III-157) (Кайнни и др., 1991)

На основании данных IUE приводится атлас спектров 68 квазаров, блазаров и сейфертовских галактик, полученных в течение примерно десятка лет. Показано, что вариации блеска в ультрафиолетовой области для многих этих объектов намного заметнее, чем в видимом диапазоне: примерно треть квазаров и половина блазаров изменила свой блеск более чем в два раза на протяжении нескольких лет.

Атлас ультрафиолетовых спектров галактик с формирующимися звездами. (III-167) (Кайнни и др ,1993)

Комбинированные данные IUE применены для создания атласа спектров 143 спиральных, иррегулярных, голубых компактных, сейфертовских галактик. Для контроля приводимых спектров использованы также некоторые сведения, полученные на OAO и ANS. Галактики наблюдались с большими диафрагмами: 15"x10". Спектральное разрешение около 5Å для $\lambda \leq 1500$Å и 8Å - в более длинноволновой области.

FIRST - обзор ярких квазаров (J/ApJS/126/133) (Уайт и др., 2000)

На основании паломарских карт и обзора FIRST с разной достоверностью отождествлены активные галактики, квазары и блазары до $17.^m8$ на площади 2862 кв.грд. Каталог (FBQS = *FIRST Bright Quasar Survey*) содержит сведения о ярких квазарах (636 объектов), активных ядрах галактик (96 объектов), блазарах (68 объектов) с $z \geq 3$, а также об HII - областях и других галактиках. В FITS формате представлены их спектры.

Спектральная библиотека галактик, скоплений и звезд (III-219) (Сантос и др., 2002)

По результатам наблюдений, выполненных в ESO, OHP, CFHT, CASLEO на протяжении ряда лет, собраны спектры разных объектов, которые дополнены результатами, полученными на IUE. Общий массив опубликованных в 20 статьях данных содержит спектры 243 галактик, 190 скоплений и 72 звезд, - всего 868 спектров в разных спектральных областях. Для некоторых объектов приведены данные, несколько улучшенные по сравнению с ранее опубликованными на AAS CD-ROM Series, Vol.7. Приводятся нормализованные потоки $F(\lambda)/F(5670)$. Спектральный интервал $\lambda\lambda 1200 \div 10200$Å, спектральное разрешение,- от 3Å до 23Å. Если наблюдения выполнены только в ультрафиолетовой области, то нормализация сделана в длине волны λ=4000Å, если только в ИК - области, то в длине волны λ=7000Å.

О красном смещении блазара PKS 0447-439 (J/A+A/545/A68) (Фумагалли и др., 2012)

В числовом и графическом виде приводится распределение энергии в спектре блазара PKS0447-439 в спектральном интервале

$\lambda\lambda 3500 \div 8100$Å с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^4$. К вопросу о современном состоянии спектрофотометрических наблюдений внегалактических источников мы вернёмся ниже, в разделе об информационных системах, при обсуждении базы данных NED = *NASA/IPAC Extragalactic Database*.

6.4. Теоретически рассчитанные спектры

В эволюционном популяционном синтезе при расчетах зачастую недостаточно имеющихся эмпирических спектрофотометрических данных, которые большей частью относятся к ярким, то есть близким звездам. Такие каталоги не перекрывают достаточный диапазон светимостей и металличности. Кроме того, приводимые литературные данные о распределении энергии в спектрах звёзд не включали область спектра, попросту недоступную для наблюдений с земной поверхности. Разумным выходом из этой ситуации стало использование теоретически вычисленных кривых распределения энергии. Преимущества такого подхода очевидны: можно иметь достаточно подробный набор данных для звезд различных температур и светимостей с высоким спектральным разрешением в широком спектральном диапазоне. При этом необходимо принимать во внимание многие физические процессы: отклонение от ЛТР, эффект бланкетирования, сферичность, нерадиативный нагрев, конвекцию и т.д. Такие библиотеки спектров, основанные на моделях атмосфер, часто ограничивались приближениями, принимаемыми при расчетах, из-за недостаточной мощности вычислительных средств и недостаточным количеством и низкой точностью атомных и молекулярных данных. В последние годы положение значительно улучшилось, однако работа далеко не закончена.

Мартинс и Коэльо (2007) провели детальное сравнение теоретических библиотек звёздных спектров с наблюдательными каталогами. Работа была предпринята для выяснения сильных и слабых сторон применения этих данных в популяционном синтезе. В частности, сравнивались как широкополосные показатели цвета, так и поведение некоторых спектральных особенностей с вычисленными на основе различных моделей эволюционного синтеза. Калибровка показателей цвета системы UBVRIJHK, определённых на основе данных о вычисленном распределении энергии с помощью моделей атмосфер, выполнена на основе трёх эмпирических каталогов, составленных

Манари: **http://archives.pd.astro.it/2500-10500/,**

Коэльо:**http://www.mpa-garching.mpg.de/PUBLICATIONS/DATA/SYNTHSTELIB/synthetic_ stellar_ spectra.html**

Мартинсом: **http://www.astro.iag.usp.br/ ~ lucimara/library.htm.**

Оказалось, что модели представляют с хорошей точностью показатели цвета в широком диапазоне температуры и светимости, за исключением показателя (U-B), который систематически завышен, т. е. получается "смещенным в красную сторону". Примерно такая же картина получается и для очень холодных звёзд (для которых (V-K) ≥ 3). Наибольшие расхождения в голубой области для моделей Кастелли и Куруца, в то время как модели Густафссона и др. и Бротта и Хаушилдта более точно представляют визуальные цвета. Все три модельные распределения достаточно хорошо совпадают с наблюдаемыми в инфракрасной области. Предложены 35 спектральных индексов для библиотек высокого спектрального разрешения в широком диапазоне ≈ $\lambda3500Å \div \lambda8700Å$.

Ниже приведены только некоторые из многих последних разработок, характерной особенностью которых являются учет физических эффектов, расширение спектрального диапазона, улучшенное спектральное разрешение.

Стандартная звездная библиотека для эволюционного синтеза (BaSeL library) (J/A+AS/125/229).

Наиболее часто применяемая в последнее время библиотека Лежен и др, 1997,1998, (BaSeL library), представляет собой сводку синтетических спектров, основанных на моделях атмосфер Куруца(1995), Флакса и др. (1994), Бесселя и др. (1989, 1991), Алларда и Хаушилда (1995) для широкого набора звездных главных параметров: T_e= 50 000K до 3500K, lgg=+5.50 до -1.02, [M/H]=-5.0 до +1.0.

Интервал длин волн от 9.1нм до 160мкм, со средним разрешением 1нм в ультрафиолетовой области, 2нм - в видимой. Приводимые данные, соответственно, также даны с переменным шагом, от 0.2нм в ультрафиолете, до 20мкм - в далекой инфракрасной области.

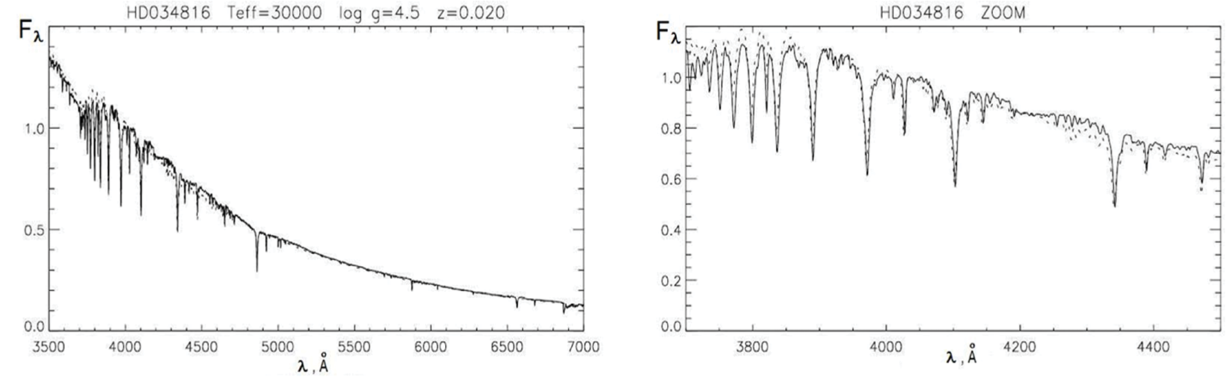

Рис.6.4. Сравнение наблюдаемых спектров звёзд из библиотеки STELIB (сплошная линия) с модельными данными (штриховая линия). Слева,- более подробный график для области "скачка" около λ4000Å (Мартинс и др., 2005)

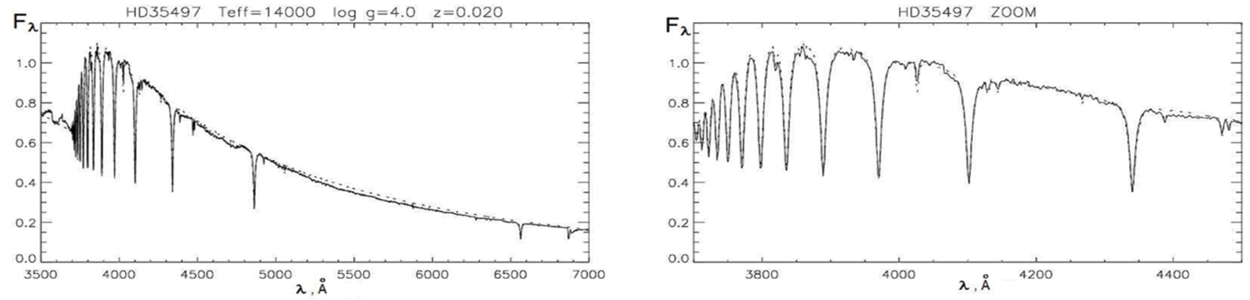

Рис.6.5. То же, что и на рис.6.4. Сравнение STELIB с наблюдениями (Мартинс и др., 2005)

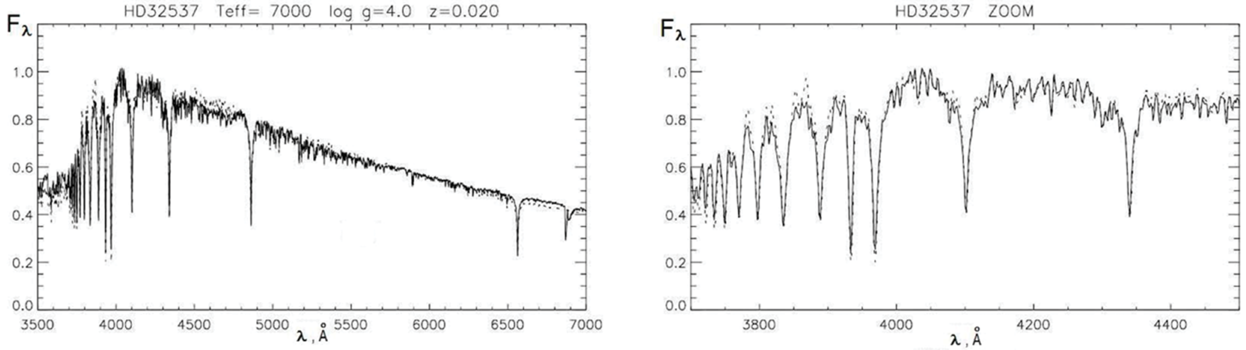

Рис.6.6. То же, что и на рис.6.4. Сравнение STELIB с наблюдениями (Мартинс и др., 2005)

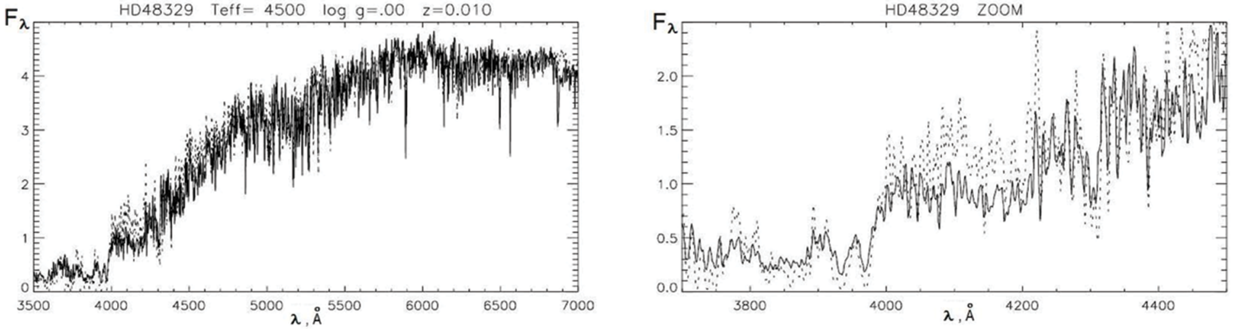

Рис.6.7. То же, что и на рис.6.4. Сравнение STELIB с наблюдениями (Мартинс и др., 2005)

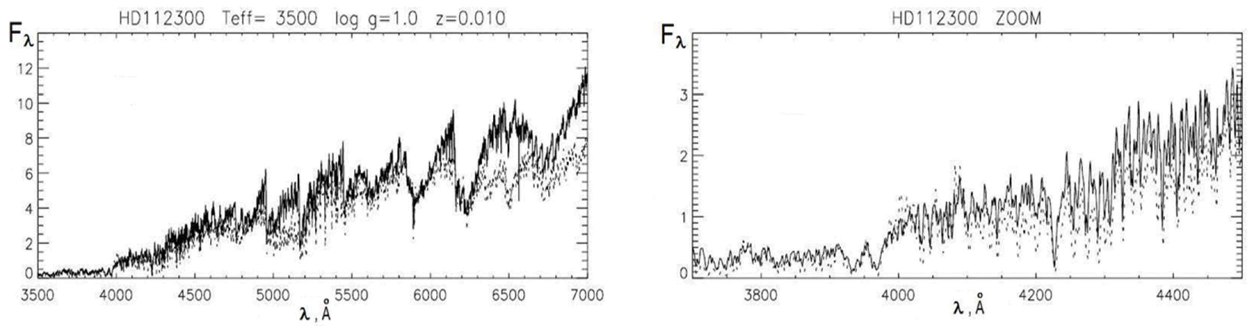

Рис.6.8. Сравнение наблюдаемых спектров звёзд из библиотеки Indo-US (сплошная линия) с модельными данными (штриховая линия). Слева, - более подробный график для области "скачка" около λ4000Å (Мартинс и др., 2005)

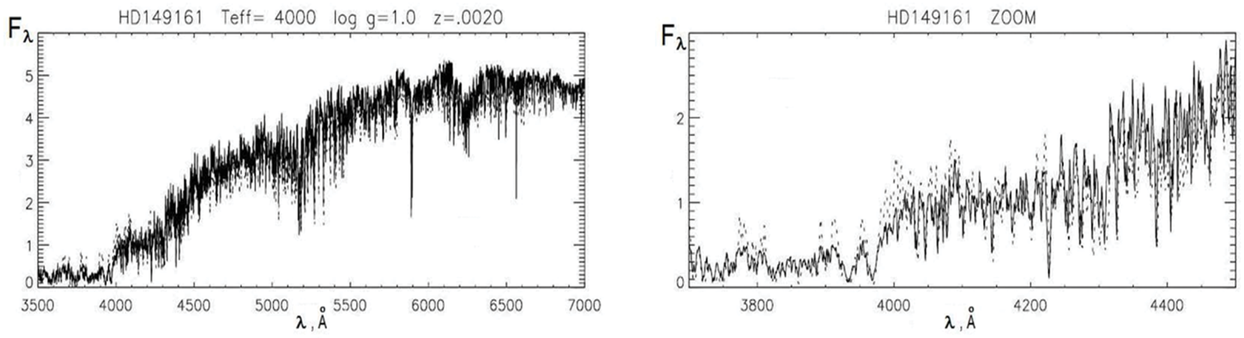

Рис.6.9. То же, что и на рис.6.8. Сравнение IndoUS с наблюдениями (Мартинс и др., 2005)

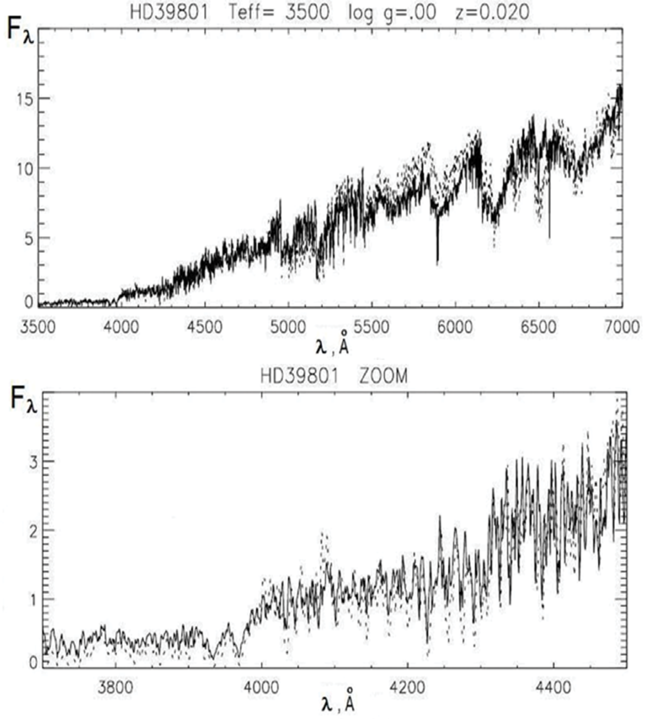

Рис.6.10. То же, что и на рис.6.8.Сравнение Indo-US с наблюдениями (Мартинс и др., 2005)

UVBLUE - Новая теоретическая библиотека ультрафиолетовых спектров высокого разрешения (Родригес - Мерино и др., 2005)

Теоретически расчитаны спектры на основе ATLAS9-code в интервале λλ850 - 4700Å с разрешением R=λ/Δλ=50000 для следующих параметров: T_e= 50 000K до 3000K, lgg=+5 до -1.02 с шагом Δlgg 0.5 dex, [M/H]=-2.0,-1.5,-1.0,-0.5, 0,+0.3 +0.5 dex.

Библиотека синтетических звёздных спектров высокого разрешения в оптической области BLUERED (Бертон и др., 2008)

Библиотека из 832 синтетических спектров высокого разрешения (R=λ/Δλ=500000) в спектральном интервале λλ3500-7000Å для широкого набора звёздных параметров: T_e= от 50 000K до 3000K, lgg= от +5 до -1.02 с шагом Δlgg=0.5 dex, [M/H]=-2.0, -1.5, -1.0, -0.5, 0,+0.3 до +0.5 dex. Обе библиотеки, UVBLUE и BLUERED доступны на CD/DVD.

http://www.inaoep.mx/~modelos/bluered/documentation.html

Библиотека KURUCZ - спектров высокого разрешения в интервале λλ3000÷10000Å (Мэрфи и Мескин, 2004)

Библиотека из 6410 синтетических спектров, базирующаяся на моделях атмосфер Kurucz - 1993 с 54-мя значениями T_e = от 5250K до 50000K, 11-ю значениями lgg=+5.0 до 0.0 и 19-ю значениями металличности [M/H]=-5.0 до 1.0. Спектральное разрешение λ/Δλ=50000, спектральный интервал λλ3000-10000Å.

Спектры высокого разрешения в интервале λλ8500÷8750Å для GAIA (III-238) (Манари и Кастелли, 2000, 2001).

Библиотека из 972 синтетических спектров, характеризующихся следующими параметрами: T_e= 50000K до 3500K, lgg=+4.50 до -1.0, $[Z/Z_0]$=-2.5 до +0.5.

Эта работа получила дальнейшее развитие, была составлена **Обширная библиотека синтетических спектров в интервале λλ2500÷10500Å** (Манари и др., 2005)

Необходимую информацию можно получить на сайте:

http://gaia.esa.int/spectralib/spectralib1A/SpectraLib1a.cfm

Эта библиотека также основана на SYNTHE-code Куруца (1993). Значительно улучшены ODF (= *Opacity Distribution Functions*), в частности, применены функции поглощения молекулами TiO, H_2O, HI , H^+ Куруца (1999a,b), Кастелли и Куруца (2003). Сетка состоит из 51288 модельных спектров. Спектральный интервал λλ2500÷10500Å, спектральное разрешение соответствует нескольким популярным проектам: R = 20000, 11500 (GAIA), 8500 (RAVE), 2000 (SLOAN). Широкий набор параметров: T_e= 47500K до 3500K, lgg=+5.0 до 0.0, металличность [M/H]= -2.5 до +0.5, химсостав [α/Fe]= 0.0; +0.4, где под α - элементами понимаются O, Ne, Mg, Si, Ca и Ti. Микротурбулентная скорость ξ= 1; 2; 4km/s, скорость вращения $0 \leq V_{rot} \leq 500$ km/s.

Библиотека синтетических звездных спектров высокого разрешения с солнечным и обогащенным α-элементами химсоставом в интервале от 300nm до 1.8μm (VI-120) (Коэльо и др., 2005).

Библиотека представляет спектры F-M - звезд старого и промежуточного населений в интервале от 300нм до 1.8 мкм с шагом 0.02Å. Набор параметров: T_e= 7000K до 3500K через 250K, значения ускорения силы тяжести на поверхности lgg= от +5.0 до 0.0 с шагом 0.5, металличность [Fe/H]=-2.5 до +0.5, химсостав [α/Fe]= 0.0; +0.4. Микротурбулентная скорость ξ = 1km/s для lg g ≥ +3.0,

ξ= 1.8km/s для 1.5 ≤ lg g ≤ +2.5, ξ= 2.5km/s для g ≤ 1.0.

Эта библиотека, как было упомянуто выше, применена для сравнения с другими массивами Мартинсом и Коэльо (2007):

http://www.mpa-garching.mpg.de/PUBLICATIONS/DATA/SYNTHSTELIB/synthetic_stellar_spectra.html

База данных POLLUX (Паласиос и др., 2010).

Спектры высокого разрешения рассчитаны с применением пакетов MARCS для звезд с $T_e \leq$ 6000K, TURBOSPECTRUM - для звезд 7000K $\leq T_e \leq$ 15000K, CMFGEN для звезд $T_e \geq$ 25000K для солнечной металличности. Спектральный интервал λλ3000÷12000Å, спектральное разрешение R ≥ 150000. Данные в формате, предусмотренном стандартом виртуальной обсерватории (Virtual Observatory standards) можно найти на сайте:

http://pollux.graal.univ-montp2.fr/

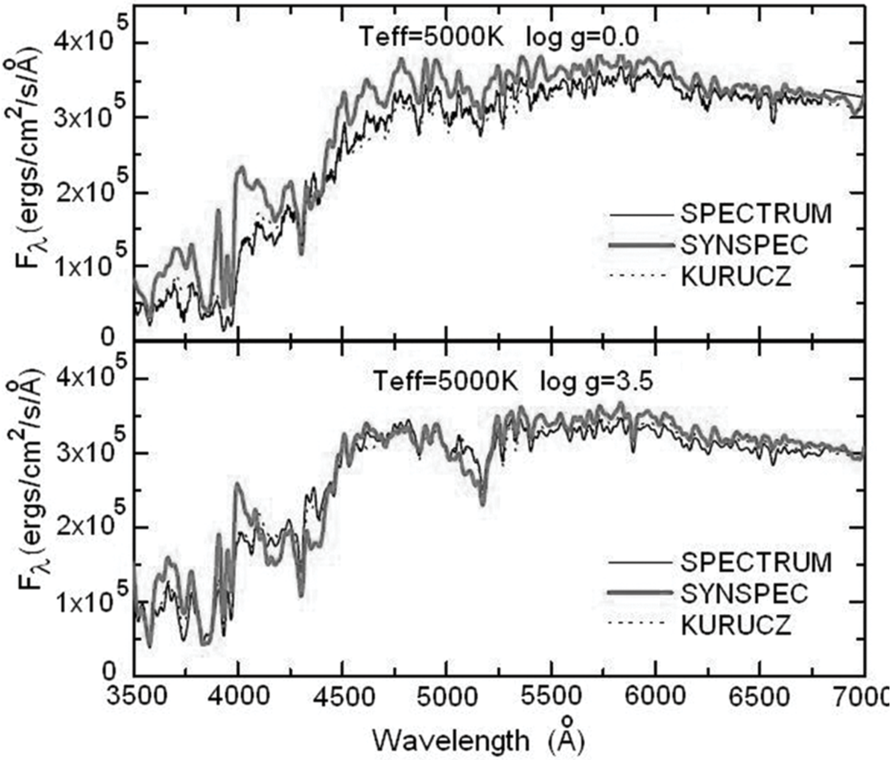

Рис.6.11. Влияние различных пакетов
(Мартинс и др., 2005)

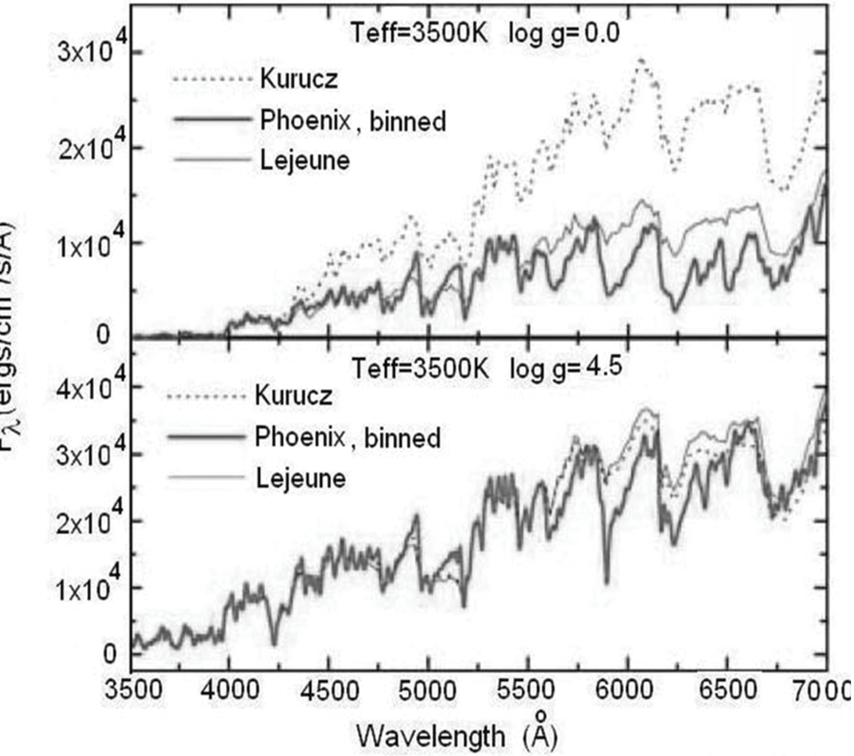

Рис.6.12. Влияние различных пакетов
(Мартинс и др., 2005)

Глава 7. Информационные системы и базы данных

В процессе подготовки различных больших проектов, включая космические и радиоастрономические, создавались обширные массивы различных данных, которые тщательно систематизировались и пополнялись. Создавались соответствующие программы поиска, обработки и архивирования. Таким образом возникали настоящие информационные системы. В качестве таких систем со сложной иерархией можно привести, к примеру, уже упоминавшиеся CDS и NASA ADS, - сайты, имеющие свои точные копии ("зеркала"= mirrors) в других странах для обеспечения доступа пользователей к накопленной за много лет информации.

Размеры и объёмы систем весьма различны, в зависимости от поставленной при их создании задачи: как пример, большая и разветвленная система SED08 и система марсельской астрофизической лаборатории CeSAM, или база данных CATS в Специальной астрофизической обсерватории.

Для координации и максимальной эффективности работы центров сбора информации ADS, HEASARC, IRSA, LAMBDA, MAST, NED, NSSDS/ADF/ADC) создан Исполнительный Комитет Астрофизических центров данных (*ADIC= Astrophysics Data Centers Executive Council*), задачей которого является выработка общей сети стандартов для всех систем, накопление ресурсов и избежание параллелизма в работе:

http://www.adccc.org/

Многие каталоги, особенно созданные большими коллективами исследователей, включают в себя, кроме массы наблюдательных данных, также и некоторые полезные программы. Потому они, скорее, могут носить название постоянно обновляющихся баз данных.

Заслуживает отдельного упоминания создание базы данных по внегалактическим источникам сотрудниками Специальной астрофизической обсерватории. Задуманная вначале как база данных для радиоастрономии, она была расширена и ныне пользуется большой популярностью (до 2-х тысяч обращений в месяц). В настоящее время включает около пяти десятков каталогов, в том числе и в инфракрасной и оптической областях, и постоянно расширяется (Верходанов и др., 1997a, 1997b).

7.1 HYPERLEDA, –
информационная система для астрономии

http://alcor.sao.ru/alcor/hyperleda/
http://alcor.sao.ru/alcor/hyperleda/intro.html

Система является дальнейшим развитием системы LEDA, - однородного каталога параметров галактик, созданного в 1983 г. для изучения их физики и эволюции. После слияния в 2000г. с коллекцией программ HYPERCAT получила название HYPERLEDA. В настоящее время эта система включает сведения примерно о трех миллионах различных объектов. С высокой достоверностью около половины из них являются галактиками.

Эта система включает базы данных и программы обработки. Её основные возможности:

Поиск объектов по их общепринятым обозначениям.

Поиск объектов в заданном поле, в окрестности заданных координат на небе.

Выборка из полного каталога по заданным физическим параметрам.

Поиск и обработка данных из FITS-архива.

Моделирование с помощью пакета PEGASE (планируется установка и других пакетов программ популяционного синтеза).

Система имеет "зеркала" (mirrors) в нескольких странах, в том числе и в России.

7.2 Библиотека звездных спектров Дэвида Монтеса

http//www.ucm.es/info/Astrof/invest/actividad/spectra.html

Эта база данных содержит богатую информацию и множество ссылок, в том числе на фотометрические исследования и создание синтетических спектров.

7.3 MAST = *Mikulski Archive for Space Telescope* – информационная система для астрономии

http://archive.stsci.edu/aboutmast.html/
http://archive.stsci.edu/index.html/
http://archive.stsci.edu/survey2012.html/

Система основана в институте телескопа Хаббла (*STSci= Space Telescope Science Institute*) в 1997 г. для того, чтобы облегчить астрономической общественности доступ к данным различных астрономических архивов в разных спектральных областях, от радиодиапазона до далекого ультрафиолета.

Названная вначале *MAST= Multimission Archive for Space Telescope*, в апреле 2012 г. переименована в *MAST = Mikulski Archive for Space Telescope* в честь сенатора Барбары А. Микульски. Система поддерживает различные астрономические архивы данных, в основном получаемые с помощью спутников, пополняющиеся и в настоящее время, а также и результаты прошлых космических миссий. Большой массив данных и удобный доступ к ним делают эту систему очень популярной среди исследователей. В концу 2012 г. система включала сведения о спутниках и получаемых с них информации:

HST = *Hubble Space Telescope*

Краткий обзор конструкции приборов, установленных на телескопе Хаббла, а также другие сведения, можно найти на сайте:

http://www.stsci.edu/HST_overview.html/

Навесная аппаратура, - спектрографы и камеры прямых снимков, неоднократно заменялась на более совершенные приборы в процессе работы во время штатных посещений экипажей "Шаттлов". Совершенствовалась методика обработки и калибровки. Большую ценность представляют полученные на спектрографах космического телескопа имени Хаббла сведения о стандартных звездах.

GALEX ***(=Galaxy Evolution Explorer)*** (Моррисэ и др., 2005, 2007)

Спутник запущен 28 апреля 2003 г. Телескоп диаметром 50 см системы Ричи- Кретьена снабжен сменными гризмами для получения спектров в области около λ1480Å с разрешением R ≈ 200, и области около λ2200Å с разрешением R ≈ 118 .

SwiftUVOT

Запущенный в октябре 2004 г. и рассчитанный на работу в течение 2-х лет, спутник снабжен тремя приборами: BAT = (*Gamma Ray*) Burst Alert Telescope, XRT = X-ray Telescope, UVOT = *Ultraviolet/ Optical Telescope.*

UVOT - телескоп диаметром 30 см снабжен CCD-приемником с усилителем яркости (имедж-интенсифером), предназначенным как для получения прямых изображений с помощью 6-ти фильтров, так и гризмой для получения спектров низкого разрешения.

XMM-OM ***(X-ray Multi-Mirror telescope - Optical Monitor)***

Запущен в декабре 1999 г. и был рассчитан на работу в течение 10 лет. Снабжен 30-см телескопом с CCD-фотометром с набором фильтров для работы вместе с X-телескопом для обеспечения одновременных наблюдений.

Кроме того, можно найти информацию и о приборах, не имеющих прямого отношения к рассматриваемой теме, однако также предназначенных для фотометрических целей.

JWST = *James Web Space Telescope*, - большой 6.5-м телескоп для наблюдений в ближней и средней инфракрасной областях. Планируемый запуск должен состояться в октябре 2016 г. KEPLER, - телескоп системы Шмидта, предназначенный для поиска планет земной группы вблизи близких звезд. EPOCH = *Extrasolar Planet Observations and Characterization*, - программа исследований, рассчитанная на исследование кометы "Tempel 1". Миссия закончилась встречей с кометой Галлея в 2010 г., между этими событиями выполнялась программа исследования внесолнечных планет. UIT = *Ultraviolet Imaging Telescope* на борту обсерватории ASTRA, - получены несколько сотен прямых снимков в 12 спектральных областях. Помимо внеатмосферных исследований, поддерживается группа GSC = *Guide Star Catalogs*, занимающаяся оцифровкой фотопластинок размером 6.°5 x 6.°5 , полученных на паломарском и английском телескопах системы Шмидта, а также другие совместные астрометрические проекты. Очень полезным дополнением является FIRST= *Faint Images of Radio Sky at Twenty* cm, - обзор Северной и Южной полярных шапок в радиодиапазоне на длине волны λ=20см. Этот проект, эквивалентный по значимости паломарскому обзору, также размещен на сайте. Позиционная точность ≤ 0.5 arcsec на уровне 3 mJy. Данные, поступающие с работающих спутников, непрерывно пополняются.

Ниже перечислены доступные каталоги, которые были получены с помощью спутников и наземных приборов, размещенные на:

http://archive.stsci.edu/

Copernicus = *third Orbiting Astrononical Observatory* (Роджерсон и др., 1973)

На телескопе диаметром 80см в 1972 - 1981 гг. с помощью сканирующих спектрометров в области λλ900 ÷ 1560Å и λλ1650 ÷ 3150Å получены спектры с высоким разрешением (FWHM = 0.05 - 0.40Å) для 551 объекта.

EUVE = *Extreme UltraViolet Explorer* (Abботт и др., 1996)

На спутнике, запущенном 7 июня 1992 г., установлен телескоп диаметром 40 см, снабженный спектрометром, работающим в трех спектральных областях: λλ70 ÷ 190Å, λλ140 ÷ 380Å, λλ280 ÷ 760Å. Спектральное разрешение, соответственно: 0.5;1 и 2Å. Предназначенный для наблюдений звезд вблизи солнечной системы, аппарат получил данные почти для 1000 объектов, в том числе внегалактических, числом около тридцати. Один из результатов, - "Звездный спектральный атлас" (Грейг и др.,1997). Наблюдаемый поток выражен в 10^{-2}photons$\cdot s^{-1}\cdot cm^{-2}\cdot A^{-1}$.

FUSE = *Far Ultraviolet Spectroscopic Ezplorer* (Моос и др., 2000, Сахнов и др., 2000)

Запуск состоялся 24 июня 1999 г. Аппарат работал до 18 окт. 2007 г., пока не вышла из строя система ориентации. Телескоп представляет собой четыре независимых сегмента с соответствующим отражательным покрытием, при этом каждый сегмент рассчитан на работу в определенном спектральном интервале: λλ905 ÷ 1090Å и λλ917 ÷ 1104Å, λλ988 ÷ 1187Å и λλ978 ÷1179Å. Высокие требования к спектральному разрешению (v_r=15км/сек) для четырех роуландовских спектрографов делают необходимым большие размеры светоприемников, - микроканальных пластин площадью 88x10 мм. Выполнено около 6000 наблюдений 3000 объектов в спектральном интервале λλ905 ÷ 1187Å.

Абсолютная калибровка основана на наблюдениях белых карликов, выполненных на HUT и модельных расчетах выходящего потока (Сахнов и др., 2000).

Нескольких полетов космических кораблей - "челноков" были посвящены астрофизическим наблюдениям:

ASTRO - астрономическая обсерватория на космическом корабле. В течение двух полетов на этой обсерватории выполнены три эксперимента: UIT= *Ultraviolet Imaging Telescope*, HUT= *the Hopkins Ultraviolet Telescope*, WUPPE= *the Wisconsin Ultraviolet Photo - Polarimeter*. Во время эксперимента Astro-1 работал также широкополосный рентгеновский телескоп BBXRT = *Broad Band X-Ray Telescope.*

Миссия ORFEUS= *Orbiting Retrivable Far and Extreme Ultraviolet Spectrometers*, включающая телескоп диаметром 1 м, предназначенный для работы в крайнем ультрафиолете λλ400 ÷ 1400Å. Были установлены следующие приборы: TUES= *Tubingen Echelle Spectrometer,* BEFC= *Berkley Extreme and Far-UV Spectrometer*, IMAPS = *Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph*. Совершено два полета, 12-22 сент. 1993 г. и 19 ноября- 7 дек. 1996 г.

HUT = *Hopkins Ultraviolet Telescope* (Давидсен и др., 1992, Крук и др., 1995)

Телескоп диаметром 90 см, снабженный спектрографом с вогнутой решеткой. Светоприемником служила микроканальная пластина с линейкой фотодиодов на выходе.

Спектральное разрешение около 3Å в интервале λλ825 ÷ 1850Å в 1-м порядке дифракционной решетки, и около 1.5Å в интервале λλ420 ÷ 925Å (во 2-м порядке).

Телескоп работал в течение двух экспедиций. Получено 136 наблюдений 87 объектов в течение первого полета и 385 наблюдений 265 объектов, - в течение второго. Приводимые данные выражены в обычном виде: $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot Å^{-1}$.

WUPPE= *Wisconsin Ultraviolet Photo - Polarimeter*

Кассегреновский телескоп диаметром 0.5м, снабжен фотополяриметром типа Монка - Джилесона для наблюдений в области λλ1400 ÷ 3300Å с разрешением около 6Å. Фотоприёмник, - микроканальная пластина с двойной линейкой фотодиодов. Призма Волластона разлагает падающий свет на два ортогонально - поляризованных пучка. Выполнено 98 наблюдений 75 объектов в первом полете и 369 наблюдений 254 объектов, - во втором. Поляризационные наблюдения выполнены только во время 47 наведений. Данные представлены в виде FITS-файлов и в обычном виде: $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot Å^{-1}$.

IMAPS(ORFEUS) = *Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph* (Дженкинс и др., 1996)

Эшелльный спектрограф высокого разрешения (R ≈ 240000, соответствующий допплеровскому сдвигу около 1км/сек) для области λλ950 ÷ 1150 Å.

Наблюдались 9 ярких звезд в течение двух полетов, 12-22 сент 1993 г. и 19 ноября - 7 дек 1996 г. Данные представлены в виде FITS-файлов.

TUES (ORFEUS) = *Tubingen Ultraviolet Echelle Spectrometer*

Эшелльный спектрометр. Микроканальная пластина размером 40мм x 40 мм обеспечивает регистрацию эшелльных спектров 40 - 61 порядков, обеспечивая спектральное разрешение около R ≈ 13000 в области λλ950 ÷ 1150Å. Абсолютная калибровка выполнена с помощью вторичного стандарта BD+28°4211. Получено 239 спектров для 62 объектов.

BEFC (ORFEUS)= *Berkley Extreme and Far-UV Spectrometer*

Работавший во время пилотируемых полетов Шаттла в 1993 и 1996 гг. Телескоп диаметром 1м снабжен несколькими приборами. BEFS - спектрометр был рассчитан на регистрацию объектов в спектральном диапазоне λλ400 ÷ 1200Å. Получены спектры 75 объектов во время первого полета и 120 спектров - во время второго. Каталог спектральных наблюдений в интервале λλ900 ÷ 1200Å доступен на сайте. Данные выражены в $erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot Å^{-1}$. Спектральное разрешение 95 км/сек для точечных источников.

IUE = *International Ultraviolet Explorer*

Результаты наблюдений и описание находятся на сайтах:

http://ines.it.astro.it/ines/docs/

http://archive.stsci.edu/iue/search.php

INES = *IUE Newly Extracted Spectra*, - это окончательный архив даных, полученных с помощью спутника IUE. Содержит примерно 107 тыс. спектров для 9200 объектов. Наблюдения были проведены в спектральных диапазонах: $\lambda\lambda 2000 \div 3300$Å и $\lambda\lambda 1200$- 2000Å в двух режимах, с высоким ($\Delta\lambda=0.1 \div 0.3$Å, R=2000) и низким спектральным разрешением ($\Delta\lambda=6 \div 7$Å, R=300). Для абсолютной калибровки спектров применены модели белых карликов, наблюдения в других космических миссиях: HST, HUT, OAO-2.

Библиотека высокодисперсионных спектров звезд на диаграмме Герцшпрунга- Рессела (Багнуло и др., 2003)

http://www.eso.org./sci/observing/tools/uvespop.html

Носит название UVES Project = *Ultraviolet - Visual Echelle Spectrograph Project.*

Представляет собой библиотеку около 400 спектров высокого разрешения (R=80000) в интервале от 304 до 1040 нм для звезд ярче $7.^m5$. Наблюдения выполнены на спектрографе UVES Южной Европейской Обсерватории (Паранал). Об абсолютной калибровке спектров для желающих получить подробности открыт сайт:

http://www.eso.org./sci/observing/dfo/quality/UVES/qc/response.html

Спектральная библиотека нового поколения (STIS) NGSL = (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) *Next Generation Spectral Library* (Колева и Васдекис, 2012, Грегг и др., 2005).

http://archive.stsci.edu/prepds/stisngsl/

Наблюдения сделаны с помощью спектрографа STIS на телескопе Хаббла. Библиотека предназначена, в первую очередь, для целей популяционного синтеза. Содержит 374 спектра различных звезд в области 0.2-1.0 мкм с разрешением R $\approx$ 1000, учтено межзвездное поглощение и оценены фундаментальные характеристики: T_e, lg g, [Fe/H]. Точность абсолютной калибровки оценивается в 2-3%. Большой набор объектов, хорошая точность в обширном спектральном диапазоне и высокое спектральное разрешение делают этот каталог весьма привлекательным для целей различного рода калибровок.

СПИТЦЕР - атлас звездных спектров (SASS= *the SPITZER Atlas of Stellar Spectra*) (Ардила и др., 2010)

Один из результатов внеатмосферных исследований на спутнике SST = *Spitzer Space Telescope*, временно размещенный на авторском WEB-сайте.

http://web.ipac.caltech.edu/staff/ardilia/Atlas/

Приводятся 159 звездных спектров в области 5-32 мкм с разрешением R ≈ 100, полученных на ИК-спектрографе (IRS= t*he InfraRed Spectrograph*, Хок и др., 2004).

Библиотека спектров поздних звёзд, полученная на инфракрасном телескопе Национального управления по воздухоплаванию и исследованию космического пространства (the NASA/ IRTF Spectral Library: Cool Stars) (Райнер и др., 2009)

http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/~spex/IRTF_Spectral_Library

В этом каталоге приводится набор из 210 спектров звёзд разных спектральных классов, от F до M, и разных классов светимости , от сверхгигантов до карликов, (I-V), в области 0.8 ÷ 5 мкм с разрешением R ≈ 2000. Химический состав наблюдавшихся звёзд примерно соответствует солнечной металличности, однако включены также несколько звёзд асимптотической ветви гигантов, углеродные и циркониевые звёзды. Спектры абсолютно калиброваны на основе фотометрии каталога 2MASS (= *Two Micron All Sky Survey*). Наблюдения выполнены с помощью инфракрасного спектрографа среднего разрешения SpeX, установленного на 3.0-м инфракрасном телескопе обсерватории Мауна-Кеа (IRTF= (NASA) *InfraRed Telescope Facility*, Гавайи, США (Райнер и др. 2003).

Райнером и др.(2009) обстоятельно и толково описана процедура наблюдений и обработки получаемого наблюдательного материала.

Библиотека звездных спектров ELODIE (Прюгньель и Суберан, 2001, 2007).

http://www.obs.ubordeaux1.fr/public/astro/CSO/elodie_library.html
http://atlas.obs-hp.fr/elodie/
http://www.obs-hp.fr/www/archive/archive.html

Библиотека начиналась создаваться с 1962 года на обсерватории Верхнего Прованса на 193 см телескопе с помощью спектрографа ELODIE и включает широкий интервал атмосферных параметров: T_e = 3000K до 50 000K, lg g = от -0.25 до +4.9, [Fe/H]= от -3 до +1.

Библиотека применяется для синтеза звездных популяций (ЛеБорнь и др., 2003). Спектры можно найти также и на авторском сайте:

http://www.obs.u-bordeaux1.fr/m2a/soubiran/elodie_library.html

Новая версия содержит 1962 спектра для 1388 звезд с разрешением $\Delta\lambda \approx 0.55$Å в интервале от 390 до 680 нм (Прюгньель и др., 2007).

Индо-американская библиотека звездных спектров (Валдес и др., 2004)

http://www.noao.edu/cflib/

Библиотека the Indo-U.S. *Library of Coude Feed Stellar Specta* = CFLib состоит из 1273 спектров, полученных в фокусе куде на 0.9-м телескопе обсерватории Китт- Пик. Спектральное разрешение - около 1Å, спектральный диапазон $\lambda\lambda 3460 \div 9464$Å. Спектры нормированы в длине волны λ_0=5550Å. Для абсолютно - относительного распределения энергии приняты стандарты Пиклза (1998).

Проект SDSS (Йорк и др., 2000; Соугтон и др., 2002).

SDSS = *Sloan Digital Sky Survey* - один из наиболее амбициозных проектов.

Основанный при финансовой поддержке фонда Альфреда П.Слоуна, поддерживается Национальным Научным Фондом, Департаментом энергии Соединенных Штатов, НАСА, Обществом Макса Планка, Комитетом Высшего образования Великобритании и японским (фондом) MOBUKAGAUSHO.

Для выполнения проекта применяется 2.5м телескоп на обсерватории Апаче-Пойнт (штат Нью-Мехико). Фотометрические наблюдения выполняются в 5 полосах: r, i, u, z, g. С помощью оптоволоконных кабель - соединений возможно одновременное получение 320(x 2)спектров в спектральных интервалах $\lambda\lambda 3800 \div 6150$Å, $\lambda\lambda 5800 \div 9200$Å с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 1800$. Атмосферная экстинкция и другие наблюдения, необходимые для калибровки, выполняются с помощью вспомогательного 0.5м фотометрического телескопа. Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре субкарлика BD+17°4708. В течение первых двух этапов, с 2000 по 2008 гг., получены многоцветные изображения около миллиона галактик и квазаров на площади почти в четверть небесной сферы. В настоящее время выполняется работа по трем научным направлениям:

1.Окончание обработки изображений и спектров. Среди 230 миллионов небесных объектов на площади 8400 кв.грд. изображения и спектры 930000 галактик,120000 квазаров, 225000 звезд.

2. SEGUE (= *the Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration*)- исследование архитектуры и истории Млечного Пути.

3. SSS (= *Sloan Supernova Survey*),- Слоуновский обзор сверхновых. В течение трехмесячной кампании открыто около 500 сверхновых типа SNIa. Полученный наблюдательный материал применяется, в частности, для оценки ускоряющегося расширения Вселенной за последние 4 млрд. лет. Подробности о проекте можно найти на сайте: **http://www.sdss.org/**

7.4 SED08(=*Spectral Energy Distribution* 2008)) – база данных о распределении энергии в спектрах небесных тел (Уолчер и др., 2011)

http://www.sedfitting.org/SED08/Welcome.html

Эта информационная система предназначена для представления спектрофотометрических данных галактик и включает три основных раздела:

DATA, - куда входят ссылки на сайты, содержащие исходные данные.

Раздел MODELS включает ссылки на сайты, содержащие программы расчёта моделей звёздных атмосфер и результаты разных авторов: Starburst99, Galev, Pegase и др.

В раздел FITTING входят различные программы расчета моделей популяционного синтеза.

7.4.1 DATA (Данные наблюдений)

Приведены ссылки на результаты измерений в широком спектральном диапазоне, полученные в ходе выполнения различных проектов, как с помощью внеатмосферных аппаратов, так и приборами, установленными на крупных телескопах на земной поверхности. На начало 2014 года сюда входили 14 ссылок на разные сайты, в том числе и на некоторые из вышеупомянутых в предыдущих разделах, как, например, MAST и SDSS. Включены также ссылки на некоторые персональные сайты.

AEGIS=*All-wavelength Extended Groth Strip International Survey* (Дэвис и др., 2007).

http://www.aegis.uclock.org/

Проект детального изучения узкой (0.5-1 кв.грд.) области в созвездии Большой Медведицы ($\alpha = 14^h17^m$, $\delta = +52^o30'$), изучавшейся астрономом Эдвардом Гротом из Принсетонского университета. Область расположена в области неба, имеющей малый уровень межзвёздного поглощения и слабый галактический и зодиакальный фон. Из-за относительно доступного положения для наземных наблюдений в течение большей части года эта область привлекла внимание исследователей в нескольких научных институтах. Целью исследований по проекту AEGIS стало изучение, с помощью точной фотометрии, физических свойств галактик до красного смещения $z \sim 1$ в широком спектральном диапазоне, от близкой рентгеновской области (4keV = λ3.1Å) до радиодиапазона (λ=20см.) Поскольку галактики группируются, составляя видимую сетку, отражающую распределение тёмной материи, изучение этой области, возможно, поможет пролить свет на природу этого явления. С точки зрения рассматриваемого вопроса могут представлять интерес спектральные наблюдения 17600 объектов до предельной звёздной величины R=24.1 в интервале $\lambda\lambda 6400 \div 9100$Å с разрешением $\Delta\lambda = 1.4$Å. Ко времени написания данного обзора (начало 2016 г.) на сайте приведены ссылки на более восьми десятков статей около ста авторов, написанных по результатам наблюдений в этой области неба.

COMBO-17= *Classifying Objects by Medium-Band Observations* (Вольф и др., 2003, 2004).

http://www.mpia-nd.mpg.de/COMBO/

Фотометрическое исследование ≈ 25000 галактик до $R \le 24$, расположенных в области: ($\alpha = 03^h32^m25^s$, $\delta = -27^o48'50''$). Площадь наблюдавшейся области, включающей области сверхскопления Abell 901/902 и CDFS (= *Chandra Deep Field South*) соответствует ≈ 0.78 кв.грд. Красное смещение объектов равно примерно $0.2 \le z \le 1.2$. Наблюдения выполнены на 2.2 - метровом телескопе ESO (Южной Европейской обсерватории, Чили). Распределение энергии в спектрах исследуемых объектов выводится по измерениям в 17 фотометрических полосах от λ362 нм до λ914 нм. Ширина полос: от 14 нм (λ462 nm) до 162 нм (R=λ652 nm).

Некоторые из опубликованных на сайте важных результатов:

Найдено, что распределение показателей цвета носит двухмодовый характер на всех красных смещениях до $z \approx 1$. Голубые галактики, переживающие пик звездообразвания, не изменяют своего цвета с изменением красного смещения z, в то время как красные галактики краснеют в согласии с предположением о их покраснении с возрастом. Обнаружен широкий пик в распределении активных АЯГ и квазаров на $z \approx 3$. Представлен каталог объектов в поле CDF(S)= *Chandra Deep Field* (South) в поле 30.'5x30', содержащий 63501 объектов, с классификацией звёзд, галактик и квазаров, для которых приводятся также значения фотометрических красных смещений. Выборка почти полная для AGN, имеющих яркость $M_B \leq -21.7$, показывающих красное смещение от $z = 0.5$ до $z = 5$. Оцениваемая при этом точность величины dz/(1+z) составляет около 1% для $R \leq 21$, 2% для $R \approx 22$, 10% для $R \geq 24$. Предварительный результат представлен в виде FITS - файлов для фильтров UBVRI, с полнотой до R = 26 на уровне 3σ. Изображения можно найти на сайте

http:// cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat?J/A+A/2004/0525/

COSMOS=*Cosmic Evolution Survey* (Сковилл и др., 2007)

http://cosmos.astro.caltech.edu/~cosmos/

Проект посвящён исследованию эволюции галактик, формированию звёзд, активных ядер галактик и тёмной материи в больших структурах (LSS = *large - scale structure*) на красных смещениях z=0.5-6. Основные цели проекта:

1. Наблюдения ансамблей галактик, скоплений и темной материи на шкале от $2x10^{14}M_o$ и выше.

2. Реконструкция распределения тёмной материи с использованием гравитационного линзирования для $z \leq 1.5$.

3. Исследование эволюции морфологии галактик, относительного слияния галактик и формирования звёзд, как функции больших структур, окружающей среды и красного смещения.

4. Эволюция активных ядер галактик и влияние зависимости роста чёрных дыр на морфологию галактик и их окружение.

5. Распределение массы и светимости ранних галактик, активных ядер и межгалактического газа и их сгущений на $z=3 \div 6$.

Эти цели обеспечиваются наблюдениями в широком спектральном диапазоне с привлечением данных, доставляемых космическими аппаратами HST, GALEX, XMM-Newton, Chandra и Spitzer.

Наземный сегмент проекта обеспечивается крупными оптическими телескопами и радиотелескопами: CFHT, NOAO CTIO, VLT, Magellan IMAX, Keck GEMINI, IRAM MAMBO, JCMT Aziec, VLA.

Полученные в ходе выполнения проекта данные можно найти на нескольких сайтах, в частности:

COSMOS archive (IPAC/IRSA): **http://irsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/**

Здесь можно найти фотометрические и спектральные данные, в частности, абсолютизированные спектры 678 объектов с разрешением $\Delta\lambda$ = 10Å в области $\lambda\lambda$5500-9000Å, полученные на телескопе Magellan в Чили, а также спектры 53 объектов в области 7.4-38 мкм, полученные на спектрографе Spitzer-IRS.

Научные результаты описаны в 70 статьях, ссылки на которые приводятся в архивном разделе сайта.

Спектроскопические данные содержат и сайты:

Obs Marseille: **http://cencosw.oamp.fr/EN/index.en.html**

INAF-IASP Milano: **http://cosmosdb.mi.iasf.cnr.it/**

Часть данных можно найти и на сайте STSci MAST:

http://archive.stsci.edu/ - здесь приведены изображения с космического телескопа Хаббла.

GAMA=*Galaxy And Mass Assembly* (Драйвер и др., 2009)
http://www.gama-survey.org/

Амбициозный проект, сравнимый с SDSS, предусматривающий получение спектров $\approx$ 300 тыс. галактик до $R \leq 19.^m8$ на площади около $\approx$ 290 кв.грд. Основная цель проекта, - проверка влияния "холодной тёмной материи" на формирование структур. Для этого, в частности, предполагается решение следующих проблем:

1. Проверить современные теории гравитации путём измерения соотношений при росте гравитационно связанных структур, построение модели "холодной тёмной материи" путём измерения функции масс гало, проверить модели формирования галактик путём измерения эффективности рождения звёзд в группах.

2. Проверку связи между эффективностью формирования звёзд и образованием функции звёздных масс.

3. Детальное исследование механизмов, управляющих содержанием звёзд в галактиках.

4. Измерение соотношений, управляющих слиянием галактик, как функцией их масс, отношения масс, влияние их окружения.

Для этого предполагается изучать структуры на шкале от 1 кпс до 1 Мпс, то есть скопления галактик, групп галактик, грубое измерение их структур, т.е. их балджей и дисков. На такой шкале барионная составляющая играет критическую роль в формировании галактик и последующих эволюционных процессах.

Спектры получают на многообъектном спектрографе AAOmega, установленном на Англо-Австралийском телескопе, в течение шести лет, с 2008 по 2013 гг.

Проект предусматривает кооперацию с другими наземными телескопами, установленными на разных обсерваториях. Телескопы SDSS, VST = *VLA Survey Telescope*, - обеспечат наблюдения в визуальной области, VISTA= *Visible and Infrared Surwey Telescope*, UKIRT= *UK Infrared Telescope*,- наблюдения в ближнем инфракрасном диапазоне. Планировалось также применение радиотелескопов ASKAP= Australian Sqare Kilometer Array, GMPT=*Giant Metrewave RadioTelescope*, и внеземных обсерваторий: GALEX = *GALaxy EXplorer*, - в области внеатмосферного ультрафиолета, и в далёком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах: WISE= *Wide - field Infrared Explorer*, HERSCHEL.

В массив спектроскопических наблюдательных данных предполагается включить каталоги, полученные в ходе выполнения таких проектов, как *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), *2dF Galaxy Redshift Survey* (2d FGRS), *Millennium Galaxy Catalogue* (MGC).

GMACS = *Galaxy Multiwavelength Atlas from Combined Surveys*

Для сравнения моделей эволюции галактик с наблюдениями выбрано около 1000 галактик, имеющих надёжную фотометрию в широком диапазоне, от ультафиолетовой области до инфракрасной, на основе данных проектов GALEX, а также SDSS, обеспечившего спектральные измерения в видимом диапазоне, и Spitzer, - наблюдения в инфракрасной области. Таким образом, сконструировано распределение энергии для большого интервала исходных параметров, таких, как звёздные массы M* и величина скачка $D_n(4000)$. Учтено влияние межзвёздного поглощения, пропорциональное $\lambda^{-0.7}$ (Джонсон и др, 2007а,б). Данные, представленные в виде FITS - файлов, можно найти на авторском сайте:

http://www.astro.columbia.edu/~bjonson/GMAGS/catalogs.html

GOLDMINE=*Galaxy On Line Database MIlano NEtwork*

На сайте проекта выставлены различные сведения, собранные за пятнадцать лет о 3267 галактиках в скоплениях Девы и Комы. Представлены данные о координатах, морфологическом типе, лучевой скорости, фотометрические данные в области вакуумного ультрафиолета (UV λ2000Å), в видимом диапазоне (U,B,V), в ближней инфракрасной области (J, H, K) , в далёкой инфракрасной области (в полосах IRAS 60μm и 100μm), и в радиодиапазоне (1420 и 610 MHz) (Гаваззи и др., 2003)

GOODS=*Great Observatories Origins Deep Survey*
http://www.stsci.edu/science/goods/

Обзор неба в двух областях, соответствующих глубоким обзорам на HST: (HDF-N=*Hubble Deep Field-North*): $12^h26^m55^s$, +62°14'15" и (HDF-S = *Hubble Deep Field-South*): $3^h32^m30^s$, -27°48'20". (Размер каждого поля 10'x16'). Проект предполагает получение фотометрических и спектральных данных в широком диапазоне, с помощью спутников Spitzer (3.6 - 24μm), Hubble (BViz), Chandra (0.5-8 keV), XMM - Newton, Herschel (100-300μm), а также наземные наблюдения с помощью крупных телескопов на Гавайской и Южной Европейской обсерваториях. Предполагается, что наибольшая проницающая способность в полосе (I) составит $I \approx 27$. При этом, как правило, исследуемые области имеют большую площадь, чем наблюдавшиеся на HST (на 4-м телескопе KPNO в видимом диапазоне, - почти в шесть раз!) (Дживалиско и др.,2004).

Подробную информацию можно найти на сайтах:
http://www2.keck.hawaii.edu/science/iksurvey/
http://www2.keck.hawaii.edu/~cowie/hhdf/asc.html

IRSA=*Infrared Science Archive*
http://irsa.ipac.caltech.edu/

Превосходно разработанная информационная система, включающая каталоги и таблицы, полученные в инфракрасной области на крупных наземных телескопах, а также с помощью аппаратуры, установленной на спутниках. Доступ к каталогам может быть осуществлён встроенной поисковой системой Gator.

В системе IRSA содержится 29 каталогов, которые включают 16,835,768,438 данных.

Раздел Documentation содержит множество полезных сведений о примененных телескопах и аппаратуре (на многих инструментах получены разнообразные каталоги, доступ к которым обеспечивает система IRSA).

WISE = *Wide Field Infrared Survey Explorer*

Запуск состоялся 4.12.2009. Целью исследования является фотометрический обзор неба в 4-х полосах: λ = 3.4μm, 4.6μm , 12μm и 22μm.

Planck

Работал с мая 2009 г. по ноябрь 2010 г. Цель исследования, - изучение космического фона. На телескопе системы Грегори с главным зеркалом размером 1.9x1.5 м были установлены два прибора, рассчитанных на работу в спектральных диапазонах 30 ÷ 70 ГГц (λ = 4 ÷ 10мм) и 100 ÷ 857 ГГц (λ = 0.36 ÷ 1мм).

(11 каталогов с 43 638 данными).

Herschel

Выведен на гелиоцентрическую орбиту 14.05.2009 г. той же ракетой , что и Planck во 2-ю точку Лагранжа системы Земля-Солнце, так что спутник постоянно находится в тени Земли. Лёгкое (весом около 300 кг) главное зеркало телескопа диаметром 3.4м получено спеканием из 12 частей, изготовленных из карбида кремния. (Стеклянное зеркало весило бы около полутора тонн). Эффективная площадь соответствует диаметру 3.28м. Рабочая температура ≈ 85K. Расчётное время работы телескопа на орбите составляло три года, фактически запас гелия закончился 29.04.2013 г. (Пилбратт и др., 2010). Официально свою миссию космическая обсерватория "Гершель" закончила 17.06.2013 г., после чего она была выведена на вечную орбиту вокруг Солнца.

Навесная аппаратура включает в себя два спектрометра низкого разрешения (R=10 ÷ 1000) и так называемый гетеродинный датчик, предназначенный для получения спектров высокого разрешения (R = 10^7).

PAC = *Photodetecting Array Camera and Spectrometer*

Представляет собой фотокамеру, дающую одновременно изображения в двух диапазонах: 60 ÷ 130 и 130 ÷ 210μm, чувствительностью в несколько янских. Прибор может работать как спектрометр в диапазоне $55 \div 210 \mu m$ со спектральным разрешением $R = 1000 \div 5000$ (Поглиш и др., 2010).

SPIRE = *Spectral and Photometric Imaging Reciver*

Фотокамера позволяет фиксировать объекты в длинах волн $\lambda = 250, 350$ и $500 \mu m$ с плотностью потока до 2 mYan. Спектрометр низкого разрешения для диапазона $\lambda = 194 \div 671 \mu m$ с разрешением $R = 20 \div 1000$ (Гриффин и др., 2010).

HIFI = *Heterodyne Instrument for the Far Infrared*

Этот спектрограф предназначен для получения спектров высокого разрешения ($R=10^6$) в двух спектральных диапазонах: 157-212 μm и 240-625μm (деГраау и др., 2010).

Некоторые результаты наблюдений можно найти на сайте:

http://hershel.esac.esa.int/UserProvidedDataProducts.html

Описанию аппаратуры и предварительных результатов посвящен специальный выпуск Astronomy and Astrophysics, vol.518, part 1,2, 2010.

Spitzer

Инфракрасный телескоп диаметром 0.85м для работы в области λλ 3μm ÷ 180 μm, назван в честь Лаймана Спитцера. Запаса хладагента хватило на период с 28.08.2003 г. до 16.05.2009 г., после чего продолжалась работа в ближнем инфракрасном диапазоне (3.6 μm, 4.5 μm).

Для фотометрических наблюдений телескоп снабжен камерой IRAC = InfraRed Array Camera для фотометрии в полосах $\lambda = 3.6 \mu m$, 4.5 μm , 5.8 μm и 8 μm в поле 5'x 5'.

Другой фотометр MIPS = *Multiband Imaging Photometer* рассчитан для работы в трёх полосах (для каждой полосы, - отдельная матрица). Эффективные длины волн фотометрических полос: $\lambda_e = 24 \mu m$ - (размер матрицы: 128x128pix), 70 μm -(32x32pix), 160 μm - (2x20pix). Спектральные наблюдения проводятся с помощью спектрометра IRS=*InfraRed Spectrograph* в нескольких спектральных диапазонах:

с низким разрешением: λλ 5.3 μm - 14 μm,
с высоким разрешением: λλ 10 μm - 19.5μm;
с низким разрешением: λλ 14 μm - 40 μm,
с высоким разрешением: λλ 19 μm - 37 μm.

http://www.spitzer.caltech.edu/

Описание аппаратуры и некоторые научные результаты опубликованы в специальном выпуске "The Astrophysical Journal Supplement Series, vol.154, No 1, 2004".

С точки зрения рассматриваемого вопроса представляет интерес атлас спектров 159 различных источников в диапазоне 5 - 32 μm, ($R \approx 100$) (Ардила и др., 2010).

2MASS = *Two Micron All Sky Survey*

В течение 1997 - 2001 гг. на обсерваториях Уиппла и Южной Европейской обсерватории в Чили с с помощью 1.3м телескопов осуществлено сканирование неба в трёх фотометрических полосах: J(1.25 μm), H(1.65 μm), K_S(2.17 μm). Полнота обзора 99.998%. За время интегрирования $7.^S8$ на уровне 10σ уровень обнаружения точечных источников составляет $15.^m8$, $15.^m1$, $14.^m3$ в полосах J, H, K_S, соответственно.

Для ярких источников точность приводимых фотометрических величин $\leq \pm 0.^m03$, астрометрическая точность, - около 100 mas.

Обзор включает около 2.1 млн. сжатых FITS - изображений. Point Source Catalog включает 471 млн. точечных объектов, 1.6 млн. протяжённых объектов содержит Extended Source Catalog. (Всего 47 различных каталогов). (Скрутски и др., 2006).

IRAS=*InfraRed Astronomical Satellite* (Нейгебауэр и др., 1984)

Почти полное фотометрическое исследование неба в четырёх полосах: λ = 12 μm, 25 μm , 60 μm и 100 μm. Кроме того, была предусмотрена возможность получения бесщелевых спектров в области 5-13 мкм и 11-22 мкм. Оба каталога доступны в Страсбургском Центре:

II/125 : "IRAS Catalogue of Point Sources", Version 2.0 (IPAC 1986)

III/197: "IRAS Low Resolution Spectra (LRS)" - содержащий 5425 спектров.

(14 разнообразных каталогов в системе IRSA).

Описанию аппаратуры и предварительных научных результатов посвящён полностью выпуск Astrophys. Journal ,V.278, No 1, Part 2, 1984 .

COSMOS = *Cosmic Evolution Survey*

Этот проект осуществляется для исследования формирования и эволюции галактик как функции космического времени (красного смещения) на больших пространственных масштабах. Включает систематические наблюдения на разных телескопах в разных спектральных диапазонах (подробно о проекте см. выше).

PTF = *Palomar Transient Factory* (Лэйв и др., 2009, Рау и др., 2009)

Проект предусматривает фотометрирование всего неба в полосах g, R, H_α на автоматизированных телескопах обсерватории Маунт-Паломар: 48-дюймовом телескопе системы Шмидта и 60-дюймовом рефлекторе. По мере необходимости привлекаются и будут привлекаться инструменты других обсерваторий (в том числе и LSST = *Large Synoptic Survey Telescope* диаметром 8.4м).

BLAST = *Balloon - borne Large Aperture Submillimeter Telescope*

Стратосферный телескоп диаметром 2м, выполнивший первые наблюдения в течение двух полётов на высоте до 38 км в 2005 и 2006 гг. с целью фотометрического исследования небесных источников в полосах 200 μm, 350 μm, 500 μm в поле 14'x7'. Аналогичная аппаратура затем применена в камере SPIRE на телескопе Herschel (Паскаль и др., 2008). В первых полётах наблюдались компактные источники: протозвёзды и галактики, а также протяжённая область LDN 1014. Абсолютная калибровка с точностью до 10 - 20% выполнена на основе наземных и внеатмосферных наблюдений источника ARP 220, - яркой галактики с активным звездообразованием (Трач и др., 2008).

MSX= *Midcourse Space Experiment*

Проект призван завершить работу в спектральном интервале 8.2 - 26 мкм, начатую на спутнике IRAS в тех областях неба, где чувствительность приёмников деградировала, а также в областях с высокой плотностью инфракрасных источников. Таким образом, телескоп диаметром 33см, снабжённый фотометром, исследовал область галактического экватора $|b| \leq 5^{\circ}$ с разрешением ≈ 18."3. Фотометрический каталог "MSX Point Source Catalog" содержит данные о 323052 источниках в плоскости Галактики. (Прайс и др., 2001).

В системе IRSA два каталога: "The Midcource Space Experiment MSXC6 - 426,281 sources", "The Midcource Space Experiment MSXC6 Rejects - 75,993 sources". Доступ к архивным данным, записанным в виде FITS - файлов, может быть осуществлен через:

http: //irsa.ipac.caltech.edu/Missions/msx.html

SWAS = ***Submillimeter Space Experiment***

Спутник запущен 5 дек. 1998 г. на низкую орбиту с целью изучения химических процессов, происходящих в молекулярных облаках, охлаждение этих облаков и их коллапс, процесс формирования звёзд в молекулярных облаках, а также исследование структуры поверхностных слоёв молекулярных облаков.

Аппаратура включает телескоп, два гетеродинных приёмника, акустооптический спектрометр, систему контроля термических, инструментальных и полётных параметров.

Телескоп представляет собой внеосевую кассегреновскую систему с алюминиевым зеркалом 54x68 см, (светосилой *f*/0.76 x *f*/0.59),вторичное зеркало также алюминиевое.

Приёмники (диоды Шоттки) обеспечивают исследование запрещенной линии [C I] (492 GHz) и линий молекул O_2(487 GHz), H_2O(557 GHz), $C^{13}O$(551 GHz), H_2O^{18}(548 GHz).

Акустооптический спектрометр с 1400-ми каналами (шириной 1 мггц) обеспечивает разрешение около 1700 кгц. (Мельник и др.,2000)

Доступ к архивным данным, записанным в виде FITS - файлов, может быть осуществлен через центр данных LAMBDA проекта HEASARC:

http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/swas/s_products.cfm

ISO = ***Infrared Satellite Observatory***

Телескоп системы Риччи-Кретьена диаметром 0.6м для широкого спектрального диапазона 2.5 - 200 мкм запущен 17.11.1995 на высокоапогейную орбиту (около 76 тыс. км.) Закончил работу 8.4.1998 г. Был снабжён четырьмя научными приборами (Кесслер и др.,1996; Церасский и др., 1996; Клегг и др., 1996; Свинярд и др., 1996; деГраау и др.1996; Лемке и др. 1996):

ISOCAM - фотометр-поляриметр для области (2.5 – 17 μm),

ISOPHOT - фотометр для области (2.5 – 240 μm), включающий в себя спектрометр низкого разрешения (R = 90) в области (2.5 – 12 μm) ,

SWS = *Short Wave Spectrometer* - коротковолновый спектрометр с гризмой и двумя эталономи Фабри-Перо (2.4 - 45μm),

LWS = *Long Wave Spectrometer* - длинноволновый спектрометр с дифракционной решёткой и двумя эталонами Фабри-Перо для области (45 - 196.8μm).

Описание аппаратуры и некоторые научные результаты приводятся в специальном выпуске Astronomy and Astrophys. V.315, No 2, 1996.

IRTS = *Infrared Telescope in Space*

Малый, диаметром 150мм (f = 600 мм), японский инфракрасный телескоп, был выведен на орбиту 18.03.1995 г. Телескоп помещен в криостат с жидким гелием, запас которого закончился 19.04.1995 г. В фокальной плоскости телескопа системы Риччи- Кретьена размещены четыре прибора для одновременной регистрации излучения в диапазоне (1 – 1000 µm)(Мураками и др., 1994; Ланге и др., 1994; Нода и др., 1994; Роллинг и др., 1994; Шибай и др., 1994):

NIRS = *Near - InfraRed Spectrometer* - коротковолновый спектрометр для области 1.4 - 4.0 µm, спектральное разрешение 0.12 µm, поле зрения 8' x 8'.

MIRS = *Mid - InfraRed Spectrometer* - спектрометр для области 4.5 - 11.7 µm, спектральное разрешение 0.23 - 0.36 µm,

FILM = *Far- Infrared Line Mapper* - диффракционный спектрометр для одновременного измерения интенсивности линий [C II]158 µm и [O I]63 µm,

FIRP= *Far- Infrared Photometer* - инфракрасный фотометр для четырёх полос: λ150, 250, 400, 700 µm. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda \approx 3$, пространственное разрешение около $0.^{o}5$.

Некоторые научные результаты, в том числе спектры некоторых источников (переменных звёзд, протяжённых источников) в виде графиков опубликованы в специальном выпуске Publ. Astron. Soc. Japan, V.48, No 5, 1996.

В системе IRSA содержится "NIRS Point Source Catalog", включающий сведения о 14 294 источниках.

BOLOCAM = *BOLOmeter array CAMera*

Камера, предназначенная для наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн (Гленн и др., 1998): λ1.1 мм и λ2.1 мм.

С помощью этой камеры исследована Lockman Hole - область на площади 324 кв.мин.(Лаурент и др., 2005), а также Галактическая плоскость (170 кв.грд.) и три области в Змееносце, Персее и Змее.

PPMXL

Сложный составной каталог информационной системы IRSA, включающий положения, собственные движения, инфракрасную

(2MASS) и оптическую фотометрию, основанную на данных каталога USNO-B, для почти 900 миллионов звёзд и галактик. Каталог почти полный до V=20 для всего неба.

Akari

Японский спутник, предназначенный для исследований в инфракрасной области выведен на орбиту 21.02.2006 г. Телескоп диаметром 71см (действующая апертура равна 68.5см) системы Риччи-Кретьена помещён в криостат с жидким гелием, запаса которого (179 литров) должно было хватить на полтора года (Мураками и др., 2007). В фокальной плоскости размещены два прибора:

FIS= *Far - Infrared Surveyor*, предназначенный как для прямых снимков в четырёх полосах: 65 μm, 90 μm, 140 μm, 160 λm, так и для получения спектров с разрешением $\Delta\nu = 0.19$ cm^{-1} (Кавада и др., 2007).

IRC = *InfraRed Camera*, рассчитанный на выполнение фотометрии в ближней и средней инфракрасной области в полосах:

2.4 μm, 3.2 μm, 4.1 μm, 7.0 μm, 9.0 μm, 11.0 μm, 15.0 μm, 18.0 μm, 24.0 μm, и спектроскопию с разрешением $\Delta\lambda = 0.0097 \div 0.17$ μm (Онака и др., 2007).

Описанию телескопа, навесных приборов и их настройке посвящен специальный выпуск журнала Publications of the Astronomical Society of Japan, vol.59, No.SP2, 2007.

Два каталога для источников различной яркости:

USNO = *United States Naval Observatory*

USNO-B - каталог содержащий 1 045 175 762 объекта до V=21, также включенный в систему. Позиционная точность ± 0."2, точность приводимых фотографических величин ± $0.^m3$ (Монэ и др., 2003).

DENIS = *Deep Nesr-Infrared Survey of the Southern Sky*

Инфракрасный обзор южного неба в трёх фотометрических полосах: I (0.82 μ), J (1.25 μm), K_S (2.15 μm) на площади 16700 кв.грд. выполнен на телескопе диаметром 1м в Европейской Южной обсерватории (Чили) в течение 1995-2001 гг.

Опубликованные каталоги, содержащиеся в Страсбургском центре:

VII/234 - результаты наблюдений в I - полосе 43000 галактик до I = 14,5 на 67% южной полусферы.

II/228A - наблюдения в трёх полосах точечных объектов в Магеллановых Облаках.

http://cdsweb.u-strasbg.fr/denis.html

В архиве IRSA содержится "DENIS 3-d Release (Sep.2005) (355, 220, 325 sources)".

SOFIA = *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*
http://science.nasa.gov/missions/sofia/

Самолётная астрономическая обсерватория для инфракрасной астрономии на борту Боинга-747, состоит из 2.7 м. телескопа для работы на средней высоте 13.7 км. Предусмотрено проведение наблюдений в диапазоне от 0.3мкм до 1.6мм. с помощью семи научных приборов, которые, в основном, находятся в стадии разработки.

LVL=*Local Volume Legacy*
http://www.ast.cam.ac.uk/research/lvls/

Комплексное исследование 258 галактик на расстояниях до 11 кпс при помощи спутников Spitzer (программа LVL = *Local Volume Legacy*) и Huble Space Telescope (результаты двух программ: 11 HUGS (= 11 *Mpc Hα and Ultraviolet Galaxy Survey*) + ANGST (= *ACS Nearby Galaxy Survey Treasure*).

Большой набор данных в широком спектральном диапазоне обеспечивает разнообразные сведения для каждой галактики:

1) скорость звездообразования с помощью рекомбинационного Hα - излучения газа, ионизируемого коротковолновым излучением массивных O – B -звёзд со временем жизни ≤ 20 Myr, а также

2) по коротковолновому неионизирующему континууму OB - звёзд со временем жизни ≤ 100 Myr,

3) общая масса звёзд по излучению в интервале 3.6 - 4.4 μm, происходящему от старого звёздного населения,

4) содержание пыли по излучению в инфракрасной области (Дейл и др., 2009).

MAST=*Multimission Archive at STSci*
http://archive.stsci.edu/

Эта информационная система была подробно уже описана выше.

MUSYC = *Multiwavelength Survey by Yale - Chile* (Гейзер и др., 2006; Кардамон и др., 2010).

http:/www.astro.yale.edu/MUSYC/
http://www.sdss.org/
http://physics.rutgers.edu/~gaviser/MUSYC/

Проект посвящён детальному исследованию четырёх площадок размером 30'x30' на основе среднеполосной фотометрии $\lambda\lambda$ = 400 ÷ 900 nm, $\lambda/\Delta\lambda \approx 23$), дополненной внеатмосферными данными от рентгеновского до инфракрасного диапазонов со спутников HST, Chandra, XMM, спектральными исследованиями в оптическом диапазоне с помошью многообъектных спектрографов, инфракрасными наблюдениями со спутника SIRTF, в дальнейшем также наблюдениями в радиодиапазоне с помощью системы ALMA.

Первый результат, - каталог 62968 объектов в площадке EHDF-S, потоки для которых выражены в микроянских ($1\ \mu\ Jy=10^{-32}\cdot Wt\cdot cm^{-2}\cdot Hz^{-1}$). Там же можно найти координаты площадок, список опубликованных статей, дальнейшие планируемые исследования.

SDSS=*Sloan Digital Sky Survey*
http://www.sdss.org/

О проекте см. выше, п.7.3, вместе с находящимся на этом же сайте проектом, объединяющим несколько разных каталогов:

CASJobs=(SDSS+ROSAT+FIRST+RC3+ USNO) *Sloan Digital Sky Survey*

http://casjobs.sdss.org/casjobs/default.aspx

VVDS= *VIMOS VLT Deep Survey*
http://www.lam.fr/cesam/?lang+fr/

Наблюдения выполнены на спектрографе VIMOS (=*Visible Multiobject Spectrograph*), установленном на телескопе ESO-VLT (*Very Large Telescope*). Спектрограф предназначен для одновременного получения с помощью специальной маски 600 спектров с разрешением R ≈ 230 в интервале λ5500 ÷ 9500Å.

Опубликованы результаты и описана применяемая методика. В проекте предусматривается исследование с различной детальностью пяти полей. В 2005 году в двух из них получены спектры 11564-х объектов (яркость которых $17^m.5 \leq I \leq 24^m$) и измерены их красные смещения: $0 \leq z \leq 5$.

Абсолютная калибровка выполнена с помощью стандарта LTT 3218. Расхождения между измеренными и синтетическими звёздными величинами в среднем составляют $0.^m3$ и вызваны потерями на щёчках щелей (ЛеФевр и др., 2005).

WSA = *WFCAM Science Archive*
http://surveys.roeac.uk/wca/

WFCAM Science Archive = *Wide Field CAMera Science Archive*, - архив данных, полученных на UKIRT =*United Kingdom InfraRed Telescope* с помощью камеры WFCAM, установленной на британском инфракрасном телескопе (UKIRT) и включающая данные, полученные в ходе выполнения различных проектов: Large Area Survey (LAS), Galacnic Plane Survey (GPS), Galactic Clusters Survey (GCS), Deep Extragalactic Survey (DES) и Ultra Deep Survey (UDS) (UKIDSS+several, e.g. IRAS,SDSS, etc). Поле зрения камеры ≈ 0.8sq.deg., набор фильтров состоит из канонических Z ,Y, J, H, K, а также включает два узкополосных, центрированных на линию Brγ и участок континуума возле неё.

Несколько отдельных проектов, осуществленных на спутнике Spitzer:

SINGS=*Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*
http://sings.stsci.edu/
SSGSS=*Spitzer SDSS GALEX Spectroscopic Survey*
http://www.astro.columbia.edu/ssgss/
SWIRE=*Spitzer Wide-area Infrared Extragalactic Survey*
http://swire.ipac.caltech.edu/swire/swire.html

7.4.2 FITTING (Программы эволюционного синтеза)

В этом разделе приводится описание различных программ эволюционного синтеза. Многие из них уже цитировались выше в соответствующих разделах. Значительная часть размещена на персональных сайтах.

Собраны различные пакеты программ эволюционного синтеза: STARLIGHT, STECKMAP, UlySS, VESPA, Assef, в том числе включающие излучение пыли и газа: pPXF, fit3D, PAHFIT, использующие при моделировании уточнённые математические приёмы и включающие разные параметры (в частности, металличность и степень ионизации): SINOPSIS, GOSSIP, Chorizos, GalMC, GIGALE, SEABASs, BayeSED, PFPhotoZ, Signal, PhotoRaptor, EAZY, HYPERZ, ZEBRA, ZPEG.

7.4.3 MODELS (Модели эволюционного синтеза)

Модели эволюционного синтеза и звёздных атмосфер. Некоторые из них уже описаны выше. Здесь идёт только их перечисление.

BPASS, Coehlo, FSPS, GALADRIL, GALAXEV, GALEV, Goncalez Delgado, Lee Worthey et al, Maraston, MILES, PEGASE, Starburst 99, Yggdrasil.

7.5 База данных внегалактических объектов (NED=*The NASA-IPAC Extragalactic Database*)

Основанная в конце 80-х годов астрономами из Пасадены Джорджем Хелоу (George Helou) и Барри Ф. Мэдором (Barry F. Madore), размещенная в кампусе Калифорнийского Технологического Института и содержащая астрономическую информацию о внегалактических объектах во всем доступном диапазоне длин волн, от радио до рентгеновского, на наш взгляд, может служить образцом хорошо продуманной и организованной информационной системы.

http://ned.ipac.caltech.edu/

NED включает в себя изображения галактик по литературным данным, а также из каталогов **2MASS и Digitized Sky Survey.**

На март 2014 г. эта база данных содержит информацию о 206 миллионах различных астрономических объектов с 232 миллионами кросс - идентификаций для разных каталогов в различных спектральных диапазонах, с измерениями красного смещения для 5 миллионов объектов, 1.9 миллиардов фотометрических оценок, 609 миллионов измерений диаметров, 71 тысячу независимых определений (redshift - independent) расстояний свыше 15 тысяч галактик, 310 тысяч детальной классификации для 230 тысяч объектов, 2.6 миллионов изображений, карт и внешних ссылок, вместе с 65 тысячами журнальных статей, заметок и абстрактов.

Наиболее интересными с точки зрения рассматриваемого вопроса могут быть доступные данные об изображениях, которые находятся по таким признакам, как имя объекта или приблизительные координаты области, фотометрические, спектральные и спектрофотометрические сведения, красное смещение и расстояние (*redshift - independent distances*), классификация, собственное имя (если оно есть), координаты и диаметр.

Литературные данные находятся по имени автора или имени объекта.

Подчеркивается, что база данных содержит сведения только о внегалактических объектах. Литературные ссылки и наблюдательные данные об объектах Галактики содержатся в **SIMBAD** = *Set of Identifications, Measurments, and Bibliographi for Astronomical Data* в Стасбургском центре **http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/**, данные о солнечной системе и планетах, - в ***Planetary Data System*** **(PDS)**, в **JPL =** ***Jet Propulsion Laboratory.*** Данные об экзопланетах - в **NASA Exoplanet Archive.**

Доступ организован по нескольким разделам.

Поиск интересующих объектов может быть выполнен по разным признакам: по имени, позиции, параметрам, классификации (тип, признак), литературной ссылке и и примечаниям.

Массив данных содержит сведения об изображениях, фотометрии и распределении энергии, спектрах, красном смещении, расстоянии, положении (координатах), диаметрах.

Доступ к литературным ссылкам осуществляется по имени объекта, имени автора статьи или диссертации. Предлагаемый пользователям так называемый "5-й уровень базы данных" " LEVEL 5 KNOVLEDGEBASE" содержит ссылки на необходимые сайты, книги и статьи, доступны также и тексты некоторых оригинальные статей и обзоров.

Дополнительный сервис включает преобразование координат, вычисление межзвёздной экстинкции, оценку скорости и космологических параметров для разных моделей. Для больших списков требуемых объектов доступ может быть организован с помощью таблиц, составление которых включено в предлагаемый сервис.

Информационный раздел содержит доступ к различного рода полезным сведениям: описание системы, выполненное также в виде красочного плаката, справки по наиболее часто встречающимся вопросам пользователей при установке системы и её применении, адреса популярных веб-сайтов, глоссарий разных терминов и пр.

Заключение

Успехи в развитии микроэлектроники и появление новых многоканальных светоприёмников привели к тому, что спектрофотометрический метод исследования становится простым и рутинным для многих астрономов.

К настоящему времени накопился большой набор наблюдательных и теоретических сведений о распределении энергии в спектрах звезд разных температур и светимостей, находящихся на разных стадиях эволюции, с разнообразным химическим составом звёздных атмосфер.

Большая часть спектрофотометрических каталогов получена с применением космических аппаратов, которые способствовали появлению больших массивов высококачественных данных. Между тем, применение наземных телескопов, в силу их доступности и возможности получать длительные ряды наблюдений, ещё много лет будут основным методом исследований. Очевидно, что вместе с увеличением чувствительности светоприёмников и развитием наблюдательной базы будет совершенствоваться и методика проведения наблюдений и обработки получаемого материала.

Ввод в строй больших телескопов резко увеличил также и число фотометрических и спектрофотометрических данных для больших звёздных агрегатов: звёздных скоплений и галактик. Всё это стимулировало возникновение и развитие в последней трети прошлого века метода популяционного синтеза, применение которого позволило лучше понять строение и развитие наблюдаемой части нашей Вселенной.

Современные наблюдательные каталоги обладают более высоким, чем раньше, спектральным разрешением. Все они получены на разных обсерваториях, сделаны с применением различных методик и разных стандартов. Примером сведения разнородных данных из нескольких каталогов в единую систему может быть сводный спектрофотометрический каталог, хранящийся в Страсбургском центре звёздных данных (No III-3126), содержащий около полутора тысяч спектроэнергетических кривых в диапазоне 3200-7500 Å, с разрешением 75Å.

Расширенный спектральный диапазон и улучшенное разрешение современных данных, вероятно, делают весьма желательным создание подобного однородного каталога.

Приложения

Приложение 1.
Времена и степени

Система счета времени при астрономических наблюдениях описана во многих учебниках. Однако наблюдателям переменных звезд, особенно тем, кто использует в своих исследованиях старые литературные данные, необходимо постоянно иметь в виду некоторые детали.

Сутками, солнечными или звездными, называется промежуток времени, через который Солнце или точка весеннего равноденствия проходят через меридиан места.

Поскольку Солнце движется не по экватору, а по эклиптике, причем неравномерно из-за эллиптичности земной орбиты, то было введено понятие среднего солнечного времени. Средние сутки – это промежуток времени между кульминациями среднего экваториального Солнца, движущегося по экватору с одной и той же скоростью. Момент нижней кульминации среднего Солнца называется средней полуночью, от которой отсчитывается гражданское время, численно равное часовому углу среднего Солнца, увеличенному на 12 часов.

До 1925 года начало средних суток определялось моментом верхней кульминации среднего экваториального Солнца, то есть смена дат приходилась на средний полдень. Такая датировка была удобной для астрономов, но иногда вносила путаницу. С 1925 года астрономическая система счета времени была приведена в соответствие с гражданской системой. Начало солнечных суток, начиная с 1 января 1925 года в гражданской и астрономической системах было приведено к единству, т.е. начало астрономических суток было перенесено с истинного полудня на истинную полночь.

Таким образом, после реформы 1925 года астрономический счет времени стал начинаться так же, как и гражданского, с полуночи и местное среднее время стало определяться часовым углом среднего экваториального Солнца, увеличенного на 12 часов.

Гринвичское среднее время, считаемое с полуночи, называется **всемирным или мировым временем** и обозначается как

U.T= *Universal Time* (англ.)

W.Z.= *Welt Zeit* (нем.)

G.C.T.= *Temps Civil de Greenwich* (франц.)

Различие гражданского времени для разных мест было неудобным при путешествиях, поэтому раньше было введено единое время, часто совпадавшее с гражданским временем столицы или главного города. В России на железной дороге и на телеграфе было принято гражданское время Петербурга. При этом, например, часы во Владивостоке показывали в полдень 6 часов 47 минут вечера.

В 1878 году канадский железнодорожный инжененер С. Флеминг предложил проект международного счета времени по системе часовых поясов. При поясном счёте времени весь земной шар разбивается на 24 пояса, среднее время каждого пояса принимается за основное. Счёт основных меридианов начинается к востоку от Гринвичского, являющегося основным меридианом нулевого пояса. Границы каждого пояса на морях, океанах и малонаселённых местностях проходят по меридианам, отстоящим от основного на 7.^{o}5 (или на 30 минут по долготе). Таким образом, пояса нумеруются начиная с нулевого до 23-го с запада на восток, начиная с нуля для пояса, посредине которого лежит меридиан Гринвича.

Поясное время было впервые введено в США в 1883 году. В 1884 г. в Вашингтоне на конференции 26 государств было принято международное соглашение о поясном времени. Начиная с 1884 года в разных странах начали вводить поясное время. Фактически этот переход в разных странах затянулся на долгие годы. В СССР поясное время было введено декретом СНК с 1 июля 1919 г.

Таким образом, до введения поясного времени моменты астрономических явлений отмечались по местному времени, поэтому, пользуясь результатами старых наблюдений, если они не выражены в днях юлианского периода[1], надо каждый раз интересоваться и принимать во внимание,

---

[1] Юлианский период. Для обеспечения непрерывного счёта времени на длительных промежутках в 1583 году Жосефом Скалигером был предложен счёт дней так называемого юлианского периода. За единицу измерения принята длительность солнечных суток. Юлианский период начинается с полудня 1-го января 4713 года до нашей эры. Моменты наблюдений выражают в долях суток.

Юлианский период (JD) представляет собой наименьшее кратное трёх циклов: солнечного в 28 лет, приводящего дни недели в те же числа месяца, лунного цикла в 19 лет, приводящего лунные фазы на прежние числа месяца, и периода в 15 лет, по прошествии которого в римской империи взимался специальный налог. Первым годом юлианского периода был 4713 год до нашей эры, так что юлианский период охватывает всю историю человечества. Модифицированный юлианский период часто применяется в геофизике. MJD=JD-2400000.5 начинается с полуночи, т.е. модифицированный юлианский счет времени совпадает с обычным гражданским.

к какой системе времени отнесены моменты этих наблюдений: среднего местного, поясного или декретного.

Рекомендуемая точность привязки моментов наблюдений зависит от периода переменности : для звёзд с периодом переменности меньше 0.^{d} 2 она обычно принимается равной около 0.^{d} 0004 (0.^{m}5); для периодов 2^d-3^d ,– около 0.^{d}001 (2^m); для периодичности больше 3-х дней достаточной считают точность порядка 0.^{d}01 (15^m); моменты наблюдений долгопериодических звёзд с периодами в сотни дней моменты наблюдения отмечают с точностью порядка 0.^{d}1-1^d.

Так, например, наблюдения, выполненные Шенфельдом и опубликованные Валентайнером (1900), в основном были выполнены в Мангейме и моменты наблюдений относятся к среднему времени Мангейма. Для наблюдений, сделанных в других городах, необходимо принять во внимание разность их долгот с Мангеймом. Во многих странах в летнее время часы переводятся на один час вперед. В СССР летнее время вводилось неоднократно. 16 июня 1930 г. Часы были переведены на 1 час вперёд и долгое время обратно не переводились. Введённое таким образом летнее время использовалось круглый год и стало называться декретным.

В Крыму декретное время сохранилось до 1981 года. После 1981 года власти стали проводить разнообразные игры со временем, вводя и отменяя киевское, крымское, летнее, зимнее и другие времена. Похоже, что с 2014 года эти игры, наконец закончились.

История развития глазомерных методов измерения блеска переменных и некоторые практические рекомендации описаны во многих книгах (см, например: Шиллер, 1923; Зверев и др.,1947, Гоффмейстер, 1990).

Существует несколько методов глазомерных оценок блеска звёзд.

1. **Метод Аргеландера.** Этот метод называют также методом степеней. Большинство архивных наблюдений выполнено именно этим методом. Этот метод был применен еще в 18 веке Гершелем, который записывал разность блеска между звездами в виде некоторых символов Аргеландер усовершенствовал метод, введя количественные оценки разности блеска в виде степеней. Систематические наблюдения своим методом Аргеландер начал в декабре 1838 г. и получил 12 тыс. оценок для 40 звезд до 1870 г. Опубликованное им в 1844 г. "Воззвание к друзьям астрономии" пробудило интерес к массовым определениям блеска звезд, чему в немалой степени способствовала простота и доступность метода.

Часто цитируемое определение величины степени, принадлежащее Аргеландеру: "Если на первый взгляд звёзды кажутся одинаково яркими, но при внимательном рассмотрении и переносе взгляда одна из них кажется чуть заметно ярче, я называю её на одну степень более яркой".

Величина степени в среднем бывает порядка $0.^m1$, у очень опытных наблюдателей , –около $0.^m05$- $0.^m07$ (в исключительных случаях,– до $0.^m03$). Отметим попутно, что фотометрическая точность визуальных величин каталога BD составляет примерно $0.^m1$.

(Зверев и др., 1947, Цесевич, 1980).

2. **Метод Пикеринга Э. Ч.** был предложен в 1881 г. Этот метод основан на принципе интерполяции. Блеск переменной сравнивается с блеском двух звезд сравнения, одна из которых ярче, а другая, – слабее переменной. Наблюдатель делит разность блеска между звездами сравнения на 10 частей и оценивает, в какую долю этого интервала попадает блеск исследуемой звезды. Э.Ч.Пикерингом в 1884 г. опубликовал каталог "Гарвардская фотометрия", охватывающий 4260 звезд до склонения – 30 градусов.

3. **Метод Нейланда-Блажко.** В 1901 г. голландский астроном А.Нейланд и независимо от него российский астроном С.Н.Блажко пришли к мысли, что нет смысла дробить интервал блеска между звездами сравнения именно на 10 частей. Интервал делится на столько частей, сколько степеней между первой и второй звездами сравнения можно поместить. Затем в этом степенном интервале оцениваем блеск переменной. Этот метод почти полностью вытеснил другие методы.

4. **Метод Погсона** применяется в том случае, когда не надо большой точности и известны величины звезд сравнения. Наблюдатель оценивает разность блеска между переменной и ближайшей звездой сравнения сразу в звездных величинах. Именно Погсон предложил точную шкалу звездных величин в 1857 г., по которой разность блеска в одну звездную величину соответствует отношению освещенностей в 2.515 раза.

Большинство наблюдателей из Американской ассоциации наблюдателей переменных звезд применяют этот метод.

Приложение 2.

Рассеяние радиации в атмосфере

Здесь приводятся некоторые формулы, поясняющие явление рэлеевского рассеяния света на молекулах воздуха (Кондратьев, 1954).

Количество лучистой энергии, рассеянной элементарным объемом dv в направлении, составляющим с падающим лучом угол π-φ, в пределах телесного угла dω:

$$dF_\lambda(\varphi) = \alpha_\lambda^\varphi \cdot S_\lambda \cdot dv \cdot d\omega$$

Здесь S_λ – количество лучистой энергии, падающей на элемент объема dv,

α_λ^φ – объемный коэффициент рассеяния падающей радиации в направлении φ , показывающий, какая часть радиации S_λ рассеивается единичным объемом в направлении φ в пределах единичного телесного угла.

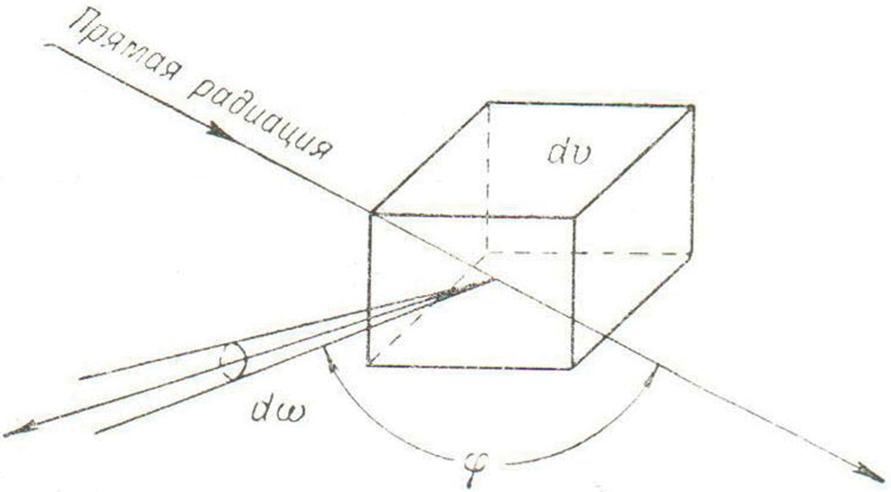

Рис.7.1. К выводу формулы для коэффициента рассеяния

Коэффициент α_λ^φ можно представить в виде произведения:

$$\alpha_\lambda^\varphi = \sum\nolimits_\lambda \cdot \Gamma(\varphi)$$

Здесь $\Gamma(\varphi)$ – индикатриса рассеяния, а коэффициент $\sum_\lambda$ зависит от рассеивающих свойств атмосферы. Он пропорционален количеству рассеивающих элементов в рассматриваемом объёме, тогда:

$$dF_\lambda(\varphi) = \sum\nolimits_\lambda \cdot \Gamma(\varphi) \cdot d\mathrm{v} \cdot d\omega$$

Отсюда полный поток, рассеянный во всех направлениях:

$$F_\lambda = 2 \cdot \pi \cdot \sum\nolimits_\lambda \cdot d\mathrm{v} \cdot \int_0^\pi \Gamma(\varphi) \cdot \sin(\varphi) d\varphi$$

Выражение для объемного коэффициента рассеяния $\alpha_\lambda = F_\lambda/S_\lambda$ для единичного объема dv = 1 получается в виде:

$$a_\lambda = 2 \cdot \pi \cdot \sum\nolimits_\lambda \cdot \int_0^\pi \Gamma(\varphi) \cdot \sin(\varphi) d\varphi$$

Основные предпосылки рэлеевской теории:

1. Размеры рассеивающих частиц малы по сравнению с длиной волны.
2. Частицы имеют сферическую форму.
3. Частицы и среда не являются проводниками.
4. Диэлектрические свойства частицы и среды отличаются на малую величину,показатель преломления не слишком велик, так что $n\rho < 1$.
5. Частицы рассеивают свет независимо друг от друга.

Пусть в поле световой волны E_o внесен непроводящий шарик радиуса *a* с диэлектрической постоянной ε. Будем считать, что размеры шарика малы по сравнению с длиной волны, тогда поле в шарике можно считать постоянным.

Под воздействием поля E_o в шарике индуцируется диполь, который является источником вторичных волн, и, следовательно, рассеянного света. Таким образом, во внешнем пространстве поле будет:

$\vec{E} = \vec{E_o} + \vec{E'}$, где $\vec{E'}$ – поле, создаваемое диполем.

Пусть рассеивающая частица находится в точке О (рис. 7.2), а θ – угол между направлением дипольного момента p и радиусом-вектором, соединяющим точку О с точкой наблюдения М . Тогда, как известно из курса электродинамики, поле диполя в точке М:

$$\left|\overrightarrow{E}\right|' = \left|\overrightarrow{H}\right| = \frac{\ddot{p}}{c^2 R}\cdot\sin\theta \quad ,$$

где $p = p(t\text{-}R/c)$, R – расстояние до точки наблюдения.

Поток лучистой энергии, определяемый вектором Умова-Пойнтинга:

$$S = \left|\overrightarrow{S}\right| = c/(4\cdot\pi)\cdot\left|[\overrightarrow{E'},\overrightarrow{H}]\right| = c/(4\cdot\pi)\cdot\left|\overrightarrow{E'}\right|^2 \quad \text{, или} \qquad (7.2)$$

$$S = \frac{\ddot{p}^2}{4\cdot\pi\cdot c^3\cdot R^2}\cdot\sin^2\theta$$

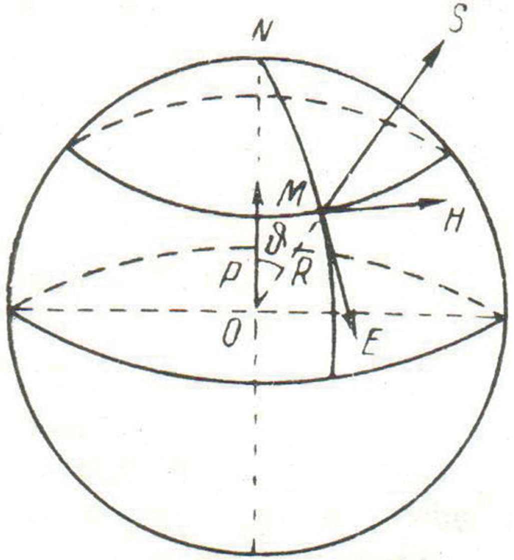

Рис.7.2. Излучение диполя

Если на шарик падает монохроматическая волна с частотой $\omega = 2\cdot\pi\cdot c/\lambda$, где с – скорость света , λ – длина волны, дипольный момент $p = p_o\cdot cos(\omega\cdot t)$, и его производная

$$p = -\ddot{p}_0 \cdot \omega^2 \cdot \cos(\omega \cdot t) = -p \cdot \omega^2$$

Тогда поток лучистой энергии:

$$S = \frac{p_0^2 \cdot \omega^4 \cdot \cos^2(\omega \cdot t)}{4 \cdot \pi \cdot c^3 \cdot R^2} \cdot \sin^2\theta$$

Или, осредняя за период и вспоминая, что среднее значение $\cos^2(\omega \cdot t) = \frac{1}{2}$, получим

$$S_{среднее} = \frac{\omega^4 \cdot \sin^2\theta}{4 \cdot \pi \cdot c^3 \cdot R^2 \cdot 2} \cdot p_0^2 \tag{7.3}$$

Разложим вектор электрического поля на составляющие:

I – перпендикулярно плоскости зрения АОМ,

II – лежащую в плоскости зрения (рисунок 7.3),

φ– угол рассеяния.

Тогда для направления I: $\theta = \pi/2; Sin\theta = 1$. (7.4)

Для направления II: $\theta = \pi/2+\varphi; Sin\theta =-Cos\varphi$ (7.5)

Поток лучистой энергии равен полусумме потоков, проходящих в направлениях I и II:

$$S_{среднее} = \frac{\omega^4}{8 \cdot \pi \cdot c^3 \cdot R^2} \cdot \frac{1+\cos^2\varphi}{2} \cdot p_0^2 = \frac{\pi^3 \cdot c}{\lambda^4 \cdot R^2} \cdot \left(1 + Cos^2\varphi\right) . p_0^2$$

Перейдём теперь от рассмотрения рассеяния отдельным атомом к оценке потока, рассеянного единицей объёма среды в направлении φ :

$$S_{1среднее} = \frac{\pi^3 \cdot c}{\lambda^4 \cdot R^2} \cdot \left(1 + Cos^2\varphi\right) \sum\nolimits_{p0}^2$$

Здесь суммирование распространяется на весь единичный объём среды. Электрический момент единицы объема газа:

$$\sum\nolimits_{p0} = \frac{n^2 - 1}{4 \cdot \pi} \cdot E^0 \quad , \tag{7.6}$$

где n – показатель преломления среды.

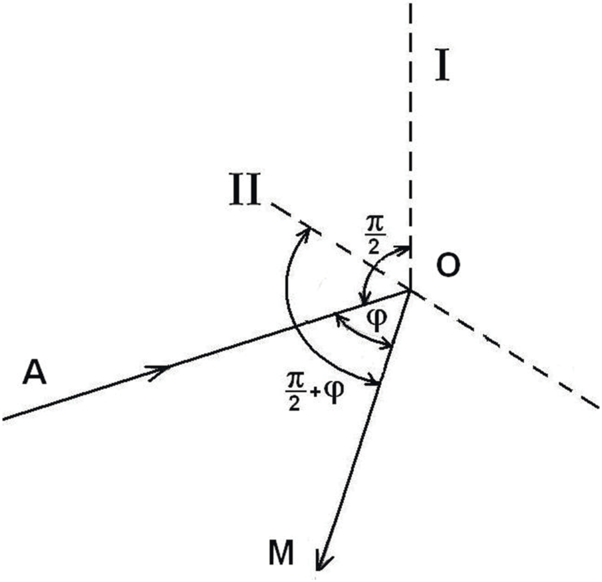

Рис.7.3. К вопросу о молекулярном рассеянии

Если N – число частиц в единице объёма, то

$$\sum{}_{p0}^{2} = N\cdot p_0^2 = \frac{(n^2-1)^2}{16\cdot\pi^2\cdot N}\cdot(E^0)^2 .$$

Подставим эту величину в выражение для рассеянного потока:

$$S_1 = \frac{\pi\cdot c\cdot(1+Cos^2\varphi)}{16\cdot R^2\cdot N\cdot\lambda^4}\cdot(n^2-1)^2\cdot(E^0)^2 \qquad (7.7)$$

Таким образом, S_1 – количество рассеянной лучистой энергии, проходящее в единицу времени через единичную площадку на расстоянии R , перпендикулярно к направлению распространения рассеянного света, составляющего угол φ с направлением падающего потока. Количество лучистой энергии, рассеянной единицей объема в направлении φ в пределах единичного телесного угла:

$$R^2\cdot S_{1среднее} = \frac{\pi\cdot c\cdot(n^2-1)^2}{16\cdot N\cdot\lambda^4}\cdot(1+Cos^2\varphi)(E^0)^2 \qquad (7.8)$$

Среднее за период значение вектора Умова-Пойнтинга:

$$S_{0\,среднее} = \frac{c}{8 \cdot \pi} \cdot (E^0)^2 \quad ,$$

тогда объемный коэффициент рассеяния:

$$\alpha_\lambda^\varphi = \frac{I}{S_{0\,среднее}} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \cdot N \cdot \lambda^4} \cdot (1 + \cos^2 \varphi) \qquad (7.9)$$

Таким образом, параметр Σ , определяемый свойствами среды:

$$\sum\nolimits_\lambda = \frac{\pi^2 \cdot (n^2 - 1)^2}{2 \cdot N \cdot \lambda^4} \quad , \qquad (7.10)$$

а индикатриса рассеяния:

$$Г(\varphi) = 1 + cos2\varphi \qquad (7.11)$$

График рэлеевской индикатрисы рассеяния показан на рис.7.4а (внешняя кривая).

Внутренняя кривая изображает индикатрису рассеяния в плоскости видения (плоскость АОМ на рисунке 7.4а). Стрелкой обозначено направление падающего света.

При построении индикатрисы полагают, что рассеивающий объем находится в точке пересечения прямых, указывающих различные направления, а длина радиуса-вектора, исходящего из этой точки и описывающего индикатрису, пропорциональна световому потоку, рассеянному в данном направлении.

Как показывают расчёты, для воздуха при нормальных атмосферных условиях (давлении 760 ммHg, температуре 0^oC) коэффициент рассеяния, рассчитанный на одну молекулу чистого воздуха (Кондратьев, 1954):

$$\alpha_\lambda = 3.8 \cdot 10^{-28} \lambda^{-4} \qquad (7.12)$$

Степень поляризации при рэлеевском рассеянии:

$$p = \frac{I_I - I_{II}}{I_I + I_{II}} \quad ,$$

где I_I и I_{II} – интенсивность рассеянного света в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

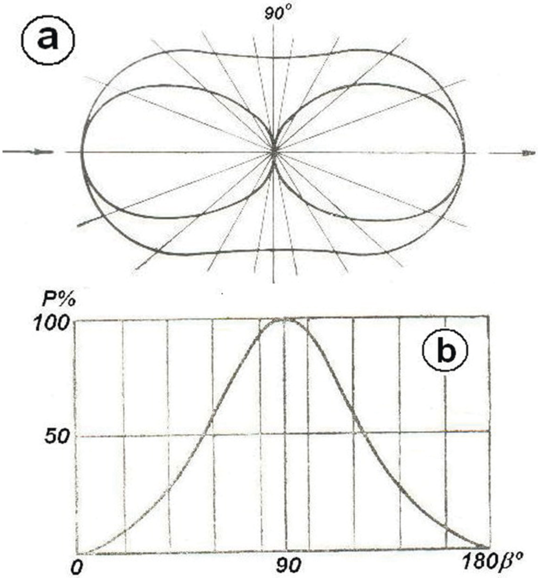

Рис.7.4. а) Рэлеевская индикатриса рассеяния.
b) Поляризация света при рэлеевском рассеянии

На основании выражений (7.3),(7.4) и (7.5) получим:

$$p = \frac{1-\cos^2\varphi}{1+\cos^2\varphi} \tag{7.13}$$

График степени поляризации изображён на рис.7.4b. Как видно, степень поляризации равна нулю при φ = 0° и φ = 180°, достигая макимального значения, равного 100% при φ = 90° и φ = 270°.

Эти выражения получены в предположении рассеяния на симметричных молекулах. Для асимметричных молекул вводят коэффициент ρ , наываемый фактором деполяризации:

$$\rho = \frac{2\cdot H^2}{K^2+H^2},$$

где K и H – некоторые величины, зависящие от строения молекул.

С учётом асимметрии получается формула

$$P = \frac{(1-\rho)\cdot\sin^2\varphi}{2-(1+\rho)\cdot\sin^2\varphi}$$

которая переходит в рэлеевское соотношение при ρ = 0.

Отметим, что все рассуждения относились к рассеянию на молекулах чистого сухого воздуха. Рассеяние на частицах примесей значительно изменяет вид функций рассеяния. Индикатрисы приобретают вид, сильно вытянутый вперёд при рассеянии на облачных каплях. Большие частцы, превышающие размер молекул на порядок и больше, отражают назад значительную часть падающего света.

Приложение 3.

О законе смещения Вина

Вопрос о спектральном распределении температурного (и не только) излучения довольно широко дискутировался в 40-50-х годах, когда начались расширяться, причём весьма значительно, границы исследуемого диапазона электромагнитных волн (Кондиленко и Коротков, 1974).

Излучение, распределенное по объему, характеризуется интегральной плотностью излучения ρ и спектральной плотностью ρ_ν,

то есть, $\rho = \int_0^\infty \rho_\nu$, вт·см$^{-2}$.

ρ – это энергия излучения с единицы поверхности источника, ρ_ν – энергия излучения, рассчитанная на интервал частот (ν,ν+dν).

Средняя плотность излучения дается формулой Стефана-Больцмана: $\rho = \sigma \cdot T^4$, вт·см$^{-2}$

Здесь постоянная Больцмана:

$\sigma = 5.67\cdot10^{-5}$ эрг·см$^{-2}$·град$^{-4}$·сек$^{-1}$ = $5.67\cdot10^{-13}$ вт·см$^{-2}$·град$^{-4}$.

Спектральная плотность излучения описывается формулой Планка:

$$\rho_\nu = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \text{ , вт·см}^{-1}$$

Поток энергии излучения ε и плотность излучения ρ связаны соотношением:

$$\varepsilon = \frac{c\cdot\rho}{4\cdot\pi}\int\cos\theta d\Omega = \frac{c\cdot\rho}{4}$$

В области малых частот hν << kT, раскладывая формулу Планка в ряд, получаем формулу Рэлея-Джинса:

$$\rho_\nu = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu^2}{c^3}\cdot kT$$

При hν >> kT , получаем формулу Вина:

$$\rho_\nu = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu^3}{c^3}\cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

Закон смещения Вина получаем, переходя в формуле Планка от частот к длинам волн: λ= 1/ν.

Тогда:

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu\cdot d\nu = \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^2}\cdot\rho_\nu d\lambda = \int_0^\infty \rho_\lambda d\lambda$$

Таким образом,

$$\rho_\lambda = \frac{1}{\lambda^2}\cdot\rho_\nu = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu}{c^3\cdot\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{h/\lambda kT}-1}$$

, вт·см$^{-3}$

Из условия экстремума $\frac{d\rho_\lambda}{d\lambda} = 0$,

делая замену переменных: $x = \frac{h}{k\cdot T\cdot\lambda_{\max}}$

получим трансцендентное уравнение $\frac{x\cdot e^x}{e^x-1} = 5$, решение которого дает x=4.9551, откуда следует: $\lambda_{\max}$·T = 0.2896 см·град.

Для Солнца, имеющего температуру 6000К, максимум излучения находится на длине волны 5270Å.

Решение уравнения Планка в шкале волновых чисел приводит к трансцендентному уравнению $\frac{x\cdot e^x}{e^x-1} = 3$, где $x = \frac{h\cdot\nu}{kT}$, и решение которого дает x=2.8214, откуда $\frac{T}{\nu_{\max}} = \lambda_{\max}\cdot T = 0.5097$ см·град.

Новое значение $\lambda_{\max} = 9270$Å. Кроме того видим, что максимум излучения пропорционален не пятой, а третьей степени температуры.

Это случилось, потому что в обоих случаях была взята производная от поверхностной плотности мощности излучения по разным переменным: по волновому числу эта величина имеет размерность вт·см$^{-1}$, в то время как производная по длине волны имеет другую размерность: вт·см$^{-3}$. Очевидно, что из множества функций спектрального распределения требуется та, которая соответствует определенным физическим требованиям. При этом требуется также сохранить наглядность графического представления, в силу которого площадь, ограниченная осью абсцисс и кривой с ее двумя ординатами, была бы пропорциональна поверхностной мощности излучения ρ_f, приходящейся на соответствующий участок спектра и размерность которой будет: вт·см$^{-2}$.

В этом случае по оси абсцисс должна быть отложена безразмерная величина. Запишем функцию спектрального распределения поверхностной плотности мощности излучения в виде:

$$d\rho = \rho_\lambda \cdot \lambda \frac{d\lambda}{\lambda} = \rho_\nu \cdot \nu \frac{d\nu}{\nu} \qquad \text{, вт·см}^{-2}.$$

Поскольку $d(\ln\lambda) = \dfrac{d\lambda}{\lambda} = \dfrac{d\nu}{\nu} = d(\ln\nu)$,

то можем записать

$$d\rho = \frac{8\cdot\pi\cdot h}{c^3\lambda^4}\cdot\frac{1}{e^{h/kT\lambda}-1}d(\ln\lambda) = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu^4}{c^3\cdot(1-e^{h\nu/kT})}d(\ln\nu)$$

Тогда спектральное распределение поверхностной мощности излучения ρ_f запишется в виде:

$$\rho_f = \frac{d\rho}{d(\ln\lambda)} = -\frac{d\rho}{d(\ln\nu)} = \frac{8\cdot\pi\cdot h}{c^3\lambda^4}\cdot\frac{1}{e^{h/kT\lambda}-1} = \frac{8\cdot\pi\cdot h\cdot\nu^4}{c^3(1-e^{h\nu/kT})}\text{вт·см}^{-2}.$$

Максимум этой величины находим, как и прежде, продифференцировав это выражении, получив уравнение: $\dfrac{x\cdot e^x}{e^x-1} = 4$, где

$$x = \frac{h\nu}{kT} = \frac{h}{kT\lambda}$$, откуда x=3,9207.

Тогда закон Вина перепишется как:
$\lambda_{\max}\cdot$T=0.3668 см·град.

Для Солнца λ_{max} = 6680Å, что совпадает с максимумом поглощения хлорофилла.

В пользу физичности полученного решения задачи о положении максимума в спектре излучения абсолютно черного тела говорит правильная размерность функции ρ_f. Вопрос о распределении поверхностной плотности мощности излучения состоит в том, какие спектральные интервалы считать одинаковыми. Функция ρ_λ дает спектральное распределение мощности в том случае, если считать одинаковыми интервалы одинаковых разностей длин волн $\Delta\lambda$, а ρ_ν – $\Delta\nu$, в то время как для ρ_f : $d\rho/d(\ln\lambda)$ или $d\rho/d(\ln\nu)$. При этом оказывается, что максимумы отношений ρ_f/ρ, ρ_λ/ρ , ρ_ν/ρ ,где полная мощность излучения $\rho=\sigma\cdot T^4$, совпадают.

Таким образом:

1. Положение максимума излучения в спектре абсолютно черного тела определяется законом Вина, в котором постоянная Вина равна 0.3668 см·град.

2.Максимум излучения растет пропорционально четвертой степени абсолютной температуры.

3. Равными спектральными интервалами следует считать интервалы, характеризующиеся равенством отношений $\Delta\lambda/\lambda$ или $\Delta\nu/\nu$, но не $\Delta\nu$ или $\Delta\lambda$, как это подразумевается в большинстве случаев.

Таким образом, для того, чтобы наглядно и правильно представить распределение энергии излучения чёрного тела в широком спектральном диапазоне, по оси ординат должна быть отложена величина $\nu\cdot\rho$ в зависимости от логарифма частоты или длины волны.

Приложение 4.
Схема площадок Каптейна

В схеме крестами и точками отмечены центры площадок Каптейна по данным из статьи Блаау и Эльвиуса (1965). Номер соответствующей площадки нанесен прямым шрифтом.

Точками и курсивом отмечены площадки из дополнительного списка, не получившего широкого распространения, но, тем не менее, иногда встречающегося в литературе (Ван Рейн, 1935).

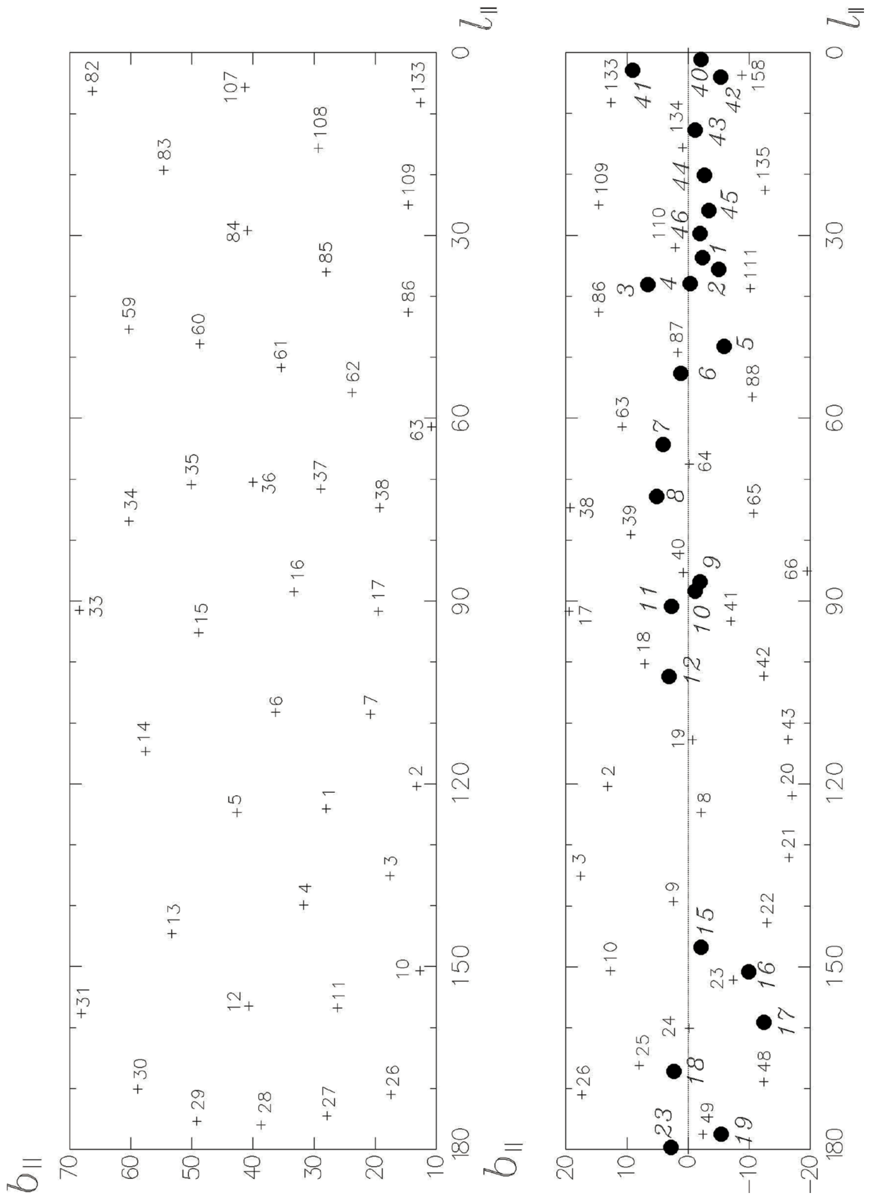

Рис.7.5. $l_{II} = 0^o \div 180^o$; $bII = +70^o \div -20^o$

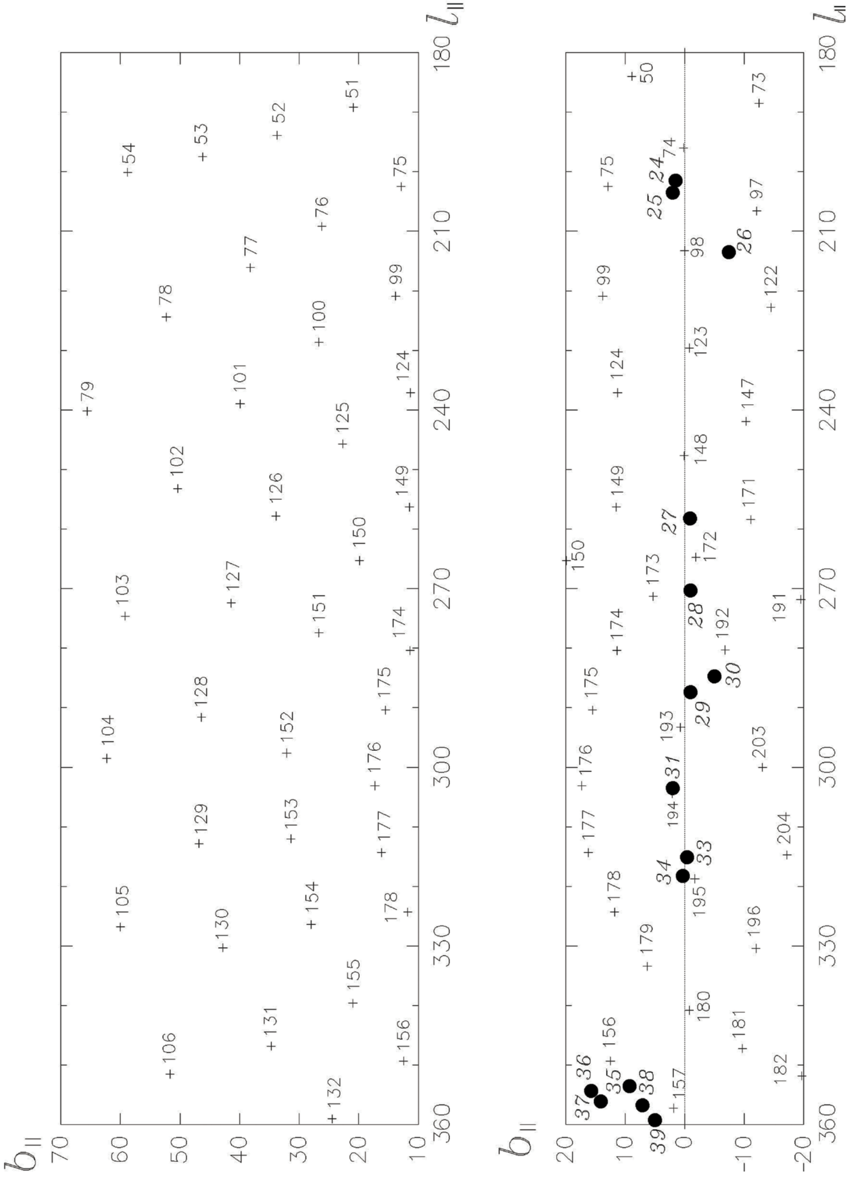

Рис.7.6. l_{II} = 180° ÷ 360°; bII =+70° ÷ -20°

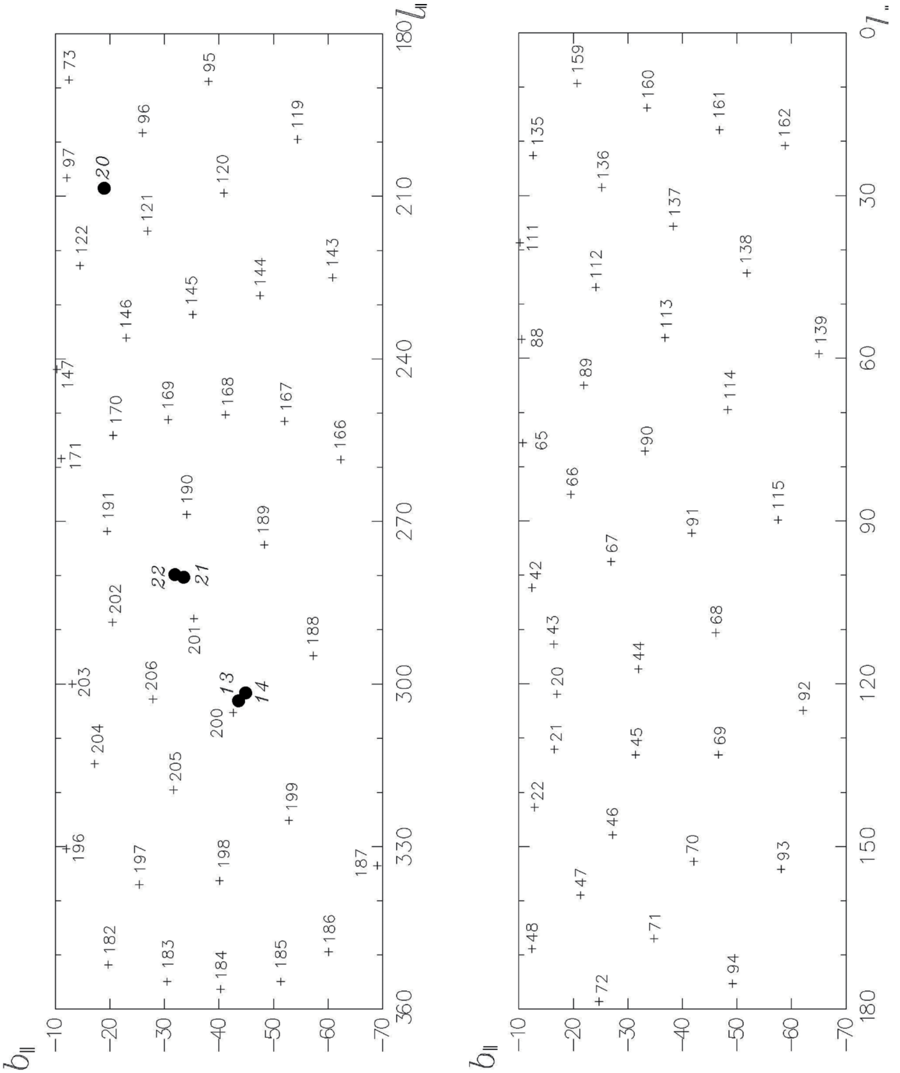

Рис.7.7. $l_{II} = 0^o \div 360^o$; $bII = -20^o \div -70^o$

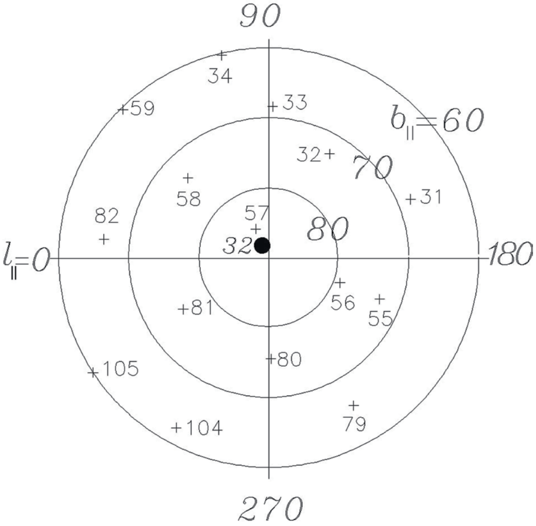

Рис.7.8. Северная полярная область, $b_{II} > +70^o$

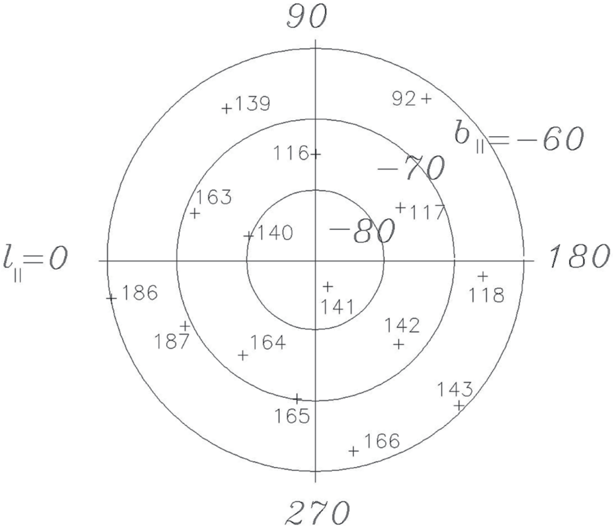

Рис.7.9. Южная полярная область, $b_{II} < -70^o$

Приложение 5.
Некоторые полезные соотношения

I. Выражения для избытков цвета в разных фотометрических системах:

В системе uvby (Хейзер,1977):

$$E(b\text{-}y) = 1.35 \cdot E(B\text{-}V).$$

В системе DDO для К-звезд, (B-V) = 0.8 ÷ 1.6 (Джейнс,1977):

$$E\,[C(45\text{-}48)] = 0.354 \cdot E(B\text{-}V),$$
$$E\,[C(42\text{-}45)] = 0.234 \cdot E(B\text{-}V),$$
$$E\,[C(41\text{-}42)] = 0.066 \cdot E(B\text{-}V).$$

В системе RGU (Стейнлин, 1968):

$$E(G\text{-}R) = 1.39 \cdot E(B\text{-}V) + 0.015 \cdot E^2(B\text{-}V),$$
$$A_G = 2.69 \cdot E(G\text{-}R).$$

В системе PV (Ван ден Берг, 1967):

$$E(B\text{-}V) = 1.07 \cdot E(P\text{-}V).$$

II. Центральная глубина абсорбции λ4430Å (в %):
Рослунд и Ардеберг (1967):

$$A_{4430} = 6 \cdot E(B\text{-}V) + 4,$$

Снеден и др. (1978):

$$A_c(4430) = (10.62 \pm 0.31) \cdot E(B\text{-}V),$$
$$A_c(4430) = (3.87 \pm 0.10) \cdot E(V\text{-}[2.3]),$$
$$A_c(4430) = (4.16 \pm 0.11) \cdot E(V\text{-}[2.3]),$$

Сноу и др. (1977):

$$A_c(4430) = 7.02 \cdot E(B\text{-}V) + 2.74.$$

III. Эквивалентная ширина других диффузных полос:
Снеден и др. (1978):

$$W_\lambda(5780) = (0.58 \pm 0.04) \cdot E(B\text{-}V),$$
$$W_\lambda(6284) = (0.60 \pm 0.05) \cdot E(B\text{-}V),$$

$$W_\lambda(5780)=(0.21 \pm 0.01) \cdot E(V\text{-}[2.3]),$$
$$W_\lambda(5780)=(0.24 \pm 0.01) \cdot E(V\text{-}[2.3]);$$

Сноу и др. (1977):

$$W_\lambda(5780)= 0.31 \cdot E(B\text{-}V)+0.22,$$
$$W_\lambda(6284)= 0.44 \cdot E(B\text{-}V)+0.07;$$

Шмидт-Калер и др. (1980):

$$W_\lambda(6284)=(1.40 \pm 0.10) \cdot E(B\text{-}V).$$

IV. Связь полосы λ4430 с поглощением в УФ-области:
Витт и др. (1983):

$$E(bump)/E_{B\text{-}V} = 2.41(\pm 0.26)+0.47(\pm 0.019) \cdot A(4430)/E(B\text{-}V),$$
$$E(2160\text{-}V) = 6.69(\pm 0.30)+0.018(\pm 0.022) \cdot A(4430)/E(B\text{-}V),$$
$$E(1250\text{-}V)/E_{B\text{-}V} = 8.63(\pm 0.68)\text{-}0.106(\pm 0.049) \cdot A(4430)/E(B\text{-}V).$$

V. Связь между поглощением в полосе λ2175Å и числом атомов водорода на луче зрения:
Диплас и Сэведж (1994):

$$\left\langle \frac{N(HI}{E(bump} \right\rangle = 2.17 \cdot 10^{21}, (atom) \cdot cm^{-2} \cdot mag^{-1}$$

VI. Зависимость между E(B-V) и эквивалентной шириной K-линии кальция, выраженной в mÅ :
Сирл и Роджерс (1966):

$$W(K) = 580 \cdot E(B\text{-}V) + 70 \pm 180.$$

Рослунд и Ардеберг (1967):

$$W(K) = 500 \cdot E(B\text{-}V) + 450.$$

VII. Выражения для оценки молекулярного водорода:

а) Связь между радиоизлучением CO и содержанием молекулярного водорода на луче зрения:
Фреркин и др. (1982):

1) Для плотных ядер облаков ($N(C^{18}O) \geq 3 \cdot 10^{14} \cdot cm^{-2}$):

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 1.3\right] \times 10^{21} \quad , \ cm^{-2} \ \text{(Taurus)},$$

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 \times 10^{14}} + 3.9\right] \times 10^{21} \quad , \ cm^{-2} \ (\rho\text{Oph}),$$

2)для оболочек ($N(C^{18}O) \leq 3 \cdot 10^{14} \cdot cm^{-2}$)

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{0.7 \times 10^{14}} + 1.9\right] \times 10^{21} \quad , \ cm^{-2} \ \text{(Taurus)},$$

для ($N(^{13}O) \leq 5 \cdot 10^{15} \cdot cm^{-2}$)

$$N(H_2) = \left[\frac{N(^{13}O)}{1.4 \times 10^{15}} + 1.0\right] \times 10^{21} \quad , \ cm^{-2} \ \text{(Taurus)}.$$

b) Соотношение между C^{13} и H_2 в облаках ($1^m.5 < A_v < 10^m$):
Дикман (1978):

$$(N(H_2\ ) = (5.0 \pm 2.5) \cdot 10^5 \cdot N_{13}) \quad , (cm^{-2}),$$

$$\left\langle \frac{A_v}{N_{13}} \right\rangle = (4.0 \pm 2.0) \cdot 10^{16} \quad , (cm^2 \cdot mag),$$

c) соотношения между $N(NaI)$ и $N(HI+H_2)$:

Ферлет и др. (1985):

$$\log N(NaI) = 1.04 \cdot [\lg N(HI+H_2) - 9.09].$$

VIII. Связь между интенсивностью линии CO(J=1-0) (=115.271 GHz) и поглощением:
Уолтер и Тэкони-Гарман (1992):

$$A_v = (0.2 \pm 0.1) \cdot I(^{12}CO).$$

Здесь интенсивность $I(^{12}CO)$, [K км/сек], проинтегрирована по радиационной температуре T_R в соответствующих пределах лучевой скорости эмиссии.

IX. Зависимость между плотностью атомарного водорода на луче зрения и поглощением:

Кнапп и Керр (1974): $\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.10 \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag}\right];$

Хейлес (1976): $\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)-0.04} \right\rangle = 4.85 \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$

Болин и др. (1978): $\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.80 \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$

Шул и Штенберг (1985): $\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.25 \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$

Диплас и Сэведж (1994):

$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.93(\pm 0.28) \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$ – по всем звездам;

$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 4.87(\pm 0.36) \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$ – для $|z| < 240$пк;

$\left\langle \frac{N(HI)}{E(B-V)} \right\rangle = 5.27(\pm 0.45) \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$ – для $|z| > 240$пк.

X. Поглощение и полная плотность атомов водорода (HI+H2) на луче зрения:

Горенстейн (1975):

$$N_H \approx 6.67 \times 10^{21} \times E(B-V), \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$$

$$A_v \approx (4.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-22} \cdot N_H.$$

Болин и др. (1978):

$$N_H \approx 5.8 \cdot 10^{21} \cdot E(B - V) \quad [atom/cm^2 \cdot mag]$$

Райтер и др. (1975), по рентгеновским наблюдениям, в пределах $E(B-V)=0^m \cdot 10^m$:

$$\left\langle \frac{N(HI + H_2)}{E(B-V)} \right\rangle = 6.8(\pm 1.6) \cdot 10^{21}, \left[\frac{atom}{cm^2 \cdot mag} \right];$$

Гювер и Ёзель (2009) по наблюдениям 22-х остатков сверхновых:

$$N_H(см^{-2}) = (2.21 \pm 0.09) \times 10^{21} \cdot A_v$$

$$N_H(см^{-2}) = (6.68 \pm 0.27) \times 10^{21} \cdot E_{(B-V)}$$

XI. Корреляция между FIR-эмиссией и H_I(λ=21cm)-эмиссией: Боулангер и др. (1996):

$$IR = S \times \frac{N_{HI}}{10^{20}} + I \quad \text{-[MJy/sr]},$$

N_{HI} - число атомов на луче зрения, [cm^{-2}]. S = slope , I = interset – табулированы в зависимости от длины волны.

λ,μm	100	140	200	240	346	490	535	736	1100
S	0.53(54)	1.26(28)	1.07	1.08	0.53	0.23	0.17	0.065	0.016
I	0.31(30)	0.88(80)	0.86	0.72	0.60	0.23	0.29	0.14	0.05

XII. Наблюдения формальдегида H_2CO[λ = 6cm(=4829.660MHz)] для $A_v > 1^m$:

Коэн и др. (1983):

$$N(H_2CO)=1.58 \cdot 10^{12} \cdot A_v \ , cm^{-2}.$$

XIII. Связь поглощения и поляризации:

Клейтон и Матис (1988):

$$E(U\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (3.03\pm0.48)+(3.42\pm0.76)\lambda_{max},$$
$$E(B\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (2.12\pm0.45)+(3.75\pm0.72)\lambda_{max},$$
$$E(V\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (1.12\pm0.45)+(3.75\pm0.72)\lambda_{max},$$
$$E(R\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (0.61\pm0.42)+(3.21\pm0.64)\lambda_{max},$$
$$E(I\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (-0.18\pm0.41)+(2.92\pm0.63)\lambda_{max},$$
$$E(J\text{-}K)/E(B\text{-}V) = (-0.06\pm0.15)+(1,34\pm0.24)\lambda_{max}.$$

Максимум линейной поляризации достигается на длине волны λ_{max}, выраженной в микронах.

XIV. Связь между поглощением A_v и оптической толщей инфракрасных полос.

для полос λ3.394μm (1/λ=2955cm^{-1}) и λ3.419μm (1/λ=2925cm^{-1}) (Сандфорд и др. 1995):

$$A_v = (270\pm40) \cdot \tau(3.394 \text{ мкм}),$$
$$A_v = (250\pm40) \cdot \tau(3.419\text{мкм}),$$

для полосы λ9.7 мкм (Уайтит, 1987):

$$A_v = (18.5 \pm 1.0) \cdot \tau(9.7мкм).$$

Поглощение в плоскости Галактики по наблюдениям в инфракрасной области

(1.25 μm ≤ λ ≤ 8 μm) (Индебтоу и др., 2005):

$$\log\left[A_\lambda / A_K\right] = 0.61(\pm 0.04) - 2.2(\pm 0.17) \cdot \log\lambda + 1.21(\pm 0.23) \cdot [\log\lambda]^2$$

XV. Связь между поверхностной яркостью $S_{H\alpha}[10^{-5} \cdot erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot ster^{-1}]$, яркостной температурой T_b[K] и поглощением A_v для HII -области Cyg X:

Дайкель и Вендкер (1978):

$$A_v = 4.25 + 3.2 \times \lg \frac{T_b}{S_{H\alpha}}, \left[\frac{[K]}{10^{-5} \cdot erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot ster^{-1}}\right]$$

XVI. Некоторые зависимости для цефеид при применении фотометрических величин, усредненных по периоду:

а) период-светимость (Ефремов, 1970):

$$M_v = -1.7 - 2.0 \cdot lgP \quad для\ lgP < 0.96\,,$$
$$M_v = -0.7 - 3.0 \cdot lgP \quad для\ lgP \geq 0.96\,.$$

б) период-цвет (Ефремов, 1970):

$$\langle B-V \rangle_0 = +0.34 + 0.39 \cdot lgP\,.$$

Эти соотношения, показывающие излом около lgP ≈ 1, зависят как от температуры звезды (т.е. присущего ей показателя цвета), так и от межзвёздного покраснения, поэтому был введена новая величина W (=*die Wesenheit* (нем.) = бытие, существование), свободная от этих недостатков:

$$W = V - R(B-V) = V_0 + A_V - R(B-V)_0 - R \cdot E(B-V) = V_0 - R \cdot (B-V)_0\,,$$

где $R = R_V^{BV} = A_V/E(B-V) = 3.1$ для среднего закона межзвёздного поглощения.

Выражение для нового коэффициента $W = W_V^{BV}$, свободного от влияния межзвёздного поглощения, будет иметь вид:

$$W_V^{BV} = V - R_V^{BV}\cdot(B\text{-}V),$$

Аналогично для показателя $(V\text{-}I)$, $R_V^{VI} = 2.45$, составляют новую величину:

$W_V^{VI}=V\text{-}R^{VI}\cdot(V\text{-}I)$... и так далее, в зависимости от применяемых фотометрических систем (Мэйдор и Фридмэн, 1991).

Обобщённые зависимости "период-светимость" и "период-цвет", выведенные по наблюдениям цефеид в Большом Магеллановом облаке, приобретают вид (Боно и др., 2010):

$$WBV = 16.04(\pm0.04) - 3.82(\pm0.06)\cdot lgP\,,\ (\sigma = 0.19)$$
$$WVI = 19.91(\pm0.03) - 3.37(\pm0.03)\cdot lgP\,,\ (\sigma = 0.09)$$
$$WJK_S = 15.97(\pm0.07) - 3.45(\pm0.03)\cdot lgP\,,\ (\sigma = 0.10)$$

в) выражения для избытков цвета для цефеид Галактики и Магеллановых облаков.

В квадратных скобках указаны поправки нуль-пункта для БМО и ММО (Лэни и Стоби, 1993):

$$E(B\text{-}V)=-0.214-0.060\cdot lgP-0.547\cdot(<B>-<V>)+0.682\cdot(<V>-<K>)$$
$$\pm0.028\pm0.020 \qquad \pm0.070 \qquad \pm0.038$$

$$-0.968\cdot(<J>-<K>)-0.009[LMC]-0.037[SMC]$$
$$\pm0.030 \qquad \pm0.012 \qquad \pm0.017$$

или

$$E(B\text{-}V)=-0.204-0.053\cdot lgP+0.484\cdot(<V>-<K>)-1.063\cdot(<J>-<K>)$$
$$\pm0.054\pm0.020 \qquad \pm0.054 \qquad \pm0.168$$
$$-0.235\cdot(<B>-<V>)^2+0.036\cdot(<V>-<K>)^2$$
$$\pm0.030 \qquad \pm0.006$$

$$-0.017[LMC]-0.038[SMC]$$
$$\pm0.015 \qquad \pm0.019$$

г) колор-эксцессы цефеид в различных фотометрических системах. Индекс m означает осреднение в шкале звездных величин по циклу пульсаций. Индекс i – означает осреднение интенсивностей (переведенных затем в звездные величины) (Ферни, 1990):

System	Equation	σ
Eggen4 – color	$E_{B-V} = -0.097+1.012\langle b-y\rangle_m-1.079\langle m1\rangle_m$	0.012
Strömgren	$E_{B-V} = -0.110+0.907\langle b-y\rangle_m-0.975\langle m1\rangle_m$	0.012
Strömgren	$E_{B-V} = -0.066-0.852(\langle b\rangle_i-\langle y\rangle_i)-1.044\langle m1\rangle_i$	0.016
$BV(I)_C$	$E_{B-V} = -0.330-0.795\langle B-V\rangle_m+1.296\langle V-I\rangle_m$	0.019
$BV(I)_C$	$E_{B-V} = -0.318-0.871(\langle B\rangle_i-\langle V\rangle_i)+1.345(\langle V\rangle_i-\langle I\rangle_i)$	0.025
Washington	$E_{B-V} = -0.429-1.025\langle C-M\rangle_m+2.289\langle M-T_1\rangle_m$	0.030
Walraven	$E_{B-V} = +0.210+3.469\langle V-B\rangle_m-3.465\langle B-L\rangle_m$	0.034
$(BVI)_J$	$E_{B-V} = +0.338-0.666(\langle B\rangle_i-\langle V\rangle_i)+0.901(\langle V\rangle_i-\langle I\rangle_i)$	0.040
khg2	$E_{B-V} = +0.417+1.373(\langle b\rangle_i-\langle y\rangle_i)-0.463\langle khg2\rangle_m$	0.042
Lick6-color	$E_{B-V} = +0.072-0.514\langle V-B\rangle_m+1.225\langle R-I\rangle_m$	0.047
$(BVRI)_J$	$E_{B-V} = -0.318-0.240(\langle B\rangle_i-\langle V\rangle_i)+1.397(\langle R\rangle_i-\langle I\rangle_i)$	0.051
H_β	$E_{B-V} = -0.474+1.017(\langle b\rangle_i-\langle y\rangle_i)+2.77(\langle \beta\rangle_m-2.6)$	0.060
DDO	$E_{B-V} = -2.573+2.768\langle 45-48\rangle_m-3.290\langle 41-42\rangle_m$	0.093

XVII. Сводка определений величины $R_V = A_V/E(B-V)$ для диффузной материи:

R_V	Reference	
3.40 ±0.15	Хэквелл, Герц,	1974
3.14 ±0.10	Шульц, Вимер,	1975
3.10 ±0.03	Барлоу, Кохен,	1977
3.14 ±0.11	Лууд,	1978
3.08 ±0.15	Снеден и др.,	1978
3.12 ±0.05	Уайтит, Ван Бреда,	1980
3.13 ±0.05	Лейтерер, Вольф,	1984
3.09 ±0.03	Риеке, Лебофски,	1985
3.10 ±0.10	Вегнер,	1994
3.08 ±0.05	Хе и др.,	1995
3.26 ±0.02	Бердников и др.,	1996

3.123 ±0.010 Средневзвешенное значение

3.080 ±0.011 Средневзвешенное по всем определениям, за исключением последнего.

XVIII. Оценка расстояний по интенсивности межзвёздных линий ионизованного кальция (Межесьи и др., 2009):

$$D_{CaII} \approx 77+\left(2.78+\frac{2.60}{\dfrac{EW(K)}{EW(H)}-0.932}\right)\cdot EW(H)$$

Приложение 6.
Список наиболее употребительных сокращений

CNM = *cold neutral medium (in dense clouds)*
DIB= *diffuse interstellar bands*
ERE= *extended red emission*
HAC= *hydrogenated amorphus carbon*
HIM= *hot (low-density) ionized (intercloud) medium*
IDP= *interplanetary dust particles*
PAH= *polyciclic aromatic hydrocarbons* (ПАУ= полициклические ароматические углеводороды)
QCC= *quenched carbonaceous composite* (ЗУК= закаленный углеродистый композит)
UIB= *Unidentified IR Bands*
WIM= *warm ionized medium*
WNM= *warm neutral medium*

Приложение 7.
Теория интегрирующей сферы

Важным элементом установок, предназначенных для точных светотехнических измерений, являются интегрирующие сферы. Для того, чтобы избежать изменения отсчётов применяемого фотоприёмника в процессе измерений из-за изменения его положения, вызывающего относительное изменение направления и поляризации падающего излучения, при точных фотометрических измерениях применяют осреднение падающего светового потока с помощью интегрирующей сферы, делающий падающее излучение диффузным. Интегрирующая сфера сглаживает распространение падающего светового пучка при многократном рассеянии на внутренней поверхности сферы. Для того, чтобы исключить влияние прямых засветок, внутри сферы устанавливают перегородки. При этом отсчёт применяемого детектора будет нечувствителен как к ошибкам установки, так и к проблеме, связанной с насыщением его активной площадки.

Допускаем, что отражающая способность сферы неравномерна по всей поверхности.

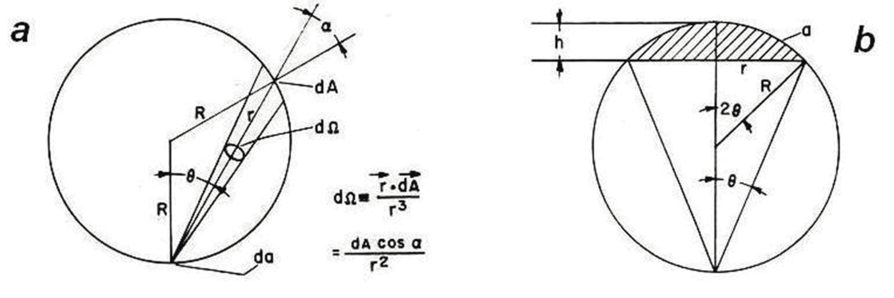

Рис.7.11. Геометрические соотношения: а). Для вычисления освещенности для *d*A из *da*. b) Для вычисления площади полярного купола (Гебль,1967)

Пусть J – интенсивность отражённого потока от площадки *da* (см. рис.7.1). Результирующая освещённость H на элементарной площадке *d*A сферы будет равна:

$H \equiv J\cdot\cos\alpha/4r^2$, где J – интенсивность в данном направлении.

Поскольку на сфере: $r=2R\cdot\cos\theta$, а $\theta = \alpha$, то $H = J\cdot\cos\theta/4\cdot R^2\cdot\cos^2\theta$, где R – радиус сферы. Если отражающий элемент da имеет идеально диффузно отражающую поверхность, то $J=J_0\cdot\cos\theta$, где J_0 – интенсивность в направлении, перпендикулярном к падающему лучу. Тогда освещенность элементарной площадки на сфере $H = J_0\cdot\cos^2\theta/4\cdot R^2\cdot\cos^2\theta = J_0/4R^2$.

Таким образом получаем, что значение освещённости постоянно. Полный поток от элемента *da* равен $P = 4\cdot\pi\cdot R^2H = =\pi\cdot J_0$. Обозначим через f часть полного отражённого потока, падающего на площадку **а** сферы, которая представляет собой "сферическую крышку " радиуса r и высотой $h=R-(R^2-r^2)^{1/2}$, тогда: $f = a/4\cdot\pi\cdot R^2 =2\cdot\pi\cdot R\cdot[R-(r^2-R^2)]/4\cdot\pi\cdot R^2$, или, после упрощения:

$$f = (1/2)\cdot[1-(1-(r/R)^2)^{1/2}] .$$

При изменении величины d/D от 0.0 до 0.2 значения f изменяются от 0.0 до 0.01, достигая значения $f = 0.1$ при $d/D = 0.6$.

Предполагая, что вся поверхность является идеальным диффузным отражателем, обозначим полную площадь сферы через $A_S = \pi\cdot D^2$, где D – диаметр сферы (рис. 7.11). Отражательную способность i-ой области сферы обозначим через ρ_i. Отражательную способность сферы, не покрытую этими областями, обозначим через ρ_w. Дырки на сфере в количестве n+1 имеют нулевое отражение. Тогда средняя отражательная способность сферы:

$$\mathrm{sr.}P_w = \sum_0^n \rho_i \cdot f_i + \rho_w \cdot (1 - \sum_0^n f_i)$$

Начальный поток, падающий на поверхность **а**$_o$, обозначим как P_0. После первого отражения полный поток, не поглощенный сферой, будет равен $\rho_0 P_0$.

Часть $f_i \rho_0 P_0$ этого потока падает на поверхности **а**$_i$, а часть $(1-\sum_0^n f_i) \cdot \rho_0 P_0$ падает на площадь $(A_S - \sum_0^n a_i)$.

Часть $\rho_i f_i \rho_0 P_0$ отражённого излучения от площадок **а**$_i$,составляет $(\sum_0^n \rho_i f_i) \rho_0 P_0$, отражённую от $\sum a_i$, а часть $\rho_w (1-\sum_0^n f_i) \rho_0 P_0$ отражается от $(A_S - \sum_0^n a_i)$.

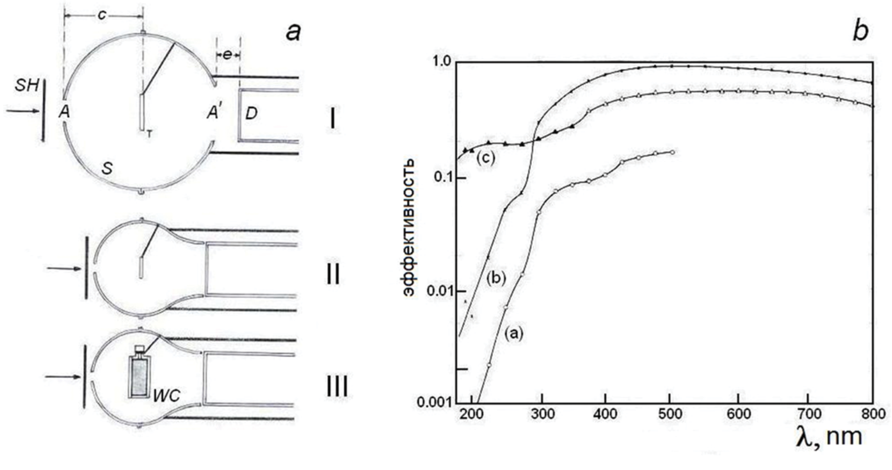

Рис.7.12. а)Схематичное изображение светорассеивающих сфер: I) - обычная осредняющая сфера, II) - улучшенная сфера с мишенью из сульфата бария, III) - улучшенная сфера с флуоресцентным преобразователем. b). Измеренная эффективность: а) - для обычной сферы, b)- для улучшенной сферы с мишенью из сульфита бария, с) - улучшенная сфера с флуоресцентным преобразователем. А - входное окно, А' - выходное окно, с - расстояние от мишени до входного окна, D - детектор (фотоумножитель), е - расстояние от детектора до выходного окна, S - стенка сферы, SH - затвор, T - мишень (target), WC - преобразователь ультрафиолетового излучения (wavelength converter) (Миленз и др.,1975)

Таким образом, полный непоглощённый поток в сфере после второго отражения составляет $\mathrm{sr.}\rho_w \rho_0 P_0$,
где $\mathrm{sr.}\rho_w = \rho_w(1-\sum_0^n f_i)+\sum_0^n f_i \rho_i$ - среднее отражение от стенок сферы.

Продолжая рассуждения подобным образом, можно найти так называемую эффективность сферы:

$$F_i = f_i \rho_0 [1-\rho_w(1-\sum_0^n f_i)-\sum_0^n f_i \rho_i]^{-1}$$

Для применения интегрирующей сферы в ультрафиолетовой области её поверхность покрывают специальным материалом, – например, сульфатом бария. Кроме того, для применения интегрирующей сферы в области до 200нм используют экраны, люминесцирующие под действием ультрафиолетового излучения. На рисунке 7.12 показано устройство такой сферы и её эффективность в ближней ультрафиолетовой области.

В настоящее время интегрирующие сферы вместе с соответствующими светоприёмниками и другой оснасткой изготавливаются различными фирмами и применяются в широкой спектральной области. Например, фирма "Newport" предлагает интегрирующие сферы диаметром от 0.5 до 5 дюймов для работы в области 150-550 нм с GaP-фотодиодами, 200-1100нм и 350-1100нм (с Si-фотодиодами), 800-1800нм (с InGaAs - или Ge-фотодиодами).

Литература

Ааннестад (Aannestad P.A.), 1995 -- Astrophys.J., vol.443, p.653.

Ааннестад и Парселл (Aannestad P.A., Purcell E.M.), 1973 -- Ann. Rev. Astron. Astrophys., vol.11, p.309.

Аббoтт и др. (Abbott M.J., Boyd W.T., Jelinsky P., Miller-Bagwell A., Lampton, M., Malina R.F., Vallerga J.V.), 1996 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.107, P.451 - 466.

Айелло и др. (Aiello S., Barsella B., Chlevski G., Greenberg J.M., Patriarchi P., Perinotto M.), 1988 -- Asron. Astrophys. Suppl., vol.73, p.195.

Алексеева Г.А., 1980 -- Известия ГАО, No 198, с.18-21.

Алексеева и др. (Alekseeva G.A., Arkharov A.A., Galkin V.D. et al.), 1996 - Batic Astronomy, V.5, P.603-838.

Алексеева и др. (Alekseeva G.A., Arkharov A.A., Galkin V.D. et al.), 1997 – Batic Astronomy, V.6, P.481-496.

Аллард и Хаушилд (Allard F., Hauschildt P.H.), 1995 -- Astrophys. J., V.445, P.433.

Аллард и др. (Allard F., Hauschildt P.H., and Alexander D.), 2002 – ASP Conf. 212, P.127.

Альбрехт и Майцен (Albrecht R, Maitzen H.M.), 1980 -- Astron. Astrophys. Suppl,V.42, P.29.

Альтхауз и Бенвенуто (Althaus L.G., Benvenuto O.G.), 1997 -- Astrophys. J., V.477, P.313-334.

Андерсон и др. (Anderson C.M., Weitenbeck A.J., Code A.D., Nordsieck K.N., Meade M.R., Babler B.L., Zellner N.E.B., Bjorkman K.S., Fox G.K., Johnson J.J., Sanders W.T., Lupie O.L., Edgar R.J.), 1996 – Astron.J., V.112, P.2826.

Аневский С.И., Верный А.Е.,Квочка В.И.,Конев И.В.,Макулькин А.В.,Панасюк В.С., Саночкин В.В. и Хромченко В.Б., 1987 --Измерительная техника, No 12, С.4-6.

Аппенцеллер (Appenzeller J.), 1975 -- Astron.Astrophys., V.38, P.313

Ардеберг и Вирдефорс (Ardeberg A., Virdefors B.), 1982 -- Astron. Astrophys., V.115, P.347.

Ардеберг и Вирдефорс (Ardeberg A., Virdefors B,), 1980 -- Astron. Astrophys. Suppl., V.40, P.307.

Ардила и др.(Ardila D.R.,VanDyk S.D., Makowiecki W., Stauffer J., Song I., Pho J., Fajaro- Acosta S.A., Hoard D.W., Wather S.), 2010 -- Astrophys. J. Suppl. Ser. V.191, P.301-339.

Ареноу и др. (Arenou F., Grenon M., Gomez A.), 1992 -- Astron. Astrophys., V.258, P.104.

Аримото (Arimoto N.) , 1996 -- ASP Conf. Ser., V.98, P.287-298.

Архаров А.А. и Терез Э.И., 1985-- в кн."Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел.(сборник научных трудов", -- Киев, "Наукова думка", с.65-69.

Арчибальд и др. (Archibald E.N., Jenness T., Holland W.S et al.), 2002 – Mon.Not.R.Astron.Soc., V. 336, P. 1.

Астрофизические исследования на космической станции "АСТРОН" (Под ред. А.А.Боярчука) -- М.: Физматлит, 1994.--416 с.

Атмосфера (справочник), 1991,-- Л., Гидрометеоиздат, 509 с.

Бааде (Baade W.), 1944 -- Astrophys. J., V.100, P.137.

Байк и др. (Bica E., Alloin D.), 1986 -- Astron. Astrophys., V.162, P.21.

Байк и др. (Bica E., Alloin D., Schmidt H.), 1994 -- Astron. Astrophys., V.283, P.805.

Багнуло и др.(Bagnulo S., Jehin E.,Ledoux C.,Cabanac R.,Melo C.,Gilmozzi R.), 2003 -- Messinger, V.114, P.10.

Барлоу и Кохен, (Barlow M.J., Cohen M.), 2003 -- Astrophys.J., vol.213, p.737.

Баррель (Barrell H.), 1951 -- JOSA, V.41, No 5, P.295-299.

Барстоу и др. (Barstow M.A., Holberg J.B., Hubeny I., Good S.A., Levan A.J., Meru F.), 2001 -- Mon.Not.Roy.Astron.Soc.,V.328, P.211.

Басер (Buser R.), 1986 – Highlights in Astronomy, V.7, P.799-804.

Бастиан и др. (Bastian N., Kovey K.R., Meyer M.R.), 2010 -- Annual Rev. Astron. Astrophys., V.48, P.339-389.

Баттинелли и др., (Battinelli P., Brandmaryi A., Capuzzo-Doletta R.), 1994 – Astron. Astrophys. Suppl., vol.104,p.379.

Батлер и Эллиот (C.J.Butler and I.Elliott, eds), 1992,Aug. 4-7, -- "Stellar Photometry -- Current Techniques and Future Developments",held in Dublin (Ireland), 1993 -- Cambridge Univ. Press = IAU Coll No 136, 369 pp.

Белоуз (Belous M.L.), 1996 -- Bull. Centre Donees Stellaries, No 48, p.5.

Бертола и др. (Bertola F., Capacicioli M., and Oke J.B.), 2003 – Astrophys.J., vol.254, p.494.

Бердников Л.Н., Возякова О.В. и Дамбис А.К., 1996 -- Письма АЖ, т.22, с.372.

Бердюгин и др. (Berdjugin A., Snare M.-O., Teerikorpi P.), 1995 -- Astron. Astrophys., vol.294, p.568.

Бертон и др. (Bertone E., Buzzoni A., Chavez M., Rodriguez- Merino L.H.), 2008 -- Astron. Astrophys., V.485, P.823-835.

Бессель (Bessel M.S.), 2005 -- Annual Review Astron.Astrophys., vol.43, p.293 - 336.

Бессель и др. (Bessel M.S., Brett J.M., Scholz M., Wood P.R.), 1989 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.77, P.1.

Бессель и др. (Bessel M.S., Brett J.M., Scholz M., Wood P.R.), 1991 – Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.89, P.335.

Бессель (Bessel M.S.), 1990 -- Publ. Astron.Soc.Pacific., vol.102, p.1181.

Бессель и Бретт (Bessel M.S., Brett J.M.), 1988 -- Publ. Astron.Soc. Pacific., vol.100, p.1134.

Бирюков и др. (Birukov V.V., Borisov G.V., Glushneva I.N., Shenavrin V.I.), 1998 -- Astron. Astrophys. Trans., Vol.16, P.83.

Блаау и Эльвиус (Blaaw A., Elvius T.), 1965 -- ``Galactic Structure'', Blaaw A.,Schmidt M.(eds), Univ.Chicago Press, Chicago, Illinois, USA, p.589.

Блесс и Сэведж (Bless R.C., Savage B.D.),1972 -- Astrophys.J., vol.171, p.293

Блантон и Ровейс (Blanton M.R., Roweis S.), 2007 -- Astron. J., V.133, P.734- 754.

Блантон и др. (Blanton M.R., Brinkmann J., Csabai I., Doi M., Eisenstein D., Fukugita M., Gunn J.E., Hogg D.W. and Schlegel D.J.), 2003 -- Astron. J., V.125, P.2348-2360.

Бойзер и др. (Beuther H., Kessen R.S., Dullemond C.P. and Henning T., eds.), 2013, July 15-20 -- "Protostars and Planets VI, Heidelberg,", 2014 – Univ.Arizona Press, 952 pp.

Болдуин и Стоун (Baldwin J.A., Stone R.P.S.),1984 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.206, P.241-345.

Болин и др. (Bohlin R.C., Savage B.D., Drake J.F.),1978 – Astrophys.J.,vol.224, p.132.

Болин (Bohlin R.C.), 1996 -- Astron. J., V.111, P.1743-1747

Болин (Bohlin R.C.), 2000 --Astron. J., V.120, P.437.

Болин и др. (Bohlin R.C., Dickinson M.E., Calcetti D.), 2001 -- Astron. J., V.122, P.2118- 2128.

Болин (Bohlin R.C.), 2002 -- "2002 HST Calibration Workshop, Space Science Institute,2002"(S.Arribas, A.Koekmoer, Withmore, eds.), 2003 --, P.115- 126.

Болин (Bohlin R.C.), 2007 -- ASP Conf.Ser., V.364, P.315- 332.

Болин и Гиллиланд (Bohlin R.C., Gilliland R.L.), 2004a -- Astron. J., V.127, P.3508 - 3515.

Болин и Гиллиланд (Bohlin R.C., Gilliland R.L.), 2004b -- Astron. J., V.128, P.3053- 3060.

Боно и др. (Bono G., Caputo F., Marconi M., and Misella I.), 2010 – Astrophys. J., V.715, P.277- 291.

Борисов и др. (Borisov G.V., Glushneva I.N., Shenavrin V.I.), 1998 -- Astron. Astrophys. Trans., Vol.17, P.309-320.

Боулангер (Boulanger F.), 1994 -- ASP Conf. ser., vol.168, p.173-183.

Боулангер и др. (Boulanger F., Prevot M.L., Gry C.), 1994 -- Astron. Astrophys., vol.284, p.956.

Боулангер и др. (Boulanger F., Abergel A., Bernard J.-P., Burton W.B., Desert F.-X., Hartmann D., Lagache G., Puget J.-L.), 1996 -- Astron. Astrophys., vol.312, p.256.

Бочкарев (Bochkarev N.G.), 1987 -- Ap.Space Sci., vol.138, p.229.

Бочкарев Н.Г., 1991 – "Основы физики межзвездной среды", М., Изд. МГУ,352 стр.

Брегер (Breger M.), 1976 -- Asrtrophys.J. Suppl., vol.32, p.7.

Брендфорд и Рисс (Brandford, R.D., and Rees, M.J.), 1974 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.169, P.395-415.

Бринчмен (Brinchmann J.), 2010 -- IAU Symp. No 262, P. 3-12.

Брузал и Шарло (Bruzual G., Charlot S.), 2003 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.344, P.1000-1028.

Брузал и Шарло, ред. (Bruzual G., Charlot S. - eds.), 2010 -- Stellar Populations -Planning for Next Decade, 3-7 August 2009, held at Rio de Janeiro, Brazil, -- IAU Symp.No 262, 460 pp.

Бузони (Buzzoni A.), 1989 -- Astrophys. J. Suppl.Ser, V.71, P.817.

Бузони (Buzzoni A.), 2005 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.361, P.725-742.

Бурнашев В.И., Бурнашева Б.А., Меркулова Н.И., Метик Л.П., 1991 – Изв. Крымской астрофиз.обс., Т.83. С.156.

Бурнашев В.И., Никонов В.Б., 1976 -- Изв.Крымской астрофиз.обс., Т.54. С.24 - 34.

Бурнашев В.И., Витриченко Э.А., 1970 -- Переменные звёзды, Т.17, No 5(131). С.502-515.

Бурнашев В.И., 19.11.1980 --"Среднее распределение энергии в спектрах звезд" - представлена Крымской астрофиз. обс., депонирована в ВИНИТИ , No 4891- 80, 78 стр.

Бурнашев и др.(Burnashev V.I., Grigorieva V.A. and Malkov O.Yu.), 2013 – Astron. Nachricht., v.334, p.1-3.

Бурнашев В.И., Бурнашева Б.А., 2001 -- Изв. Крымской астрофиз. обс., Т.106, No 1, С.94-99.

Бурстейн и Хейлес, (Burstein D., Heiles C.), 1978 -- Astrophys.J., vol.225, p.40.

Бурстейн и Хейлес, (Burstein D., Heiles C.), 1982 -- Astron.J., vol.87, No 8, p.1165-1186.

Бэкер и Ханстед (Baker J.C., and Hunstead R.W.), 1995 -- Astrophys. J., V.452, P.L95.

Бэлдри и Глэйзбрук (Baldry I.K., Glazebrook K.), 2003 -- Astrophys. J., V.593, P.258-271.

Вазгез и Лейтерер (Vazguez G.A., Leitherer C.), 2005 -- Astrophys. J., V.621, P.695-717.

Валдес и др. (Valdes F., Gupta R., Rose J.A., Singh H.P., Bell D.J.), 2004 – Astrophys. J. Suppl.Ser, V.152, P.251-259.

Валленари и др. (ред.) (Vallenari A., Leitherer C., Fritze-v.Alvensleben U., Huchra J. - eds.), 16-20 October 2006 -- From Stars to Galaxies: buildig pieces to build up universe: proceeging of a workshop, held at Instituto di Scienze Veniece, Italy, 2007 -- ASP Conf. Series, V.374, 512 pp.

Валентайнер (Valentiner W.), 1900 -- Veroff.Sternwarte.Heidelberg, Bd.1, S.1- 274.

Ван Бреда и Уайтит (van Breda I.G., Whittet D.C.B.), 1981 – Mon. Not. Roy. Asron.Soc., vol.195, p.79.

Ван де Хюлст (van de Hulst H.C.), 1949 -- Recherches Astron. Obs.d'Utrecht, vol.11, part 2, p.1.

Ван ден Берг (van den Bergh S.), 1967 -- Astron.J., vol.72, p.70.

Ван Дуинен и др. (van Duinen J.R., Wu C.C., Kester D.),1976 --Departament of Space Research Groningen Internal Note, ROG NR 76-4.

Ван Рейн (van Rhijn M.),1935 -- IAU Tranactions, vol.5,p.199.

Васдекис и Пелтье (ред.) (Vfzdekis A., Peltier R. - eds.), 2006, -- Stellar Populations as Building Blocks of Galaxies, held at La Palva,10-16 December 2006, Tenerife, Spain,- IAU Symp.No 241, 2006.

Вегнер (Wegner W.),1994 -- Mon.Not.Roy.Astron.Soc., vol.270, p.229.

Вейк и др. (Vacca W.D., Cushing M.C., Rainer J.T.), 2003 -- Publ.A.S.P., V.115, P.389.

Верходанов и др. (Verkhodanov O.V., Trushkin S.A.,Chernekov V.N.),1997a – Baltic Astronomy, V.6, No 2, P.275-278.

Верходанов и др. (Verkhodanov O.V., Trushkin S.A., Andernach H., Chernekov V.N.), 1997b -- in "Astronomical Data Analysis Software and Systems VI"= ASP Conf Ser. , V.125, P.322-325.

Вестерлунд (Westerlund B.E.), 1989 -- Rev.mex.astron.astrofis., vol.19, p.39.

Видэл-Мадьяр и др., (Vidal-Madjar A., Laurent C., Bruston P., Audouze J.), 1978 -- Astrophys.J., vol.223, p.589.

Викрамасингх и Нэнди (Wickramasinghe N.C., Nandy K.), 1972– Rep.Prog.Phys., v.35, p.157.

Винн-Вильямс (Wynn-Williams G.), 1993 -- Mercury, vol.22, p.2.

Виртц (Wirtz V.C.), 1918 -- Astronomische Nachrichten, vol.206, N 13, p.109- 116.

Витриченко Э.А., 1971 -- Изв.Крымской астрофиз.обс., Т.43. С.76-86.

Витт (Witt A.N.),1989 -- IAU Symp. No 135 "Interstellar Dust", eds. L.J.Alamandolla, A.G.G.M.Tielens, Dordrecht, Boston, London, Kluver Acad. Publishers, p.87.

Витт и Лилли (Witt A.N., Lillie C.F.), 1973 -- Astron.Astrophys., vol.25, p.397.

Витт и др. (Witt A.N., Bohlin R.C., Stecher T.P.), 1983 -- Astrophys.J. (Lett.), vol.267, p.L47.

Вольф и др. (Wolf C., Meisenheimer K., Rix H.-W., Borch A., Dye S. and Kleinheinrich M.), 2003 -- Astron. Astrophys., V.401, P. 73-98.

Вольф и др. (Wolf C., Meisenheimer K., Kleinheinrich M.,Borch A., Dye S., Gray M., Wisotzki L., Bell E.F., Rix H.-W., Cimatti A., Haisinger G., and Szokolski G.), 2004 -- Astron. Astrophys., V.421, P. 913- 936.

Ворошилов В.И. и Каландадзе Н.Б., 1983 -- Астрометрия и астрофизика, т.50, с.35.

Вощинников Н.В., 1986 -- Межзвездная пыль. "Исследование космического пространства" т.25 (Итоги науки и техники, ВИНИТИ АН СССР). М. с.98.

Вощинников Н.В. и Ильин В.Б., 1993 -- Астрон.Ж., т.70, с. 38.

Гавацци и др. (Gavazzi G., Bonfanti C., Sanvito G., Bosrlli A., and Scodeggio M.), 2002 -- Astrophys.J., V.576, P. 135-151.

Гавацци и др. (Gavazzi G., Boselli A., Donati A., Fanzetti P., and Scodeggio M.), 2003 -- Astron. Astrophys., V.400, P. 451-455.

Галкин В.Д., Архаров А.А., 1981 -- Астрон.ж., Т.58, No 4, С.636 - 647.

Ганн и др. (Gunn J.E., Stryker L.L., Tinsley B.M.), 1981 -- Astrophys.J., V.249, P.48.

Ганн и Страйкер (Gunn J.E., Stryker L.L.), 1983 -- Astrophys. J. Suppl. Ser, V.52, No 2, P.121-153.

Гарсиа (Garsia B.), 1991 -- Astron. Astrophys. Suppl., vol. 89, p.469.

Гаскелл и др. (Gaskell C.M., Goosmann R.W., Antonucci R.R.J., and Whysong D.H.), 2004 -- Astrophys. J., vol.616, p.147-156.

Гаустад и ван-Барен (Gaustad J.E., and VanBuren D.), 1993 – Publ. Astron. Soc. Pacific, V.105, P.1127.

Гебль (Goebel J.), 1967 -- Appl.Opt., V.6, No 1, P.125-128.

Гейслер и др. (Geisler D., Claria J.J., and Minetti D.), 1991 -- Astron. J., V.102, No 5, P.1836-1869.

Гейст (Geist J.), 1979a -- SPIE, V.196, P.75-83.

Гейст (Geist J.), 1979b -- Appl.Opt., V.18, No 6, P.760-762.

Гейст и др. (Geist J., Zalevski E.F., and Schaefer A.R.), 1980 -- Appl. Opt., V.19, No 22, P.3795-3799.

Геонджян Л.А., 1985 -- Бюл. Абастуманской астрофиз.обс., No 60, С.85.

Гидердони и Рокка-Вольмеранж (Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B.), 1987 – Astron. Astrophys., V.186, P. 1.

Гидердони и Рокка-Вольмеранж (Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B.), 1990 – Astron. Astrophys., V.227, P. 362.

Гилмор и Хоувелл (Gilmore G. and Howell D., eds.), 1998 -- "The Stellar Initial Mass function" ASP Conference Series, V.142.

Глушнева И.Н., Дорошенко В.Т., Фетисова Т.С., Хрузина Т.С., Колотилов Е.А., Моссаковская Л.В., Овчинников С.Л., Волошина И.Б.,1982 -- "Спектрофотометрия ярких звезд (Справочник)",-- М: Наука, 256 стр.

Глушнева и др. (Glushneva I.N., Kharitonov A.V., Knyazeva L.N., ShenavrinV.I.), 1992 -- Astron.Astrophys. Suppl. Ser., V.92, P.1.

Гленн и др. (Glenn J., et al.), 2003 – Proc. SPIE, 4855, P.30.

Горенстейн (Gorenstein P.), 1975 -- Astrophys.J. vol.198, p.95.

Горшкова Т.В., Саприцкий В.И., Столяревская Р.И., 2011 -- Светотехника , No 4, С.48 - 54.

Готтлиб и Апсон (Gottlieb D.M., Upson W.L.), 1969 -- Astrophys.J. vol.157, p.611.

Гоффмейстер К., Рихтер Г., Венцель В., 1990 -- "Переменные звезды" (пер. с нем. под ред. Н.Н.Самуся) -- М.:"Наука", Гл.ред.физ.-мат.лит., 360 стр.

Грегг и др. (Gregg M.D., Silva D., Rayner J., Worthey G., Valdes F., Pickles A., Rose J., Carney B., Vacca W.), 2005 -- The 2005 HST Calibration Workshop Space Telescope Science Institute, (A.M.Koekmoer, P.Goudfrooij, L.L.Dressel, eds.), p. 209-217.

Грейг и др. (Graig N., Abbott M., Finley D., Jessop H., Howell S.B., Mathioudakis M., Sommers J., Vallerga J.V., Malina R.F.), 1997 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.113, P.131- 193.

Гри и др. (Gry C., Lemonon L., Vidal-Madjar A., Lemonie M., Ferlet R.), 1995 -- Astron.Astrophys., vol.302, p.497.

Гриффин и др. (Griffin M.J. et al.), 2010 – Astron.Astrophys., V.518, L3(7pp).

Гринберг М., 1970 -- ``Межзвездная пыль'', пер. с англ. -- М., Мир, 199 стр. (J.M.Greenberg, -- ``Interstellar grains'' -- Star and Stellar Systems, vol. VII, ch.6., Univ.Chicago Press, Chicago, London, 1968)

Гровс и др. (Groves B., Dopita M.A., Sutherland R.S., Kewley L.J., Fischera J., Leitherer C., Brandl B., and van Breudel W.), 2008 --Astrophys. J. Suppl. Ser, V.176, No 2, P.438-456.

Гутиерез- Морено и др.(Gutierrez- Moreno A., Moreno H., Cortes G., Wendroth E.), 1988 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.100, P.973-985.

Давидсен и др. (Davidsen A.F., Long L.S., Durrance S.T. et al.), 1992 – Astrophys. J., V.392, P.264- 271.

Даймонд и др. (Diamond P.J., Goss W.M., Romney J.D., Booth R.S.), 1989 – Astrophys.J. vol.347, p.302.

Дайкель и Вендкер (Dickel H.R., Wendker H.J.), 1978 – Astron. Astrophys., 66, p.289.

Данкс и Деннефелд (Danks A.C., Dennefeld M.), 1994 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.106, P.382-396.

де Вокулер и Бута (de Vokuleur G., Buta R.), 1983 -- Astron.J., vol.88, p.939.

де Граау и др. (de Graau Th., Haser L.N., Beintema D.A. et al.), 1996 --Astron. Astrophys., V.315, P.L49-L54.

Дейл и др. (Dale D.A., Cohen S.A., Johnson L.C., Schuster M.D., et al.), 2009 -- Astrophys. J., V.703, P.517-556.

де Марчи и Пареске (de Marchi G. and Paresce F.), 2001 -- in: Astronomische Gesselschaft Meeting Abstracts (ed. E.R.Schielicke), V.18, P.551.

де Ягер и др. (de Jager C., Nieuwenhuijzen H., and van der Hucht K.A.), 1988 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1988, V.72, P.259.

Джамер и др. (Jamar C., Makau- Hercot D., Monfils A., Thompson G.I., Houziaux L., Wilson R.), 1976 -- "Ultraviolet Bright Stars Spectrophotometric Catalogue", ESA-SR-27.

Джейнс (Janes K.A.), 1977 -- Publ.Astron.Soc.Pacific, vol.89, p.576.

Джейнс и Адлер (Janes K., Adler D.), 1982 -- Astrophys.J. Suppl., vol.49, p.425.

Джекоб и др. (Jacoby G.H., Hunter D.A., Christian C.A.), 1984 -- Astrophys. J. Suppl.Ser, V.56, No 2, P.257-281.

Джентил и др. (Gentile N.R., Houston J.M., Hardis J.E., Cromer C.L., and Parr A.C.), 1996 -- Appl. Opt., V.35, No 7, P.1056-1068.

Дженкинс и др. (Jenkins E.B., Reale M.A., Zucchino P.M., Sofia U.J.), 1996 – Astrophys. Space Sci., V.239, P.315- 360.

Дженнискенс (Jenniskens P.), 1994 -- Astron.Astrophys., vol.284, p.227.

Дженнискенс и Гринберг (Jenniskens P., Greenberg J.M.), 1993 -- Astron. Astrophys., vol. 274, p.439.

Дженнискенс и Десерт (Jenniskens P., Desert F.-X.), 1993 -- Astron. Astrophys. Suppl., vol.106, p.39.

Джермени и Стенсел (Garmany C.D., Stencel R.E.), 1992 -- Astron. Astrophys. Suppl., vol.94, p.211.

Джиакони и др. (Giacconi R., Gursky H., van Speybroek P.), 1968 -- Ann. Rev. Astron. Astrophys. v.6, p.375.

Дживалиско и др. (Giavalisco M., Ferguson H.C., Koekmoer A.M., Dickinson M., et al.), 2004 -- Astrophys. J. (Letters), V.600, P.L93-L98

Джонсон (Johnson H.), 1966 – Ann.Rev.Astron.Astrophys., V.4, P.193.

Джонсон и др. (Johnson B.D., Simonovich D., Siebert M., Treyer M., et al.), 2007 -- Astrophys. J. Suppl.Ser, V.173, P.377-391.

Джонсон и др. (Johnson B.D., Simonovich D., Siebert M., Treyer M., et al.), 2007 -- Astrophys. J. Suppl.Ser, V.173, P.392-403.

Джоувелл и др. (Jowell S., Kneib J.-P., Ilbert O., Bernstein G. et al.), 2000 -- Astron. Astrophys., V.504, P. 359.

Дикман (Dickman R.L.), 1978 -- Astrophys.J. Suppl., vol.37, p.407.

Диплас и Сэведж (Diplas A., Savage B.D.), 1994 -- Astrophys.J., vol.427, p.274.

Дойчман и др. (Deutschman W.A., Davis R.J., Schield R.J.), 1976 – Astrophys.J.Suppl., vol.30, p.97.

Допита и др. (Dopita M.A. et al.), 2005 -- Astrophys. J., V.619, P.755.

Допита и др. (Dopita M.A. et al.), 2006 -- Astrophys. J., V.647, P.244.

Доршнер и Хеннинг (Dorschner J., Henning T.), 1995 -- Astron. Astrophys. Rev., vol.6, p.271.

Драйвер и др. (Driver S.P., Norberg P., Baldry J.K., Bamford S.P., Hopkins A.M., Liske J., Loveday J., Peacock J.A., and the GAMA Team), 2009 – Astronomy and Geophysics, V.50, P. 5.12-5.19.

Дрейн (Draine B.T.), 1989 -- IAU Symp. No 135 ``Interstellar Dust" (ed.L.J.Allamandola and A.G.G.M.Tielens), p.313.

Дрейн и Ли (Draine B.T., Li A.), 2007 -- Astrophys.J., vol.657, p.810-837.

Дукати и др. (Ducati J.R., Ribeiro D., and Rembold S.B.), 2003 -- Astrophys. J., V.588, P.344-352.

Дэвис и др. (Davis M., Guhathakurta P., Kondaris N.P. et al. (56 authors altogeher)), 2007 -- Astrophys. J. (Let), V.660, No 1, P.L1-L6.

Ержикевич, Серковский (Jerzykievicz M., Serkovski K.), 1966 -- Lowell Obs. Bull, V.6, No 18, P. 295.

Ефремов Ю.Н., 1970 -- в кн. ``Пульсирующие звезды (Нестационарные звезды и методы их исследования, т.1.)"(Б.В.Кукаркин,ред.), с.64.

Жаров В.А., 2006 -- "`Сферическая астрономия"-- Фрязино, "Век 2",480 стр.

Жирарди и др. (Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C. et al.), 2002 – Astron. Astrophys., V.391, P. 195-212.

Залевски и Гейст (Zalewski E.F., and Geist J.), 1980 -- Appl. Opt., 1980, V.19, No 8, P.1214-1216.

Залевски и Дада (Zalewski E.F., and Duda C.R.), 1983 -- Appl. Opt., 1980, V.22, No 18, P.2867-2873.

Зверев М.С., Кукаркин Б.В., Мартынов Д.Я., Паренаго П.П., Флоря Р.Ф. и Цесевич В.П., 1947 -- "Переменные звёзды. Т.3. Методы исследования переменных звёзд."-- Москва -- Ленинград, Гос. изд- во технико - теоретич. литературы, 659 стр.

Зданавичюс (Zdanavicius K.), 1970 – Bull.Vilnius obs., No 28, p.24-32.

Зданавичюс (Zdanavicius K.), 1975 – Bull.Vilnius obs., No 41, p.3-29.

И (Yi S.K.), 2003 -- Astrophys.J., vol.582, p.202-214.

Иванов-Холодный Г.С., Никольский М. , 1969 – "Солнце и ионосфера",- М.,Наука.

Индебтоу и др. (Indebtou R., Mathis J.S., Babler B.L., Meade M.R., et al.), 2005 -- Astrophys.J., vol.619, p. 931-938.

Иссерштедт и Шмидт-Калер (Isserstedt J., Schmidt-Kaler T.), 1964 – Z.f.Astrophys., Bd.59, S.182.

Йорк и др. (York D.G.,Drake J.F., Jenkins E.B., Morton D.C., Rogerson J.B., Spitzer L.), 1973 -- Astrophys.J.(Let.), vol.182, p. L1.

Йорк и др. (York D.G., Adelman J., Anderson S.F. et al.), 2000 -- Astron. J., V.120, N 3, P. 1579- 1587.

Кавада и др. (Kawada M., Baba H., Barthel P. et al.), 2007 -- Publ. Astron. Soc. Japan, V.59, No SP2, P.S389-S400.

Кайнни и др. (Kinney A.L., Bohlin R.C., Blades J.C., York D.G.), 1991 – Astrophys. J. Suppl. Ser., V.75, P.645-717.

Кайнни и др. (Kinney A.L., Bohlin R.C., Calzetti D., Panagia N., Wyse R.F.), 1993 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.86, P.5.

Кайнни и др. (Kinney A.L., Calzetti D., Bohlin R.C., McQuade K., Storchi- Bergmann T., and Schmitt H.R.), 1996 -- Astrophys. J., V.467, P.38-60.

Калцетти (Calzetti D.), 2001 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.113, P.1449- 1485.

Камерон Рид (Cameron Reed B.), 1985 -- Publ.Astron.Soc.Pacific, vol.97,p.120.

Камерон Рид и др. (Cameron Reed B., Hesser J.E., Shawl S.J.), 1988 – Publ.Astron.Soc.Pacific, vol.100, p.545.

Кан и Носек (Cahn J.H., Nosek R.D.), 1973 -- IAU Symp.No 52 "Interstellar dust and related topic", p.237.

Кантерна (Canterna R.), 1976 -- Astron. J., V.81, P.228.

Каплан С.А. и Пикельнер С.Б., 1979 -- ``Физика межзвездной среды",М., Наука, 592 стр.

Карделли и др. (Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S.), 1989 - Astrophys.J., vol. 345, p.245.

Карделли и др. (Cardelli J.A., Sembach K.R., Mathis J.S.), 1992 -- Astron.J., vol. 104, p.1916.

Карделли (Cardelli J.A.), 1994 -- ``The 1-st Symposium on the Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds", ASP Conference Series, vol.58, p.24.

Кастелли и Куруц (Castelli F., Kurucz R.), 2003 -- in "`Modelling of Stellar Atmospheres"', IAU Symp. 210, (Piskunov N.E., Weiss W.W., Gray D.F., eds.)= astro-ph/0405087

Кастелли и др. (Castelli F. et al.), 1997 -- Astron.Astrophys., vol. 318, p.841.

Кардамон и др. (Cardamone C.N., van Dokkum P.G., Urry C.M., Taniguchi Y. et al.), 2010 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.189, P.270-285.

Кахиани В.О., Жиляев Б.Е. 1988 -- Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп,-- Л.: Наука, с.101

Кенникатт (Kennicutt J.R.C.), 1983 -- Astrophys. J., V.272, P.54-67.

Кенникатт (Kennicutt J.R.C.), 1992 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.79, P.255.

Кенникатт (Kennicutt J.R.C.), 1998 -- Astrophys. J., V.498, P.541.

Кенникатт и Эванс (Kennicutt J.R.C., Evans N.J.), 2012 -- Annual Review Astronomy Astrophys., V.50, P.531.

Кесслер и др. (Kessler M.F., Steinz J.A., Anderreg M.E. et al.), 1996 – Astron. Astrophys., V.315, P.L27-L31.

Килинг (Kiehling R.), 1987 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.69, P.465- 485.

Кильпио Е.Ю. и Малков О.Ю., 1997 -- Астрон.Ж., т.74, с.15.

Киркпатрик и др. (Kirkpatrick J.D., Henry T.J., McCarthy D.Jr.), 1991 – Astrophys. J. Suppl. Ser, V.77, P.417-440.

Клегг и др. (Clegg P.E., Ade R.A.R., Armand C. et al.), 1996 -- Astron. Astrophys., V.315, P.L38-L42.

Клейтон и Матис (Clayton G.C., Mathis J.S.), 1988 -- Astrophys.J. vol.327, p.911.

Клейтон и др. (Clayton G.C., Wolff M.J., Allen R.J., Lupie O.L.), 1995 – Astrophys.J., vol.445, p.947.

Кнапп и Керр (Knapp G.R., Kerr F.G.), 1974 -- Astron.Astrophys., vol. 35, p.361.

Кнуде (Knude J.), 1979 -- Astron.Astrophys., vol.77, p.198.

Кнуде (Knude J.), 1984 -- IAU Coll No 81 ``Lockal Interstellar Medium", p.123.

Кнуде (Knude J.), 1992 -- Astron. Astrophys. Suppl., vol.92, p.841.

Кнуде (Knude J.), 1993а -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.98, p.213.

Кнуде (Knude J.), 1993б -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.99, p.499.

Князева и Харитонов, 1996 -- Астрон. ж., Т.73, С.571.

Код и др. (Code A.D., Davis J., Bless R.C., Hanbury Brown R.), 1976 -- Astrophys.J., vol.203, p.417.

Козелкин В.В., Усольцев И.Ф., 1985 -- "'Основы инфракрасной техники"'- М., "Машиностроение", 264 стр.

Койпер (Kuiper C.P.),1970 -- Comm. Lunap. Planetary Lab., No142, p.121-165.

Кокс и Рейнольдс (Cox D.P., Reynolds R.J.), 1987 -- Ann. Rev. Astron. Astrophys., vol.25, p.303.

Кокран (Cochran A.), 1980 -- "Spectrophotometry with Self-Scanned Silicon Photodiode Array", Univ. Texas Publ. in Astronomy, No 16, 282 pp.

Колева и Васдекис (Koleva M., Vazdekis A.), 2012 -- Astron. Astrophys., V.538, P.A143 (13pp).

Колеман и др. (Coleman G.D., Chi-Chao-Wu, Wideman D.W.), 1980 – Astron. Astrophys. Suppl. ser., vol. 43, p.393-416.

Колина и др. (Colina L., Bohlin R.C., Castelli F.), 1996 -- Astron. J., 1996, V.112, N 1, P. 307- 315.

Комаров и др. (N.S.Komarov, A.V.Dragunova, S.J.Belik, V.F.Karamysh, N.N.Zakozhurnikova, L.F.Orlova, l.E.Kantsen, A.G.Cherkass, E.A.Depenchuk, T.V.Shevchuk, V.V.Golubovsky.), 1995 -- Odessa Astron.Publications , V. 8, P.3-114.

Комаров и др. (N.S.Komarov, M.G.Arkhipov, N.Yu.Basak, S.J.Belik, A.G.Cherkass, R.J.Chuprina, E.A.Depenchuk, A.V.Dragunova, J.F.Dulapchi, T.J.Gorbaneva, V.F.Karamysh, l.E.Kantsen, S.A.Korotin, V.V.Kovtyukh,J.F.Orlova, V.D.Motrich, A.F.Pereverrentsev, T.V.Shevchuk, N.N.Zakozhurnikova.), 1998 -- Odessa Astron.Publications , V. 11, P. 3-47.

Кондиленко И.И., Коротков П.А., 1974, -- "Введение в атомную спектроскопию",- "Вища школа", Киев,1976, 304 стр.

Конрой и др. (Conroy C., GunnJ.E., White M.), 2009 -- Astrophys. J., V.699, P.486.

Кондратьев К.Я., 1969 -- (ред.)'"Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности"'- Л., Гидрометеоиздат , 564 стр.

Кондратьев К.Я. и др. (Kondratiev K.Ya., Nicolsky G.A., Badinov I.Ya., and Andrev S.D.), 1967 -- Appl. Opt., v.6, No 2, 197-207.

Кондратьев К.Я., 1954 -- '"Лучистая энергия Солнца"'- Л., Гидрометеоиздат , 600 стр.

Конти и Моррис (Conti P.S., Morris P.W.), 1990 -- Astron.J., vol.99, p.898.

Корбелли и др. (Corbelli E., Palla F. and Zinnicker H., eds.), May 2004 – "The Initial Mass Function 50 Years Later" meeting at Abbazia di Spiento, Siena, Italy, Springer, Dordrecht.

Корхонен и Рейц (Korhonen T., Reiz A.), 1986 -- Astron.Astrophys. Suppl., vol. 64, p.487.

Косарев и др. (Kosarev I.B., Loseva T.V., Nemchinov I.V., Popel S.I.), 1994 – Astron.Astrophys., vol. 287, p.470.

Котулла и др. (Kotulla R., Fritze U., Weilbacher P., Anders P.), 2009 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.396, P.462-484.

Коэн и др. (Cohen M., Matthews N., Few R.W., Booth R.S.), 1983 – Mon.Not.Astron.Soc., vol.203, p.1123.

Коэн (Cohen M.), 1993 -- Astron.J., vol.105, p.1860

Коэн и др. (Cohen M., Walker R.G., Barlow M.J., and Deacon J.R.), 1992 – Astron. J., V.104, P.1650-1657.

Коэн и др. (Cohen M., Walker R.G., Jayaraman S., Baker E., and Price S.D.), 2001 -- Astron. J., V.121, P.1180-1191.

Коэн и др. (Cohen M., Megeath S.T., Hammersey P.L., et al.), 2003 -- Astron.J.,vol. 125, p.2645-2663.

Коэльо и др. (Coelho P., Barbuy B., J., Schivaron R.P., Castilho B.V.), 2005 -- Astron. Astrophys., V.443, P.735-746.

Краддейс и др. (Cruddace R., Paresce F., Boyer S., Lampton M.), 1974 – Astrophys.J., vol.187, p.497.

Крауттер (Krautter J.), 1979 -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.39, p.167.

Крауттер (Krautter J.), 1980 -- Astron.Astrophys., vol.89, p.74.

Креловски (Krelowski J.), 1988 -- Publ.Astron.Soc.Pacif., vol.100, p.896.

Креловски (Krelowski J.), 1989a -- Astron.Nachricht., vol.310, p.255.

Креловски (Krelowski J.), 1989б -- IAU Symp.No 135 ``Interstellar dust", p.67.

Креловски и Вегнер (Krelowski J., Wegner W.), 1989 -- Astron.Nachr., vol.310, p.281.

Креловски и др. (Krelowski J., Masckowski R., Strobel A.), 1986 – Astron.Astrophys., vol.166, p.271.

Креловски и Папай (Krelowski J., Papaj J.), 1992 -- Acta Astron. vol.42, p.233.

Креловски и Папай (Krelowski J., Papaj J.), 1993 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, v.105, p.1209.

Креловски и Уокер (Krelowski J., Walker G.A.H.), 1987 -- Astrophys.J., vol.312, p.860.

Кремпин и Хойл (Crampin J., Hoyle F.), 1961 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.122, P.27-33.

Кроупа (Kroupa P.), 2002 -- Science, V.295, P.82.

Кроупа (Kroupa P.), 2001 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.322, P.231-246.

Крук и др. (Kruk J.W., Durrance S.T., Kriss G.A., et al.), 1995 -- Astrophys. J.(Let.), V.454, P.L1- L6.

Курниф (Koorneeff J.), 1983 -- Astron.Astrophys., vol.128, p.84.

Куруц (Kurucz R.), 1993 -- "SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Sata", CD-ROM No 18.

Куруц (Kurucz R.), 1999a -- "TiO linelist from Schwenke (1998)", CD-ROM No 24.

Куруц (Kurucz R.) 1999b -- " H2O linelist from Partridge and Schwenke (1998)", CD-ROM No 26.

Кучми и Пейтюро (Koutchmy S., Peyturaux R.), 1970 -- Astron. Astrophys., v.5, No3, p.470-487.

Кэмпбелл (Campbell E.C.), 1990 -- Bull.Inf.Cent.Donnees stellaries, No 40, p.43

Лаллеман и Бертин (Lallement R., Bertin P.), 1992 -- Astron.Astrophys., vol.266, p.479.

Ланге и др. (Lange A.E., Freund M.M., Sato S., Matsumoto T., Watabe T. et al.), 1994 -- Astrophys. J., V.428, P.384-392.

Лангер (Langer N.), 1989 -- Astron. Astrophys., V.210, P.93-113.

Ландольт (Landolt A.), 1992 -- Astron.J., V.104, P.340-371.

Лансон и Вуд (Lancon A., Wood P.R.), 2000 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.146, P.217-249.

Лансон и Рокка-Вольмеранж (Lancon A., Rocca- Volmerange B.), 1992 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.96, P.593-612.

Лаурент и др.(Laurent G.T. et al.), 2005 -- Astrophys.J., V.623, P.742-762.

Ларасон и Хьюстон (Larason T.C., Houston J.M.), 2008 -- NIST Special Publication 250-41, 111pp.

ЛеБорнь и др. (Le Borgne J.-F., Bruzual G., Pello R., Lancon A., Rocca-Volmerange B., Sanahuja B., Schaerer D., Soubiran C., Vilchez- Gomez R.), 2003 -- Astron. Astrophys., V.402, P.433-442.

ЛеБорнь и др. (Le Borgne J.-F., Rocca-Volmerange B., Prugniel P., Foic M., Soubiran C.), 2004 -- Astron. Astrophys., V.425, P.881-897.

Лежен и др. (Leuene T., Cuisiner F., Buser R.),1997 -- Astron. Astrophys. Suppl. ser., V.125, P.229.

Лежен и др. (Leuene T., Cuisiner F., Buser R.),1998 -- Astron. Astrophys. Suppl. ser., V.130, P.65.

Лейтерер и Вольф (Leitherer C., Wolf B.), 1984 -- Astron.Astrophys., vol. 132, p.151.

Лейтерер и др. (ред.) (Leitherer C., Fritze-v.Alvensleben U., Huchra J. – eds.), 1996 -- From Stars to Galaxies: the Inpact of Stellar Physics on Galaxy Evolution, held at Porto Elonda Mare, Crete (Greece), = ASP Conf. Series, 1996, V.98, 624pp.

Лейтерер (Leitherer C.) 2005 -- ASP Conf. Proceedings, V.761, P.39-58.

Лейтерер и Хекман (Leitherer C., Htckman T.M.), 1995 -- Astrophys. J. Suppl., V.96, P.9-38.

Лейтерер и др. (Leitherer C., Schaerer D., Goldader J.D., et al.), 1999 – Astrophys. J. Suppl., V.123, P.3-40.

Лейтерер и др. (Leitherer C., Ortiz- Otalvaro P.A., Bresolin F., et al.), 2010 -- Astrophys. J. Suppl., V.189, P.309-335.

Лемке и Клаас (Lemke D., Klaas U.),1997 -- Astron. Astrophys., V.315, P.L64-L70.

Леруа (Leroy J.L.), 1993 -- Astron.Astrophys., v.274, p.203.

ЛеФевр и др. (Le Fevre O., Vettolani G., Garilli B., Tresse L., et al.), 2005 -- Astron. Astrophys., V.439, P.845-862. ван Лёювен и др. (van Leeuwen F., Evans D.W., Grennon M., Grossman V., and Perryman M.A.C.)б 2000 -- Astron. Astrophys., V.323, P.L61-L64.

Лууд Л. 1978 -- Публ.Тартусск.обс., т. 46, с. 55.

Лэни и Стоби (Laney C.D., Stobie R.S.), 1993 -- Mon.Not.Roy.Astron. Soc., vol.263, p.921.

Лэйв и др. (Law N.M., Kulkarni S.R, Dekany R.G. et al.), 2009 -- PASP submitted, = arXiv: 0906.5530v1 [astro-ph.IM] 30.06.2009]

Лэптон и др. (Lupton R.H., Gunn J.E. and Szalay A.S.), 1999 -- Astron.J., v.118, p.1406-1410.

Люк (Lucke P.B.), 1978 -- Astron.Astrophys., v.64,p.367.

Майолино и др. (Maolino R., Rieke G.H., and Rieke M.J.), 1996 -- Astron.J., v.111, No1, p.537-540.

Майолино и др. (Maolino R., Marconi A., Salvati M. et al.), 2001 – Astron.Astrophys., v.385, No1, p.28-36.

Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В., 1991 -- "'Поток солнечного излучения"'- М., Наука, 400 стр.

Макарова Е.А., Харитонов А.В., 1972 -- "Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная"- М., Наука, 288 стр.

МакКартни Э., 1979 -- Оптика атмосферы,-- М., Мир, 421 с.(E.J.McCartney, -- 1977 "Optics of the Atmosphere",--J.Wiley and Sons, NewYork, London, Sydney, Toronto).

Мак-Ки и Петросян (McKee C.F., Petrosian V.), 1974 -- Astrophys.J. vol.189, p.17-21.

Мак-Ки и Острайкер (McKee C.F., Ostriker J.P.), 1977 -- Astrophys.J. vol.218, p.148.

Мак-Клинток и др. (McClintock W., Henry R.C., et al.), 1978 -- Astrophys.J., v.225, p.465.

Мак-Нэлл (McNally D.), 1994 -- Observatory, vol.114, p.97.

Мак-Фазен и др. (McFadzean A.D., Hildith R.W., Hill G.), 1983 -- Mon. Not. Roy. Asron. Soc., vol.205, p.525.

Маку- Эрко и др. (Makau- Hercot D., Jamar C., Monfils A., Thompson G.I., Houziaux L., Wilson R.), 1978 -- "`Supplement to the Ultraviolet Bright Stars Spectrophotometric Catalogue"', ESA-SR-28, Paris, France.

Малюто и др. (Malyto V., Ostreicher M.O., Schmidt- Kaler Th.), 1997 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.286, P.500-512.

Манари и Кастелли (Munari U., Castelli F.), 2000 -- Astron. Astrophys. Suppl. ser., V.141, P.141.

Манари и Кастелли (Munari U., Castelli F.), 2001 -- Astron. Astrophys., V.366, P.1003.

Манари и др. (Munari U., Sordo R., Castelli F., Zwitter T.), 2005 -- Astron. Astrophys., V.442, P.1127-1134.

Манкон и Гонсалес (Mancone C.L., Gonzalez A.H.), 2012 – astro. ph/1205.0009v2.

Маннуччи и др. (Mannucci F., Basile F., Poggianti B.M., Cimatti A., Daddi E., Pozzetti L. and Vanzi L.), 2001 -- Mon.Not.Roy.Astron.Soc., vol.326, p.745-758.

Марастон (Maraston C.), 2003 -- ESO Workshop "Extragalactic globular cluster sysnems",Aug.27-30 2002, Munich, Germany,(M.Kissler- Patig, ed.), P.237- 238.

Марастон (Mararaston C.), 2005 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.362, P.799- 825.

Марканен (Markkanen T.), 1978 -- Astron.Astrophys., v.74, p.201.

Марочник Л.С. и Сучков А.А., 1984 -- "`ГАЛАКТИКА"'.- М.: Наука, 392 С.

Марти и др. (Murthy J., Wofford J.B., Henry R.C. et al.), 1989 – Astrophys.J., v.336, p.949.

Марти и др. (Murthy J., Walker H.J., Henry R.C.), 1992 -- Astrophys.J., v.401, p.574.

Мартин (Martin W.), 1994 -- Astron.Astrophys., vol.281, p.526.

Мартин и Уайтит (Martin P.G., Whittet D.C.B.), 1990 -- Astrophys.J., vol. 357, p.113.

Мартинс и др. (Martins L.P., Gonzalez- Delgalo R.M., Leitherer C., Cervino M., Hauschildt P.), 2005 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.358, P.49-65.

Мартинс и Коэльо (Martins L.P., Coelho P.), 2007 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.381, P.1329-1346.

Мартынов Д.Я., 1967 --"'Курс практической астрофизики"'- М., Наука, 536 стр.

Маршалл и др. (Marshall D.J., Robin A.C., Reyle C., Schultheris M., and Pfaund S.), 2006 -- Astronomy and Astrophys., V.453, P.635-651.

Масса и Сэведж, (Massa D., Savage B.D.), 1989 -- IAU Symp. 135 "Interstellar Dust", L.J.Alamandolla, A.G.G.M.Tielens (eds), Dordrecht, Boston, London, Kluver Acad. Publishers, p.3.

Маттеуччи (Matteucci F.), 2008 -- in Proc. of the 37th Saas-Fee Advances Course of Swiss Society for Astrophysics and Astronony "`The Origin of the Galaxy and the Local Group"', (E.Grebel, B.Moore, eds.),2008 = arXiv: 0804.1492v1[astro-ph].

Матис (Mathis J.S.), 1987 -- "`Exploring the Universe with the IUE, Ap.Space Sci. Library. vol.129"', p.517.

Матис (Mathis J.S.), 1990 -- Ann. Rev. Astron. Astrophys. v.28, p.37.

Матис и др. (Mathis J.S., Rumpl W., and Nordsiek K.H.), 1977 -- Astrophys. J. v.217, p.425.

Межесьи (Megessier C.), 1995 -- Astron. Astrophys., V.296, P.771-778.

Мейер (Meyer D.M.), 1990 -- Astrophys.J.(Let), vol.364, p.L5.

Мейер-Арендт (Meyer-Arendt J.R.), 1968 -- Appl. Opt., V.7, No 10, P.2081- 2084.

Мейштас и др. (Meistas E., Zdanavicius K., Straizys V., Gurklyte A.), 1975 – Bull.Vilnius obs., No 42, p.14-30.

Мельник и др.(Melnck C.J., Stauffer J.R., Ashby M.L.N. et al.), 2000 – Astrophys. J., V.539, P.L77-L85.

Мельников О.А., 1957 -- Изв. ГАО в Пулкове, Т.20, No 4(157), С.1-32.

Мендоса (Mendoza E.), 1967 – Bol. obs. Ton, Tac., v.4, p.114.

Мережин В.П., 2001 -- "Вега. Анализ и интерпретация данных наблюдений",-- Казань : Фэн, 2001, - 204 стр.

Миллер (Miller J.S.), 1968 -- Astrophys.J.(Let), vol.154, p.L57.

Миллер и Скало (Miller G.E., Scalo J.M.), 1979 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.41, P.513-547.

Миленз и др. (Mielenz K.D., Mavrodineanu R., and Cehelnik E.D.), 1975 – Appl.Opt., V.14, No 8, P.1940-1947.

Миронов А.В., 2008 --"'Основы астрофотометрии"'- М., Физматлит, 260 стр.

Монэ и др. (Monet D.M., Levine S.E., Canzan B. et al.), 2003 -- Astron. J., V.125, P.984-993.

Моос и др. (Moos H.W., Cash W.C., Cowie L.L., Ake T.B., Anderson B-G., Andrews J.P. et al.), 2000 -- Astrophys. J.(Let), V.538, P.L1- L6.

Моррисэ и др. (Morrissey P., Siminovich D., Barlov T.A et. al.), 2005 – Astrophys. J., V.619, P.L7.

Моррисэ и др. (Morrissey P., Conrow T., Barlov T.A et. al.), 2007 – Astrophys. J. Suppl. Ser., V.173, P.682-697.

Моро и Манари (Moro D., Munari C.R.), 2000 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.147, P.361-628.

Мур и Маршер (Moore E.M., Marsher A.P.), 1995 -- Astrophys.J., vol.452, p.671.

Мураками и др. (Murakami H., Bock J., Freund M.M. et al.), 1994 -- Astrophys. J., V.428, P.354-362.

Мураками и др. (Murakami H., Baba H., Barthel P. et al.), 2007 -- Publ. Astron. Soc. Japan, V.59, No SP2, P.S369-S376.

Мурмие (Mermillioid J.C.), 1992 -- Bull.Inf.Cent.Donnees stellaries, No 40, p.115.

Мэйдор и Фридмэн (Madore B.F., and Freedman, W.L.), 1991 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.103, No 667, P.933-957.

Мэйз Апелланиз (Maiz Apellaniz J.), 2006 – Astron.J., V.131, P.1184-1199.

Мэннингс и др. (Mannings V., Boss A.P. and Russell S.S., eds.), 2000 – Protostars and Planets IV, Univ.Aeizona Press, 1422 pp.

Мэрфи и Мескин (Murphy T., Meskin A.), 2004 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.351, P.1430-1438.

Мэси и др. (Masi S., Aquilini E., Boskaleri A., de Bernardis P., de Petris M., Gervasi M., Martinis L., Natale V., Palumbo P.,Scaramussi F.), 1995 – Astrophys.J., vol.452, p.253.

Мэсси и др. (Massey P., Strobel K., Barnes J.V., Anderson E.), 1988 – Astrophys. J., V.328, P.315-333.

Мэсси и Гронуэлл (Massey P., Gronwall C.), 1990 -- Astrophys. J., V.358, P.344-349.

Мюрей и др. (Muray J.J., Nicodemus F.E., Wunderman I.), 1971 -- Appl. Opt., V.10, No 6, P.1465-1468.

Натали и др. (Natali F., Natali G., Pompei E., Pedichini F.), 1994 – Astron.Astrophys., vol.289, p.756.

Никодемус (Nicodemus F.E.), 1970 -- Appl. Opt., V.9, No 6, P.1474-1475.

Никонов В.Б., Бондарь Н.И., Букач А.Б., 1988 -- Изв.Крымской астрофиз.обс., Т.79. С.111.

Никонов В.Б., 1953 -- Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., No 14, с.3-233.

Никонов В.Б., 1976 -- Изв.Крымской астрофиз.обс., т.54. с.3-23.

Нейгебауэр и др. (Neugebauer G., Habing H.J., van Duinen R., Aumann H.H. et. al.), 1984 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.278, P.L1-L6.

Некель (Neckel T.), 1967 -- Veroff. Lanessternwarte Heidelberg-Konigstuhl, Bd.19,S.1.

Некель и Кларе (Neckel T., Klare G.), 1980 -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.42, p.251.

Николе (Nicolet B.), 1982 -- Astron.Astrophys.Suppl, vol.47, p.199.

Нода и др. (Noda M., Matsumoto T., Matsura S., Noguchi K., Tanaka M., Lim M.A.), 1994 -- Astrophys. J., V.428, P.363-369.

Нэнди и др. (Nandy K., Thompson G.I., Jamar C., Monfils A., Wilson R.), 1975 -- Astron. Astrophys., vol.44, p.195

Нэнди и др. (Nandy K., Thompson G.I., Jamar C., Monfils A., Wilson R.), 1976 -- Astron.Astrophys., vol.51, p.63.

О'Доннел (O'Donnell J.S.), 1994 -- Astrophys.J., vol.422, p.158.

Оже (Oja T.), 1985 -- Astron. Astrophys. Suppl., vol.61, p. 331.

Онака и др. (Onaka T., Matsuhara H., Wada T., Fujishiro N. et al.), 2007 – Publ. Astron. Soc. Japan, V.59, No SP2, P.S401-S410.

Оук (Oke J.B.), 1990 -- Astron. J., V.99, N 5 , P.1621--1631.

Оук и Ганн (Oke J.B., and Gunn J.E.), 1983 -- Astrophys. J.., V.266, No 2, P.713-717.

Оук и Шилд (Oke J.B., and Schild R.E.) , 1970 -- Astrophys. J., V.161, P.1015-1023.

Оффнер и др. (Offner S.S.R., Clark P.C., Hennbelle P., Bastian N., Bate M.R., Hopkins P.F., Moraux E. and Whitworth A.P.), July 15-20, 2013 in "Protostars and Planets VI", Heidelberg, 19 May 2014 = arXiv 1312.5326v4, 24 pp.

Павлов А.В., 1974 -- Оптико-электронные приборы (Основы теории и расчета), - М., Энергия, 360 с.

Падоан и др. (Padoan P., Federrach C., Chabrier G., Evans N.J.II, Johnstone D., Jorgensen J.K., McKee C.F. and Nordlund A.) // in "Protostars and Planets VI", Heidelberg, July 15-20, 2013 = arXiv 1312.5365v1, 24 pp.

Пай Ичуан (Pei Yichuan C.), 1992 -- Astrophys.J., vol.395, p.130.

Паласиос и др. (Palacios A., Gebran M., Josselin E., Martins F., Pelz B., Belmas M., Lebre A.), 2010 -- Astron. Astrophys., 2010, V.516, A13.

Патоглу и Белл (Patoglou G. and Bell R.A.), 1994 -- Mon. Not. Roy. Astron Soc., V.268, No 3, P.793-815.

Панди и др.(PandeyA.K., MahraH.S., Sagar R.), 1990 -- Astron.J., vol. 99, p.617.

Папай и др. (Papaj J., Wegner W., Krelowski J.),1991 Mon.Not.Roy. Astron.Soc., -- vol.252, p.403.

Папай и Креловски (Papaj J., Krelowski J.), 1992 -- Acta Astron., vol.42, p.211.

Паренаго П.П., 1945 -- Астрон.ж., т.22, с.129.

Пареске (Paresce F.), 1984 -- Astron.J., vol.89, p.1022.

Парравано и др. (Parravano A., McKee C.F., and Hollenbach D.J.), 2011 – Astrophys. J., V.726:27(20pp.).

Паскаль и др. (Pascale E., Ade P.A.R., Bock J.J., Charin E.L. et al.), 2008 – Astrophys. J., V.681, P.400-414.

Паунд и др. (Pound M.W., Bania T.M., Wilson R.W.), 1990 -- Astrophys.J., vol.351, p.165.

Пелтье (Peltier R.), 2012 -- in XXIII Canary islands winter school of astrophysics (J. Falcon-Barroso, J.H.Knappen, eds.), 2012 = arXiv: 1210.2127 v1.

Пенпрайс (Penprase B.E.), 1992 -- Astrophys.J. Suppl., v.83, p.273.

Перри и Джонсон (Perry C.L., Johnson L.), 1982 -- Astrophys.J. Suppl., v.50, p.451.

Перри и др. (Perry C.L., Johnson L., Crawford D.L.), 1982 -- Astron.J., v.87, p.1751.

Перримэн и др. (Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., Hoeg E., Bastian U., et al.), 1997 -- "`The Hipparcos and Tycho Catalogues"', ESA SP -1200.

Персиваль и др. (Percival S.M., Salaris M., Cassisi S., Pietriferini A.), 2009 -- Astrophys. J., V.690, P.427.

Петринферни и др. (Petrinferni A., Cassisi S., Salsris M., Castelli F.), 2004 -- Astrophys. J. , V.612, P.168-190.

Петринферни и др. (Petrinferni A., Cassisi S., Salsris M., Castelli F.), 2006 -- Astrophys. J. , V.642, P.797-812.

Пиклз (Pickles A.J.), 1985 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.59, P.33.

Пиклз (Pickles A.J.), 1998 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.110, P.863.

Пиклз и Депань (Pickles A.J., and Depagne E.}, 2010 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.122, P.1437-1464.

Пилбратт (Pilbratt G.L., Riedinger J.R., Passfogel T., Crone G. et al.), 2010 -- Astron. Astrophys., V.518, P.L1-L6.

Питман и др. (Pitman K.M., Clayton G.C., and Gordon K.D.}, 2000 – Publ.Astron. Soc. Pacific, V.112, P.537-541.

Поглиш и др. (Poglish A., et al.),2010 -- Astron. Astrophys., V.518, L2 (12pp).

Попов С.Б. и Прохоров М.Е., 2007 -- Успехи физических наук, Т.177, No 11, С.1179- 1206.

Поток... , 1980 -- Поток энергии Солнца и его изменения, -- М., Мир, 558 с.

Поппель и др. (Poppel W.G.L., Marronetti P., Bengalia P.), 1994 – Astron.Astrophys., vol.287, p.601.

Потташ (Pottasch S.R.), 1996 -- Astron.Astrophys. vol.307, p.561.

Потташ С., 1987, -- "`Планетарные туманности (пер. с англ)"', -М.,Мир, 351 стр. ( Pottasch S.R. "`Planetary nebulae"' -- D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht - London – Lancaster, Holland, 1984.)

Прайс и др. (Price S.D., Paxson C., Engelke E., Murdock T.L., Kraemer K.E.), 2001 -- Astron. J. , V.121, No 5, P.2819-2842.

Прайс и др. (Price S.D., Paxon C., Engelke C., and Murdock T.L.), 2004 – Astron. J., V.128, P.889-910.

Прюгньель и Суберан (Prugniel P., Soubiran C.), 2001 -- Astron. Astrophys., V.369, P.1048- 1057.

Прюгньель и Суберан (Prugniel P., Soubiran C.), 2007 -- in IAU Symp. No 241= astro.ph/0703139.

Прюгньель и др. (Prugniel P., Soubiran C., Koleva M., LeBorgne D.), 2007 – astro.ph/0703658.

Пюже и Леже (Puget J.L., Leger A.), 1989 -- Annu.Rev.Astron. Astrophys., vol.27, p.161.

Пясковская -Фесенкова Е.В., 1955 -- Астрон. ж., Т.32, No 6, с.527-544.

Пясковская- Фесенкова Е.В., 1957 -- Исследование рассеяния света в земной атмосфере,-- М.: Изд-во АН СССР, 1957, 219 с.

Райнер и др. (Rayner J.T., Cushing M.C., Vacca W.D.), 2009 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, 2009, V...= arXiv:0909.0818v1

Райнер и др. (Rayner J.T., Toomey D.W., Onaka P.M., Denault A.J., Stahlberger W.E., Vacca W.D., Cushing M.C., Wang S.), 2003 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.115, P.362.

Райпурс и др. (Reipurth B., Jewitt D. and Keil K., eds.), 2007 –"Protostars and Planets V, Waikoloa, Hawii, Oktober 2005", Univ.Arizona Press, Tucson, 2007, 1024 pp.

Райтер и др. (Ryter C., Cesarsky C.J., Audouse J.), 1975 -- Astrophys.J., vol.198, p.103.

Рау и др. (Rau A., Kulkarni S.R, Law N.M. et al.), 2009 -- PASP submitted, 2009, = arXiv: 0906.5555v1 [astro-ph.IM]

Редфилд и Лински, (Redfield S., Linsky J.L.), 2008 -- Astrophys.J., vol.673, p.283-314.

Рейнман и Фридеман (Reinmann H.-G., Friedemann C.), 1991 – Astron. Astrophys., vol.242, p.474.

Риеке и Лебофски (Rieke G.H., Lebofski M.J.), 1985 -- Astrophys.J., vol.288, p.618.

Ризов Е.Ф., 1988 -- в кн. "Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп", -- Л.: Наука, с.99.

Рыбка (Rybka E.), 1963 -- Acta astron., v.13, No 3, p.169-178.

Роджерсон и др. (Rogerson J.B., Spitzer L., Drake J.F., Dressler K., Jenkins E.B., Morton D.S., York D.G.), 1973 -- Astrophys. J.(Let), V.181, P.L97- L102.

Родригес - Мерино и др. (Rodriguez-Merino L.H., Chavez M., Bertone E., Buzzoni A.), 2005 -- Astrophys. J., V.626, P.411- 424.

Роллинг и др. (Roelling T.L., Onaka T., McManon T.J., Tanabe T.), 1994 – Astrophys. J., V.428, P.370-376.

Рослунд и Ардеберг (Roslund C., Ardeberg A.), 1967 -- Arkiv Astron., vol.4, p.441.

Роч и др. (Roche N., Bernardi M., and Hyde J.),2009 -- Mon.Not.Roy. Astron. Soc., vol.398, p.1549-1562.

Рубан Е.В., Алексеева Г.А., Архаров А.А., Гаген-Торн Е.И., Галкин В.Д., Никанорова Т.Н., Новиков В.В., Пахомов В.П., Пузакова Т.Ю., 2006 – Письма АЖ, Т.32, С.672.

Рупрехт и др. (Ruprecht J., Balaz B., White R.E.), 1994 -- Bull.Inform. Centre donnees stellaries, No 45, p.83.

Руфенер (Rufener F.), 1964 -- Publ. l'Obs. de Geneve, Ser.A, v.16, fascicule 66, p.413-464.

Сагар и Панди (Sagar R., Pandey A.K.), 1989 -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.79, p.407.

Сантос и др. (Santos J.R.C.Jr., Alloin D., Bica E., Bonatto C.), 2002 -- IAU Symposium No 207 "Extragalactic Star Clusters" P.727.

Санчес- Блазкез и др. (Sanchez- Blazquez P., Peletier R.F., Jimenez-Vicente J. et al.), 2006 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.371, P.703-718.

Санчиси и ВанВерден (Sancisi R., VanVoerden H.), 1970 -- Astron. Astrphys., vol.5, p.135.

Сандфорд и др. (Sandford S.A., Pendleton V.J., Allamandola L.J.), 1995 – Astrophys.J., vol.440, p.697.

Сапожников Р.А., 1960 -- "Теоретическая фотометрия" - М.-Л-д, "Госэнергоиздат", 176 стр.

Саприцкий и др. (Sapritsky V.I., Khlevnoi B.B., Khorotchenko V.B., Lisiansky B.E., Mekhontsev S.N., Morozova S.P., Shapoval V.I., Samoilov L.N., Prokhorov A.V. and Zelner M.F.), 1996 -- "Blackbody sources for radiometry and radiation thermometry developed in VNIIOFI (Russa)", in

"6th Symposium on Radiometric Sensor Calibration, held in Utah, USA, 7-9 May 1996".

Сараджедини (Sarajedini A.), 1994 -- Astron.J., vol.107, p.618.

Сарычев А.П., 1968 -- в сб."Атмосферная оптика", М.,"Наука", с.154.

Сахнов и др. (Sahnow D.J., Moos H.W., Ake T.B., et al.), 2000 -- Astrophys. J.(Let), V.538, P.L7- L11.

Свидерскене (Sviderskene S.), 1988 -- Vilnus Bul., No 80, P.3-104.

Свингс (Swings J.-P., ed.), 1986 -- Highlights of Astronomy, v.7, as presented at the XIXth General Assembly of the IAU,1985 (Dordrecht, D.Reidel), 894 pp.

Свинярд и Клегг (Swinyard B.M., Clegg P.E.), 1996 -- Astron. Astrophys., V.315, P.L43-L48.

Сервиньо и Мак-Хесс (Cervino M., Mas-Hesse J.M.), 1994 -- Astron. Astrophys., V.284, P.749- 763.

Сервиньо и др. (Cervino M., Lurdiana V., Castander F.J.), 2000 -- Astron. Astrophys., V.360, P.L5- L8.

Сервиньо и др. (Cervino M., Gomez- Flechoao M.A., Castander F.J., Schaerer D., Molla M., Knodlseder J., Lurdiana V.), 2001 -- Astron. Astrophys., V.376, P.422- 433.

Сервиньо и др. (Cervino M., Valls- Gabaud D., Lurdiana V., Mas-Hesse J.M.), 2002a -- Astron. Astrophys., V.381, P.51.

Сервиньо и др. (Cervino M., Mas-Hesse J.M., Kunth D.), 2002b -- Astron. Astrophys., V.392, P.19- 31.

Сервиньо и Лурдиана (Cervino M., Lurdiana V.), 2005 -- Resolved Stellar Populations, ASP Conf. Ser. Vol. TBA/ Eds.D.Valls-Gabaud and M.Chavez, 2005 = astro-ph/0510411v1.

Серковски и др. (Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L.), 1975 – Astrophys.J., vol.196, p.262.

Серот-Рус и др. (Serote Roos M., Boisson C., Joly M.), 1996 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.117, P.93.

Сиз и Кроупа (Thies I., Kroupa P.), 2007 -- Astrophys. J., V.671, P.767.

Сильва и Корнелл (Silva D.R., Cornell M.E.), 1992 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.81, P.865.

Сильченко О.К., 2013 -- в кн. "`Галактики'"(ред-сост. В.Г.Сурдин), -- М.:ФИЗМАТЛИТ, -- с.311-361.

Симон (Simon G.W.), 1966 -- Astron.J. , V.71. No 3, P. 190-194.

Синкунеги и Маас (Cincunegui C., Mauas P.J.D.), 2004 -- Astron. Astrophys., V.414, P.699- 706.

Сирл и Роджерс (Searle L., Rodgers A.N.), 1966 -- Astrophys.J., vol.143, p.809.

Ситник Г.Ф., 1985 -- Исследование земной атмосферы по ореолам Солнца и Луны,- М., Изд-во Моск. ун-та, 118 с.

Ситон (Seaton M.J.), 1979 -- Mon.Not.Roy.Astr.Soc., v.187, p.73p.

Скало (Scalo J.M.)), 1986 -- Fundamental Cosmic Phys., V.11, P.1-278.

Скало (Scalo J.M.)), 1998 -- "`The Stellar Initial Mass Function"'(G. Gilmore< D.Howell, eds.),ASP Conf. Ser., Vol.142, P.201-236.

Сковилл и др. (Scoville N., Aussel H., Brusa M., et al., 22 authors altogether)), 2007 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.172, P.1-8.

Скрутски и др. (Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al.), 2006 – Astron. J., V.131, P. 1163- 1183.

Смарт (Smart W.), 1934 -- Mon.Not.Roy.Astron.Soc., v.94, p.839.

Смит и др.(Smith J.A. et al.), 2002 -- Astron.J. V.123. P. 2121-2144.

Снеден и др. (Sneden C., Gehrz R.D., Hackwell J.A., York D.G.,Snow T.P.), 1978 -- Astrophys.J., vol.223, p.168.

Сноу и др. (Snow T.P., York D.G., Welty D.E.), 1977 -- Astron.J.,vol.82, p.113.

Сноу и др. (Snow T.P., Allen M.M., Polidan R.S.), 1990 -- Astrophys.J., vol.359, p.L23.

Солпитер (Salpeter E.E.), 1955 -- Astrophys. J., V.121, P.161-167.

Содорски и др. (Sodorski T.D., Bennett C., Boggess N.,Dwek E., Franz B.A., Hauser M.G., Kessall T., Moseley S.H., Odegard N., Silverberg R.F., Weinlaud J.L.), 1994 -- Astrophys.J., vol.428, p.683.

Соугтон и др. (Soughton C., Lupton R.H., Bernardini M. et al.), 2002 – Astron. J., V.123, N 1, P. 485- 548.

Спинрад и Тейлор (Spinrad H., Taylor B.J.), 1969 -- Astrophys. J., V.157, P.1279.

Спинрад и Тейлор (Spinrad H., Taylor B.J.), 1971 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.22, No 193, P.445-484.

Спитцер Л., 1981 -- ``Физические процессы в межзвездной среде", М., Мир, 349 стр.

Старк и др. (Stark A.A., Bally J., Balm S.P. et al.), 2001 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, v.113, p.567.

Стасинска и др. (Stasinska G., Tylenda R., Acker A., Stenholm B.), 1992 – Astron.Astrophys., v.266, p.486.

Стейнлин (Steinlin U.W.). 1968 -- Z.f.Astrophys., Bd.69, p.276.

Стеркен К., ред. (Sterken Ch.,ed) -- // "The Future of Photometric, Spectrophotometric, and Polarimetric Standartization, Blankenberge, Belgium, 8-10 May 2006", = ASP Conf. Ser. No 364, 2007, 621 pp.

Стетсон, (Stetson P.B.), 1987 -- Publ.A.S.P.,v.99,p.191.

Сток Ю. (Stock J.), 1968 -- Vistas in Astron., v.11, p.127-146.

Стоун (Stone R.P.S.), 1974 -- Astrophys. J.., V.193, P.135-137.

Стоун (Stone R.P.S.), 1977 -- Astrophys. J.., V.218, No 2, P.767-769.

Стоун и Болдуин (Stone R.P.S., Baldwin J.A.), 1983 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.204, P.347-353.

Страйжис В.Л., 1977 -- "'Многоцветная фотометрия звёзд"'- Вильнюс, "Моклас", 312 стр.

Страйжис В., 1964 -- Бюл. Вильнюсск. обс., No 11, с.11.

Страйжис В., 1978 -- Бюл.Вильнюсск.обс., No 47, с.26.

Страйжис и Свидерскене, 1972 -- Бюл. Вильнюсск. обс., No 35, P.3-92.

Стрекер и др. (Strecker D.W., Erickson E.F., Witteborn F.C.), 1979 – Astrophys. J. Suppl., V.41, P.501-512.

Стрёмгрен (Stromgren B.), 1963 -- Basic Astron. Data (K.A.Strand, ed.), University of Chicago Press, P.123.

Стритцингер (Stritzinger M., Suntzeff N.B., Hamuy M., Challis P., Demarco R., Germany L., Soderberg A.M.), 2005 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.117, P.810-822.

Строунгилис и Болин (Srtongilis G.J., Bohlin R.C.), 1979 -- Publ. Astron. Soc. Pacific, V.91,N 540, P.205-213.

Сурдин В.Г., 2001 -- "Рождение звёзд"(3-е изд.), -М.:УРСС,- 264 стр.

Сэведж и Матис (Savage B.D., Mathis J.S.), 1979 -- Ann.Rev.Aston. Astrophys., v.17, p.73.

Сэведж и др. (Savage B.D., Massa D., Meade M., Wesselius P.R.), 1985 – Astrophys.J. Suppl., v.59, p.397.

Тарншек и др.(Turnshek D.A., Bohlin R.C., Williamson R., Lupie O., Koorneeff J.,Morgan D.),1990 -- Astron. J., V.99, N 4, P.1243- 1261.

Тверской П.Н., 1962 -- Курс метеорологии (физика атмосферы),-- Ленинград., Гидрометеоиздат, 700 с.

Тейлор (Taylor B.J.), 1984 -- Astrophys. J. Suppl.Ser., V.54, P.259.

Тейлор (Taylor B.J.), 2009 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.121, P.827.

Телло (Tello C.), 1994 -- Astron.J., vol.107, p.1381.

Терещенко В.М., 1999 -- Астрон. ж., Т.76, С.604.

Терикорпи (Teerikorpi P.), 1990 -- Astron.Astrophys., v.235, p.362.

Тернов И.М., Михайлов В.В., Халилов В.Р., 1980 -- "Синхротронное излучение и его применения"- М: Изд-во Моск. ун-та, 278 стр.

Тиленда и др. (Tylenda R., Acker A., Stenholm B., Kopper J.), 1992 -- Astron. Astrophys. Suppl., v.95, p.337.

Тиллер и др. (Thuiller G., Herse M., Labs D., Foujols T., Petermans W., Gillotay D.,Simon P.,Mandel H.),2003 -- Solar Phys., V.214, P.1.

Тинберген (Tinbergen J.), 1982 -- Astron.Astrophys., v.105, p.53.

Тинберген (Tinbergen J.), 1984 -- IAU Coll. No 81 ``Lockal Interstellar Medium", p.145.

Тинсли (Tinsley B.M.), 1968 -- Astrophys. J.., V.151, No 2, P.557-565.

Тинсли (Tinsley B.M.), 1972 -- Astron. Astrophys., V.20, P.383.

Тинсли (Tinsley B.M.), 1973 -- Astrophys. J.., V.186, P.35.

Тинсли и Ганн (Tinsley B.M., Gunn J.E.), 1976 -- Astrophys. J., V.203, P.52.

Тиффс и Попеску (ред.) (Tiffs R.J., Popescu C.C. - eds.), 5-9 September 2011 -- IAU Symp.No 284 "Spectral Energy Distribution of Galaxies", Preston,United Kingdom, Cambridge Univ. Press, 537pp.

Токунага и др. (Tokunaga A.T., et al.), 2002 – Publ.Astron. Soc. Pacific, V.117, P.421-426.

Торрес - Доджен и Уивер (Torres- Dodgen A.V., Weaver W.B.), 1993 – Publ.Astron. Soc. Pacific, V.105, P.693-720.

Трач и др. (Truch M.D.P., Ade P.A.R., Bock J.J., Charin E.L. et al.), 2008 – Astrophys. J., V.681, P.400-414.

Трюмплер (Trumpler R.J.), 1930 -- Publ.Astron.Soc.Pacif.,vol.42, p.267.

Тьюг (Tug H.), 1980a -- Astron. Astrophys., V.82, P.195.

Тьюг (Tug H.), 1980b -- Astron. Astrophys. Suppl.Ser., V.39, P.67.

Тьюг и др. (Tug H., White H.M., Lockwood D.L.), 1977 -- Astron. Astrophys., V.61, P.679-684.

Тьюг и Шмидт-Калер (Tug H., and Schmidt-Kaler T.) , 1982 -- Astron. Astropys., V.105, P.400-404.

Уайнскот и др. (Wainscoat R.J., Cohen M., Volk K., Walker H.L.,Schwartz D.E.) , 1992 -- Astrophys. J. Suppl., vol.83, p.111.

Уайт и др. (White R.L., Becker R.H., Gregg M.D., Laurent- Muehleisen S.A. et al.), 2000 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.126, P.133- 207.

Уайтит, (Whittet D.C.B.), 1987 -- Quart.J.Roy.Astron.Soc., vol.28, p.303.

Уайтит и ВанБреда, (Whittet D.C.B., van Breda J.G.), 1980 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., vol.192, p.467.

Уайтоук, (Whiteoak J.B.), 1966 -- Astrophys.J., vol.144, p.305.

Уилкин и др. (Wilking B.A., Lebofski M.J., Martin P.G., Rieke G.H.,Kemp J.C.), 1980 -- Astrophys.J., vol.235, p.905.

Уилкин и др. (Wilking B.A., Lebofski M.J., Rieke G.H.), 1982 --Astron.J., vol.87, p.695.

Уиппл (Whipple F.L.), 1935 -- Harvard Circ., No 404, P.1- 21.

Уитфорд (Whitford A.E.), 1958 -- Astron.J. vol.63, p.201.

Уолтер и Тэкони-Гарман (Walter W.H., Tacconi-Garman L.E.), 1992 -- Astrophys.J. Suppl., vol.80, p. 305.

Уомплер (Wampler E.J.), 1968 -- Astrophys.J. (Let), vol.154, p. L53.

Уолчер (Walther J., Groves B., Budavari T., Dale D.), 2011 -- Astrophys. Space. Sci, V.331, No 1, P.1-52.

Уорти (Worthey G.), 1994 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.95, P.107-149.

Уорти и др. (Worthey G., Faber S.M., Gonzalez J.J., Burstein D.), 1994 – Astrophys. J. Suppl. Ser., V.94, P.687.

Уранова Т.А., 1971 -- в кн. ``Практические работы по звездной астрономии'' по ред. П.Г.Куликовского, М., Наука, с.76.

Фабер (Faber S.M.), 1972 -- Astron. Astrophys., V.20, P.361-364.

Фанелли и др. (Fanelli M.N., O'Connell R.W., Burstein D., Chi-Chao Wu), 1992 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.82, P.197-245.

Фесенков В.Г., 1933 -- Астрон. ж., т. 10, No 3, с.249

Ферлет и др. (Ferlet R., Vidal-Madjar A., Gry C.), 1985 -- Astrophys.J., vol.298, p.838.

Ферни (Fernie J.D.), 1990 -- Astrophys.J. Suppl., vol.72, p.153.

Филип (Philip A.G.D.), 1973 -- IAU Symp No 52 ``Interstellar dust and related topic'', p.263.

Финлей и др. (Finley D.S., Koester D., Basri G.), 1997 -- Astrophys. J., V.488, P.375.

Фиок и Рокка- Вольмеранж (Fioc M., Rocca- Volmerange B.), 1997 -- Astron. Astrophys., V.326, P.950- 962.

Фиок и Рокка- Вольмеранж (Fioc M., Rocca- Volmerange B.), 1999 – astro.ph/9912179v1.

Фиориччи и Манари (Fioricci M., Munary U.), 2003 -- Astron. Astrophys., V.401, No 2, P.781-796.

Фитцжеральд (FitzGerald M.P.), 1968 -- Astron.J., vol.73, p.983.

Фитцпатрик и Масса (Fitzpatrick E.L., Massa D.), 1986 -- Astrophys.J., vol.307, p.286.

Фитцпатрик и Масса (Fitzpatrick E.L., Massa D.), 1988 -- Astrophys.J., vol.328, p.734.

Фитцпатрик и Масса (Fitzpatrick E.L., Massa D.), 1990 -- Astrophys.J. Suppl., vol.72, p.163.

Фишера и др. (Fischera J., Dopita M.A., Sutherland R.S.), 2003 -- Astrophys. J., V.599, P.L21-L24.

Флакс и др. (Fluks M.A., Pelz B., The P.S., De Winter D., Westerlund B.E., Stechman H.S.), 1994 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1994, V.105, P.311-336.

Фокс (Fox N.P.), 1991 -- Metrologia, V.28, No 3, P.197-202.

Франко (Franco G.A.P.), 1990 -- Astron.Astrophys., vol.227, p.499.

Фрезни (Fresneau A.), 1994 -- Astron.J., vol.108, p.629.

Фреркин и др. (Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R.W.), 1982 – Astrophys.J., vol.262, p.590.

Фриц -- Альвенслебен (Fritze- Alvensleben U.), 2000 -- ASP Conf. Ser., V.221, P.179-188.

Фриш и Славин (Frisch P.C., and Slavin J.D.), 2013 -- Earth Planets Space, V.65, P.175-182.

Фриш и Йорк (Frish P.C., York D.G.), 1983 -- Astrophys.J.(Let), v.271, p.L59.

Фукугита и др. (Fukugita M., Shimasaku K., and Ishikawa T.), 1995 – Publ.Astron. Soc. Pacific, V.107, P.945-958.

Фукугита и др. (Fukugita M., Ishikawa T., Gunn J.E. et al.), 1996 – Publ. Astron. Soc. Pacific, V.111, P.1748-1756.

Фумагалли и др. (Fumagalli M., Furniss A., O'Meara J., Prochaska J.K., Williams D., Farina E.), 2012 -- Astron. Astrophys.,V.545, P.A68.

Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., 1988 – "Спектрофотометрический каталог звезд (Справочник)",-- Алма-Ата: Наука,478 стр.

Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., 2011 – "Спектрофотометрический каталог звезд (3-е издание)",-- Алматы: Казак университети, 304 стр.

Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., Бойко П.Н., 1980 -- Астрон. ж., Т.57, No 2, С.287-295.

Харди (Hardie R), 1962 -- Astronomical techniques, ed.W.A.Hiltner, Chicago: The Univ.Press, chap.8. (Методы астрономии (перев. с англ.),В.Хилтнер,ред. М.,ИЛ, 1967, с.157.)

Хвостиков И.А., 1940 -- Успехи физических наук, Т.24, No 2, С.165-237.

Хе и др. (He L., Whittet D.C.B., Kilkenny D., Spencer Johnes J.H.), 1995 – Astrophys.J. Suppl., vol.101, p.336.

Хейес (Hayes D.S.), 1985 -- IAU Symp. No 111, P.225-252.

Хейес (Hayes D.S.), 1970 -- Astrophys. J., V.159, P.165.

Хейес и др., ред. (Hayes D.C., Pasinetti L.E., Davis Philip A.G., eds.), 1985 -- IAU Symposium No 111 "`Calibration of Fundamental Stellar Quantities"', held in Como (Italy), 24 -- 29 May 1984, 644 pp.

Хейес и Латам (Hayes D.C., and Latham D.W.) , 1975a -- Astrophys. J., V.197, P.587.

Хейес и Латам (Hayes D.S., Latham D.W.), 1975b -- Astrophys. J., 1975, V.197, P.593.

Хек и др. (Heck A., Egret D., Jashek M., Jashek C.), 1984 -- Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.57, P.213.

Хейзер (Heiser A.M.), 1977 -- Astron.J., vol.82, p.973.

Хейлес (Heiles C.), 1976 -- Astrophys.J., vol.204, p.379.

Хейлес и Клер (Heiles C., Cleary M.N.), 1979 -- Aust.J. Phys. Astrophys. Suppl., No 47, p.1.

Хербиг (Herbig G.H.), 1975 -- Astrophys.J., vol.196, p.129.

Хилдич и др. (Hilditch R.W., Hill G., Barnes J.V.), 1983 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., vol.204, p.241.

Ховард и др. (Howard J.N., Burch D.E., Williams D.W.), 1956 -- JOSA, vol.46, No 4, p.237-241.

Ховарт (Howarth A.D.), 1983 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., vol.203, p.301.

Хог и др., (Hoeg E., Fabricius C., Makarov V.V., Urban S., Corbin T., et al.), 2000 -- Astron. Astrophys., V.355, P.L27-L30.

Хог и др. (Hogg D.W, Baldry I.K., Blanton M.R., and Eisenstein D.J.), 2002 - astro.ph/0210394v1.

Хок и др. (Houck J.R., Roelling T.L., van Greve J., et al.), 2004 -- Astrophys. J. Suppl. Ser., V.154, P.18-24.

Холопов П.Н., 1981 -- ``Звездные скопления", -- М., Наука, 480 стр.

Хольмберг (Holmberg E.B.), 1974 -- Astron.Astrophys., vol.35, p.121.

Хргиан А.Х., 1986 -- Физика атмосферы,-- М., Изд.МГУ, 328 с.

Хэквелл и Герц (Hackwell J.A., Gehrz R.D.), 1974 -- Astrophys.J., vol.194, p.49.

Хэмай и др. (Hamuy A.R., Walker A.R., Suntzeff N.B., Gigoux P., Heathcote R., Phillips M.M.), 1992 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.104, P.533-552.

Хэмай и др. (Hamuy A.R., Suntzeff N.B., Heathcote R.,Walker A.R., Gigoux P., Phillips M.M.), 1994 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.106, P.566-589.

Цай и Мэтью (Tsai J.C., Mathews W.G.), 1995 -- Astrophys. J., V.448, P.84.

Церасский и др. (Cerasky C.J., Abergel A., Agnese P. et al.), 1996 -- Astron. Astrophys., V.315, P.L32-L37.

Чаби и др. (Csabai I., Connolli A.j., Szalay A.S., and Budavari T.), 2000 – Astron. J., V.119, P.69-78.

Чандрасекар и др. (Chandrasekhar T., Sahu K.S., and Desai J.N.), 1983 – Infrared Phys.,v.23, No 2,pp.119-120.

Чилингарян и др. (Chilingarian I.V., Melchior A.L., Zolotuckhin I.Yu.), 2010 – Mon. Not. Roy. Astron. Soc., = astro-ph/ 10002.2360.

Чози (Chiosi C.), 2007 – ASP Conf.ser., vol.374, p439-447.

Чугайнов П.Ф., 1971 -- в кн. "Методы исследования переменных звезд" (В.Б.Никонов, ред.), М., Наука, с. 117.

Шабрие (Chabrier G.), 2003 -- Publ.Astron. Soc. Pacific, V.115, P.763-796.

Шабрие (Chabrier G.), 2005 -- in "The Initial Mass Function 50 Years Later", (E.Corbelli, F.Palla and H.Zinnicker, eds.), Springer, Dordrecht, Astrophysics and Space Science Library, vol.327, P.41-50.

Шаерер и Вейк (Schaerer D., Vacca W.D.), 1998 – Astrophys. J., V.497, P.618.

Шаллер и др. (Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A.), 1992 – Astron. Astrophys. Suppl. Ser., V.96, P.269-331.

Шаров А.С., Архипова В.П., 1964 -- Сообщ. ГАИШ, 1964, N 130, с.3.

Шаров А.С., 1963 -- Астрон.ж., т.40, с.900.

Шарло (Charlot S.), 1996 -- ASP Conf. Ser., V.98, P.275-286.

Шарло и др. (Charlot S., Worthey G., Bressan A.), 1996 -- Astrophys. J., V.457, P.625-644.

Шейнер (Scheiner J.), 1899 -- Astrophys. J., V.9, No 3, P.149-150.

Шенберг (Schoenberg E.), 1929 --in "`Handbuch der Astrophysik. Band II/ Erste Hafte"'-Berlin, Verlag von J.Springer, S. 1 - 280.

Шехтер и др., (Schechter P.L., Avruch I.M., Caldwell J.A.R.,Keane M.J.), 1992 -- Astron.J., vol.104, p.1930.

Шибаи и др. (Shibai H., Yui M., Matsuhara H., Hiromoto N., et al.), 1994 – Astrophys. J., V.428, P.377-383.

Шилд и др. (Schild R., Petrson D.M., Oke J.B.), 1971 -- Astrophys. J., V.166, P.95.

Шиллер К. (Schiller K.), 1923 -- " Einfuhrung in das Studium der veranderlichen Sterne"- Leipzig:Verlag von A.Barth, 384 SS.

Шлафли и Финкбайнер (Schlafly J. and Finkbeiner D.P.), 2011 -- Astrophys. J., V.737, P.103.

Шлегель и др. (Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., and Davis M.), 1998 – Astrophys. J., V.500, P.525.

Шмидт (Schmidt M.),1958 -- Astrophys.J., vol.129,No2, p.243-258.

Шмидт-Калер и др., (Schmidt-Kaler T., Tug H., Buchholz M., Schlosser W.),1980 -- Astron.Astrophys. Suppl., vol.39, p.305.

Шойер (Scheuer P.A.G.), 1974 -- Mon. Not. Roy. Astron. Soc., V.166, P.513- 528.

Шул и Штенберг (Shull J.M., van Steenberg M.), 1985 -- Astrophys.J. vol.294., p.599.

Шульц и Вимер (Schultz G.V., Wiemer W.), 1975 -- Astron.Astrophys., vol.43,p.133.

Эдлен (Edlen B.), 1953 -- J. Opt. Soc. Am., V.43, No 5, P.339-344.

Эккер и др. (Acker A., Kooppen J., Stenholm B., Raytchev B.), 1991 – Astron.Astrophys. Suppl., vol.89, p.237.\label{bella}

Эмерсон (Emerson J.P.), 1994, -- "Stars formation and techniques in infrared and mm-wave astronomy. Lectures 5.EADN Predoctoral Astrophysics School.21 Sept.-2 Oct. 1992 ."(Berlin , Germany,), T.R.Ray, S.V.W.Becklin (eds). = Lecture Notes Phys., V.431, P.125.

Ээлсалу Х., 1967 -- Публ. Тартусск.обс. 1967, Т. 36, No 1-2. С. 92., Т.33, No 4, С. 296.

Янг (Young A.), 1974 -- in "Methods of Experimental Physics", V. 12A (Astrophysics, Optical and Infrared),ed. N. Carleton, (New-York, Academic Press), p. 123. Янг и др. (Young A.T., Genet R.M., Boyd L.J. et al.), 1991 -- Publ.A.S.P., V.103, P.221.

Янг и др. (Young A.T., Milone E.F., Stagg C.R.), 1996 -- Astron. Astrophys. Suppl., V.105, P.259.

Янсен и др. (Jansen R.A., Fabricant D., Franx M., Caldwell N.), 2000 – Astrophys. J. Suppl. Ser., V.126, P.331.

Научное издание

В. И. Бурнашёв, Б. А. Бурнашёва

Фотометрия и спектрофотометрия звёзд и галактик

Технический и художественный редактор
Е. В. Мажарова
Вёрстка и дизайн *В. А. Бибик*

Подписано в печать 17.02.2016
Формат 60x84/16
Усл. печ. л. - 22.2
Тираж 100 шт.
Заказ №

Издательство «Антиква»
295000, Российская Федерация, Республика Крым,
г. Симферополь, пер. Героев Аджимушкая 6, оф. 3,
тел.: (0652) 60-02-98, +79788913701 e-mail: antikva07@mail.ru

Типография ИП Гальцовой Н. А.
Российская Федерация, Республика Крым,
г. Симферополь, пгт. Аграрное, ул. Парковая 7, кв. 908

Белла Алексеевна и Владислав Иванович Бурнашёвы, - сотрудники Крымской астрофизической обсерватории РАН, специалисты в области звёздной фотометрии и спектрофотометрии, участники крупных проектов Обсерватории: создании астрофизической станции «АСТРОН», подготовке Чилийской астрофизической экспедиции АН СССР, проведении наблюдений и обработке результатов .

Разработчики и создатели фотометрической аппаратуры, применявшейся на разных телескопах КрАО, авторы каталогов и более сотни научных статей, две из которых в советское время были отмечены медалями ВДНХ (1973,1980 г). Созданный ими сводный спектрофотометрический каталог No III-3126, хранящийся в Центре звёздных данных (Страсбург, Франция), широко используется другими исследователями (до 1.5 тыс. запросов в месяц).

ISBN 978-5-9907857-2-4

9 785990 785724

ИЗДАТЕЛЬСТВО
АНТИКВА

ООО «АНТИКВА» 295000,
Российская Федерация,
Республика Крым, г. Симферополь,
пер. Героев Аджимушкая, 6, оф. 3,
тел.: +79780219280, +79788913701