

Лекция 1

Основные понятия, величины и формулы гетерохромной фотометрии.

Цель – ознакомление с особенностями восприятия оптической информации в астрономических наблюдениях.

Слово *фотометрия* в дословном переводе с греческого означает *измерение света*. В физике и в технике под термином *свет*, вполне естественно, понимается то электромагнитное излучение, которое воздействует на человеческий глаз. Источники излучения представляют собой естественные или искусственные тела, испускающие *лучистую энергию*, то есть энергию электромагнитного излучения. Большинство источников излучения испускают лучистую энергию на различных *частотах*. В качестве частотной характеристики электромагнитного излучения используются три физических параметра, связанные друг с другом. Это длина волны λ , частота излучения ν , и волновое число k . Частота и длина волны связаны известным соотношением через скорость света в вакууме $\nu = c/\lambda$. Типичная частота видимого света $(1-2) \cdot 10^{15}$ Гц. В качестве единиц, используемых для измерения длины волны могут применяться как системные величины, метры (*м*), сантиметры (*см*), микрометры (*мкм*) и нанометры (*нм*), так и популярная внесистемная единица *ангстрем* (\AA). $1 \text{\AA} = 0.1 \text{ нм}$. Волновое число это величина, обратная длине волны, выраженной в сантиметрах (см^{-1}).

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

Оптический диапазон излучения простирается от предела лаймановской серии (или даже немного за ним), т.е. от нескольких сотен ангстрем, до сотен микрометров. Объединение всего этого излучения в один диапазон оправдывается как однотипностью принципов его генерации, так и общностью методов его регистрации и преобразования. Изучение физических процессов, ответственных за образование этого излучения выходит за пределы нашего курса. Нас в основном будет интересовать, как измерить количество этого излучения, измерить *точно*, и что, собственно, из этих измерений можно получить для изучения звезд, звездных систем, туманностей и иных небесных объектов

В оптический диапазон входит невидимое ультрафиолетовое излучение с длиной волны менее 3800\AA , невидимое инфракрасное излучение с длиной волны более 7800\AA , и, конечно, узкая полоса собственно светового излучения, которое чувствует наш глаз. Если рассматривать глазом в окуляр спектр какого-либо яркого объекта, например, Солнца, то очень хорошо видно как на фоне цветной полоски лежат линии поглощения; при подходе к ультрафиолетовому пределу глаз начинает напрягаться и то ощущает кусочек спектра со знаменитыми линиями H и K CaII, то нет. За этими линиями глаз уже не ощущает света. Это предел чувствительности глаза (конечно, положение этого

предела — вещь индивидуальная!). Сходное ощущение испытывает глаз и со стороны красного, густо красного света, приближающего к 7700 \AA . При 8000 \AA уже никакой глаз не чувствует излучения. Но, и в области короче 3800 \AA , и в области длиннее 8000 \AA на излучение реагируют другие приемники, о которых мы будем говорить в нашем курсе.

Итак, если не оговорено особо, мы будем считать термины *свет*, *световое излучение* и *излучение* синонимами, понимая, что во всех случаях речь идет об электромагнитном излучении в оптическом диапазоне.

Глаз — это приемник излучения с нестрого заданной кривой спектральной чувствительности. На рисунке 1.1 показана чувствительность человеческого глаза в зависимости от длины волны. Это усредненные данные, полученные в результате экспериментов со многими людьми, и принятые раз и навсегда. Общая и спектральная чувствительность человеческого глаза различна в условиях яркого (дневного) и слабого (ночного) освещения. Это обусловлено наличием в сетчатке глаза различных светочувствительных и цветочувствительных элементов: *колбочек* и *палочек*. Колбочки обеспечивают способность глаза различать цвета. Палочки во много раз более чувствительны к свету, но нецветочувствительны. Русская пословица утверждает, что «ночью все кошки серы». Тем не менее, и дневной и ночной глаза реагируют на излучение довольно широкого спектрального диапазона. Максимумы дневного и ночного зрения заметно смещены. Для дневного глаза это $\approx 5550 \text{ \AA}$. Свет с такой длиной волны соответствует зеленому цвету, это цвет молодой травы, и одновременно, цвет максимума излучения Солнца. Именно наша звезда — Солнце, настроила дневную чувствительность глаза на максимум своего

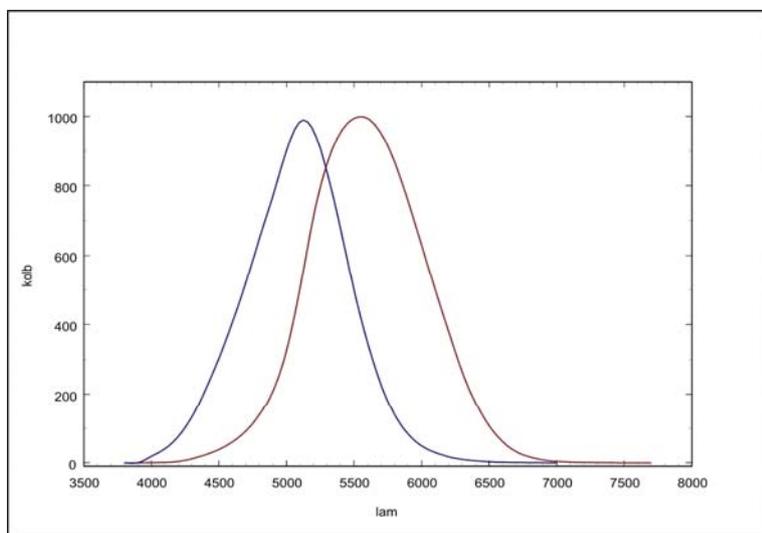


Рис. 1.1. Дневная и ночная кривые спектральной чувствительности человеческого глаза

излучения. Ночной глаз имеет чувствительность с максимумом $\approx 5130 \text{ \AA}$. Это уже скорее синий или, во всяком случае, явно сине-зеленый цвет.

Дневная зависимость чувствительности среднестатистического глаза от длины волны называется *относительной спектральной световой эффективностью* (в книгах, изданных ранее 1970 года, используется устаревшее название: *кривая видности*).

Важной частью оптического диапазона является

оптическое окно прозрачности земной атмосферы. Это окно ограничено с коротковолновой стороны ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$) поглощением молекулами озона, а с длинноволновой стороны ($\lambda > 9100 \text{ \AA}$) полосами поглощения водяного пара. Значительная часть методов и результатов измерения излучения звезд, рассматриваемая в этой книге относится к оптическому окну прозрачности.

Лекция 2

Основные задачи астротометрии

Цель лекции – выяснить основные задачи астротометрии, проблемы, возникающие в астрономических наблюдениях и пути их разрешения.

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

Во-первых, как и в древности, звездные величины совместно с координатами служат для целей ориентации и навигации. Только теперь речь идет не об ориентации на поверхности Земли, а об автоматической ориентации и навигации космических аппаратов. Автомат в космосе должен уметь, направив свои датчики в произвольный участок неба, отождествить звезды, попавшие в поле зрения и определить координаты этого участка. Сложность заключается в том, что, как правило, спектральная чувствительность бортовых датчиков сильно отличается от общепринятых в астрономии фотометрических полос. Чаще всего эта полоса сильно сдвинута в красную и инфракрасную область. А там ярчайшими звездами будут уже не голубые Сириус с Вегой, а Бетельгейзе и другие, более слабые в визуальной области, красные звезды. Астротометрия должна уметь по измерениям в одной части спектра предсказывать реакцию прибора на излучение звезд в любой другой полосе пропускания.

Чтобы решить эту проблему нужно справиться со второй важнейшей задачей астротометрии. Она заключается в том, чтобы на основе многоцветной фотометрии звезд восстановить распределение энергии в их спектрах. Если эта задача будет решена успешно, то фундаментальная астрофизика получит данные о температуре, светимости и химическом составе атмосферы звезды, а прикладная астрономия — звездную величину в любой наперед-заданной полосе реакции приемника. Задача восстановления распределения энергии в спектре по фотометрическим данным тесно связана с задачей спектральной классификации. С математической точки зрения спектральная классификация, выполняемая фотометрическими методами, относится к разряду некорректно поставленных задач. Для ее решения нужно многое знать о типичных спектрах звезд.

В последние годы на совершенно новые рубежи вышла астрометрия. В этой области астрономии масса достижений. Астрометрия на Земле и в космосе сумела получить около миллиона измерений точных положений и собственных движений ярких звезд и измерить точные параллаксы практически всех звезд, удаленных не более чем на 200 парсек от Солнца. Современная точность астрометрии — это примерно $0",002$ угловой секунды. На повестку дня выходят задачи получения астрометрических данных с погрешностями, не превосходящих $0",00001$ угловой секунды. Но, поскольку распространение света в любой среде, кроме абсолютного вакуума, зависит от длины волны, то эту задачу нельзя решить, если не располагать данными высокоточной многоцветной фотометрии.

И, наконец, остается еще одна важнейшая задача астротометрии: исследование изменений проходящего от звезды потока излучения со

временем. Изучение многочисленных и разнообразных эффектов переменности звезд было и остается крайне необходимым для понимания строения и эволюции звезд и звездных систем. В последнее время возникает все больше задач, требующих предельно высокой фотометрической точности. Это изучение радиальных и нерадиальных пульсаций звезд на разных гармониках, задачи астросейсмологии и многое другое.

Единицы измерения лучистой энергии.

Пусть имеется точечный источник излучения, т.е. такой источник, размеры которого пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием до него — звезда (см. рисунок 1.2). Если точечный источник излучения окружить со всех сторон воображаемой сферой радиуса R , то через поверхность этой сферы за интервал времени t будет проходить некоторое количество электромагнитного излучения W . За единицу времени через поверхность этой сферы пройдет количество лучистой энергии

$$L = W/t, \quad (1.1)$$

которое характеризует полную мощность электромагнитного излучения источника и называется в астрономии *светимостью звезды*. Чаще всего светимость выражают не в эргах в секунду или в ваттах, а в долях светимости какой-либо другой звезды, например, Солнца. Напомним, что светимость Солнца равна $3,8 \cdot 10^{33} \text{ эрг}/\text{с} = 3,8 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$.

Теперь рассмотрим какое-то выделенное направление. Выберем по этому выделенному направлению маленькую площадку на сфере, имеющую площадь S . Через эту площадку, которая видна из источника под телесным углом $\omega = S/r^2$, проходит малая доля излучения звезды dw . Если излучение источника изотропно, т.е. одинаково во всех направлениях, то $dw = LS/4\pi r^2 = L\omega/4\pi$. Мощность излучения, проходящего через площадку S (этой площадкой может быть зрачок глаза, объектив телескопа т.п.), называется *энергетическим потоком излучения* или просто *потоком излучения*. Размерность потока $\text{эрг}/\text{с}$ или Вт . Когда мы измеряем количество лучистой энергии, мы всегда измеряем именно поток.

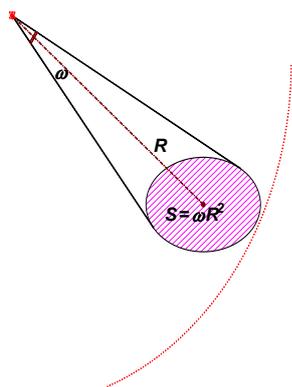


Рис.1.2. К определению основных световых величин.

Если поток излучения пересчитать на один стерадиан, т.е. умножить dw на отношение площади сферы в телесном угле 1 стерадиан (r^2) к площади рассматриваемой малой площадки, то такая мощность

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

называется *силой света*. Это та мощность лучистой энергии, которая распространяется по выделенному направлению, но пересчитана так, как будто она изотропно излучается источником в конус раствором в один стерадиан. Светимость и сила света являются характеристиками источника и не зависят от свойств приёмника излучения. Величина потока зависит как от свойств источника, так и от размера

входного отверстия приемника, а поскольку у разных приемников этот размер различен, (размеры зеркал телескопов разные и т.д.), то нужна единица, которая позволяла бы нам сравнивать мощности излучения, проходящего через площадки разной площади. Совершенно очевидно, что для этого нужно пересчитать количество излучения от общей площади S на единицу площади (см^2 , м^2 и т.п.). Количество излучения, приходящее в единицу времени на единицу площади называется *энергетической освещенностью* E :

$$E = \frac{dw}{S}. \quad (1.3)$$

Освещенность имеет размерность $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ или, если хотите, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Если имеются два точечных источника и один создает в вашем глазу (или на объективе вашего телескопа) освещенность E_1 , а другой — E_2 , то два с половиной логарифма этого отношения с отрицательным знаком исторически называется разностью звездных величин источников (1) и (2).

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

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

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

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

Формула Погсона играла важнейшую роль в астрофотометрии до тех пор, пока единственным приемником излучения являлся человеческий глаз. Но при появлении иных приемников выяснилось, что эта формула нам мало что дает. Энергетические потоки от наших источников — это совсем не то, что воспринимают наши конкретные приборы (фотопластинка, фотоэлемент и пр.), и нельзя сравнивать звездные величины, определённые с помощью разных приёмников. Все приёмники излучения являются *селективными*, т.е. реагируют не на полную энергию, а только на определенный диапазон электромагнитного излучения, причем одному и тому же количеству световой энергии, пришедшей в разных длинах волн, будут соответствовать разные отклики приёмника. Правда, существуют приёмники, которые реагируют именно на полную энергию. Они называются *болометрами*, воспринимают излучение очень широкого диапазона длин волн и для всех этих длин волн имеют примерно одинаковую чувствительность. Недостаток всех современных болометров прежде всего в том, что чувствительность их низка. Освещать такой прибор нужно достаточно сильным потоком, что далеко не всегда возможно при измерениях астрономических объектов. Селективные же приемники, начиная с глаза и кончая ПЗС, обладают весьма высокой чувствительностью. Глаз человека начинает ощущать свет уже тогда, когда в зрачок попадает несколько десятков квантов. Эмпирически установлено, что если за характерное для глаза время порядка $0,1 \text{ с}$ в зрачок глаза попадают несколько десятков квантов

видимого света, то глаз, хорошо адаптировавшийся к темноте, уже воспринимает этот поток как ощущение света. То же самое можно сказать о современных фотоэлектрических приемниках, о которых мы будем говорить в последующих главах.

На самом деле энергии E_1 и E_2 в формулах (1.4) и (1.5) суть энергии излучения, распределенные по всему спектральному диапазону. Если взять для некоторой определенной частоты или длины волны отношение потока излучения в узком интервале длин волн к ширине этого интервала, то получим *спектральную плотность энергетического потока*. Аналогично можно получить спектральную плотность силы света или освещённости. Спектральную плотность можно относить как к единице частоты, так и к единице длины волны. Иногда вместо термина «спектральная плотность» говорят об *удельном потоке* или *удельной освещенности*, но следует иметь в виду, что термины *спектральная плотность энергетической освещенности* и *спектральная плотность энергетического потока* приняты по ГОСТ. Для термина *спектральная плотность энергетической освещенности* часто применяют сокращение СПЭО и выражают эту величину в единицах СИ, т.е. в $\text{Вт}/\text{м}^3$ (мощность, отнесённая к единице площади и единице длины волны). В единицах такой размерности представлены данные в целом ряде звездных спектрофотометрических каталогов, в которых содержатся сведения о СПЭО, создаваемыми различными звездами на верхней границе земной атмосферы. Об этих каталогах мы будем говорить в дальнейшем.

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

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

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

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

Лекция 3

Спектральная чувствительность регистрирующего прибора. Понятия и терминология

Повторим еще раз, что наши измерения практически всегда проводятся с селективным приемником, который имеет чувствительность к определенному и достаточно широкому диапазону длин волн. Внутри этого диапазона селективный приемник имеет разную чувствительность к излучению с разными длинами волн. *Спектральная чувствительность* $s(\lambda)$ приемника излучения — это функция, которая связывает энергию излучения в данной длине волны и *отклик* $G(\lambda)$ приемника на это монохроматическое излучение. Откликом приемника могут быть самые разнообразные физические величины. Для человеческого глаза это психофизиологическая величина — ощущение. Для других приемников это вполне физическая величина. Для каждого приемника она своя. Для фотографической пластинки — это количество зерен почерневшего галоидного серебра. Для фотоэлемента или ФЭУ — это выходной электрический ток. Для приемника с внутренним фотоэффектом, например, для фотосопротивления, — это его проводимость и т.д. Спектральный отклик приёмника $G(\lambda)$ — физическая величина, возникающая на выходе приёмника под воздействием энергии излучения. Если последовательно освещать приёмник монохроматическими лучами разных длин волн, то в каждой длине волны можно измерить отношение отклика приемника к падающему потоку излучения. Зависимость этого отношения от длины волны и есть спектральная чувствительность приемника. Очень часто она представляется не в абсолютном виде (в эргах или ваттах), а в виде безразмерных относительных чисел, т.е. абсолютная спектральная чувствительность нормируется на значение в какой-либо характерной длине волны. Относительные спектральные чувствительности типичных приёмников излучения представлены в виде таблиц в большом количестве справочников.

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

На рис. 1.3 изображены четыре кривых реакции типичной многоцветной широкополосной фотометрической системы. В последующих лекциях мы

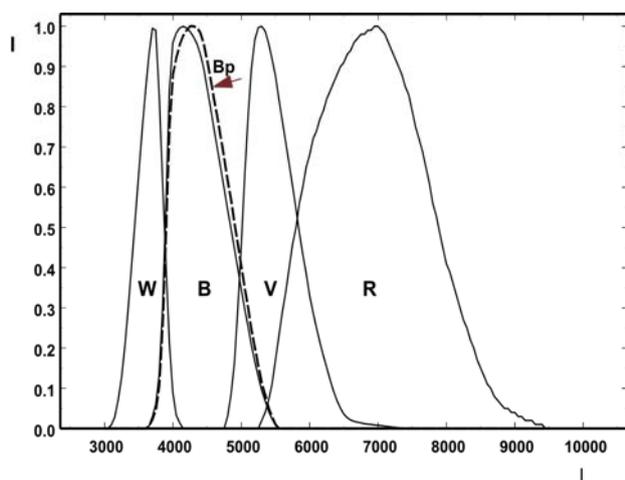


Рис. 1.3. Кривые реакции типичной многоцветной фотометрической системы *WBVR*.

подробно обсудим этот рисунок, а сейчас сосредоточим внимание только на одном факте: один и тот же приемник излучения, в данном случае фотокатод, имеющий чувствительность в области от 2500 Å до 9000 Å реагирует на свет в разных участках спектра, которые выделяются светофильтрами. Участки спектра, выделяемые из области спектральной чувствительности светочувствительного приёмника однотипными светофильтрами в сочетании со спектральной чувствительностью этого приёмника, называются *фотометрическими полосами*. Выбирая фотометрическую полосу, мы грубо определяем участок спектра, излучение от которого будет измерять наш прибор. Как правило, фотометрическая полоса определяется двумя параметрами: средней длиной λ_{cp} волны и полушириной $\Delta\lambda$. Средняя длина волны фотометрической полосы, заданной кривой реакции $R(\lambda)$ определяется по формуле

$$\lambda_{\text{cp}} = \frac{\int R(\lambda)\lambda d\lambda}{\int R(\lambda)d\lambda} \quad (1.7)$$

где $R(\lambda)$ — кривая реакции регистрирующего прибора. Поскольку функция $R(\lambda)$ имеет, как правило, один максимум, то можно по обе стороны от него определить значения длины волны, в которых значения $R(\lambda)$ равны половине максимального. Расстояние по шкале длин волн между этими значениями является полушириной $\Delta\lambda$.

Кривые реакции, показанные на рис.1.3 — это кривые реакции фотометра, с помощью которого был сделан каталог фотометрических характеристик ярких звезд, выполненный группой исследователей ГАИШ МГУ в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории во второй половине 1980-х годов. Тянь-Шаньские фотометрические полосы *W*, *B*, *V* и *R* похожи на классические полосы *U*, *B*, *V* и *R*, введённые знаменитым американцем Гарольдом Джонсоном.

Есть еще один важный эффект, который доставляет нам немало хлопот, еще один светофильтр, который поставила нам сама природа. Этот весьма селективный фильтр — спектральное пропускание земной атмосферы. Хорошо, если наблюдения проводятся с борта космического аппарата. Однако очень часто ещё приходится работать с поверхности Земли, и поэтому необходимо знать и уточнять на момент измерений функцию *спектрального пропускания*

земной атмосферы $p(\lambda)$. Кроме того, что эта функция представляет собой сложную зависимость от длины волны, она зависит ещё и от толщи воздуха, которую проходит свет. Минимальная толща в зените (при зенитном расстоянии $z = 0$) принимается за единицу *атмосферной (или воздушной) массы* $M(z)$. График типичной функции *спектрального пропускания земной атмосферы в зените* на уровне моря $p_0(\lambda)$ показан в главе 6 на рис. 6.16. Если отойти от зенита на некоторое расстояние, то, в первом приближении, зенитную функцию следует возвести в степень воздушной массы

$$p[\lambda, M(z)] = [p_0(\lambda)]^{M(z)}. \quad (1.8)$$

Произведение функции спектральной чувствительности светоприемника на функции пропускания всех светофильтров, включая, если требуется, земную атмосферу, мы будем называть *инструментальной кривой реакции* регистрирующего прибора и обозначать через $T'(\lambda)$. Буква T (начальная буква в английском слове total — весь; общий, суммарный) символизирует то, что в эту функцию включены все селективные искажающие эффекты.

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

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

Термин *фотометрическая система* употребляется в двух смыслах. Во-первых, как синоним понятия кривая реакции (одноцветная фотометрическая система) плюс нуль-пункт, и, во-вторых, как набор нескольких кривых реакции в нескольких фотометрических полосах (многоцветная фотометрическая система) в совокупности со своими нуль-пунктами в каждой из этих полос. Многоцветные фотометрические системы позволяют приблизительно оценить функцию распределения энергии в спектре. Некоторые дополнительные требования к определению фотометрической системы мы рассмотрим в главе 8.

Состав функции $T'(\lambda)$ можно представить как суперпозицию нескольких спектральных функций следующим образом

$$T'(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot o(\lambda) \cdot \varphi_i(\lambda) \cdot [p(\lambda)]^{M(z)} \quad (1.9)$$

Здесь $\varepsilon(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника, $o(\lambda)$ — спектральное пропускание оптики телескопа, $\varphi_i(\lambda)$ — спектральное пропускание светофильтра с номером i . Смысл верхнего штриха в обозначении $T'(\lambda)$ мы разберем далее в разделе 7 настоящей главы. Произведение функций, зависящих только от свойств аппаратуры, будем в дальнейшем обозначать символом $R' = \varepsilon(\lambda) \cdot o(\lambda) \cdot \varphi_i(\lambda)$

Лекция 4

Гетерохромная звездная величина

Если вычислить свертку функции распределения энергии в спектре $E(\lambda)$ с функцией инструментальной кривой реакции $T'(\lambda)$, то, в предположении о линейности нашего приёмника излучения, получим величину, пропорциональную полному отклику G регистрирующего прибора.

$$G = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) T'(\lambda) d\lambda. \quad (1.10)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, а λ_1 и λ_2 — границы области спектральной чувствительности приемника. Отметим, что в формуле (1.10) смело можно считать, что $T'(\lambda)$ — относительная кривая реакции. В самом деле, она отличается от абсолютной только тем, что в каждой точке нормирована (разделена) на постоянное число, а именно: на свое значение в некоторой характерной длине волны (например, на значение в максимуме). Можно считать, что этот постоянный множитель уже вынесен из под знака интеграла и включен в коэффициент пропорциональности k .

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

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{G_1}{G_2} = -2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2(\lambda) T'(\lambda) d\lambda} \approx -1,086 \ln \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_1(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_2(\lambda) T'(\lambda) d\lambda}. \quad (1.11)$$

Заметим, что коэффициенты пропорциональности k сократились.

Выражение (1.11) является определением разности *гетерохромных звездных величин*.

Если в пределах интервала (λ_1, λ_2) функции $E_1(\lambda)$ и $E_2(\lambda)$ являются константами, т.е. не зависят от длины волны, то их можно вынести из под знака интеграла; тогда интегралы в числителе и знаменателе сокращаются и формула (1.11) приобретает точно такую же форму, что и формулы (1.4) и (1.5). В частности, часто можно считать, что в пределах узкого интервала $\lambda \pm \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda \rightarrow 0$, функция распределения энергии в спектре постоянна. Поэтому формулы (1.4) и (1.5) являются одновременно определением разности *монохроматических звездных величин*.

Представим себе, что для одной из двух звезд, разность величин которых задает формула (1.11), нам известна ее звездная величина, соответствующая фотометрической полосе, заданной кривой реакции $T'(\lambda)$. Пусть, для определенности это звезда с номером 2. Такую звезду уместно назвать *стандартом*. Тогда значение отклика на вторую звезду вместе с известной величиной m_2 зададут нам некую константу

$$const = m_2 + 2,5 \lg G_2. \quad (1.12)$$

$$m_1 = -2,5 \lg G_1 + const. \quad (1.13)$$

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

Стандарту мы всегда **приписываем** звездную величину. Именно это сделал Гиппарх во 2 веке до н. э. При создании современных фотометрических систем делается то же самое. Определяется процедура, которая позволяет той или иной звезде или группе звезд приписать аксиоматически (выдумать из головы!) некое число и сказать, что это число — звездная величина стандарта. Величина стандарта совместно с измеренным отсчетом задает нам константу в формуле (1.12). Когда в дальнейшем изложении неоднократно будет упоминаться, что звездная величина есть интеграл от произведения функции распределения энергии этой звезды и кривой реакции аппаратуры плюс константа, мы всегда будем понимать, что для определения такой константы нам нужен стандарт. Тогда можно на этот стандарт навестись, измерить его с помощью фотометра, получить отклик и вычислить эту константу.

Лекция 5

Достоинства и недостатки фотографической фотометрии

В данной лекции обсуждаются вопросы, связанные с применением в астрономии и в астрофотометрии фотографических методов. Фотография, конечно, не самый современный способ регистрации световых потоков от звезд. Однако, астрономами получено и в обсерваториях хранится огромное количество фотографического материала, поэтому нельзя оставить этот вопрос без обсуждения. Итог нашего обсуждения проблем фотографической фотометрии сведен в таблицу 3.7.

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

Таблица 3.7. Достоинства и недостатки фотографического метода.

Преимущества	Основные недостатки
Только фотография даёт возможность регистрировать излучение небесных светил одновременно с большой площади.	Фотография обременена большим количеством систематических и случайных фотометрических ошибок, в том числе: <ul style="list-style-type: none"> • практически невозможно учесть макро- и микро- неоднородности чувствительности (и спектральной чувствительности) по полю; • кривые спектральной чувствительности принципиально являются неопределенными (зависят от почернения).
Фотопластинка обладает большой информационной емкостью (не менее 100 мегабайт)	
В настоящее время имеются только фотографические данные, позволяющие составлять исходные	Почернение можно измерить с точностью лучше 1%, но ошибка фотографической звездной величины в стандартной фотометрической системе достигает нескольких десятков

каталоги для больших наземных и космических обзоров	процентов.
---	------------

Фотопластинка обладает большой информационной емкостью. Размер ее элемента разрешения составляет несколько микрон; это величина того же порядка, и быть даже меньше размера пикселя на ПЗС матрице. Даже для крупнозернистых эмульсий размер элемента разрешения около 20 *мкм*, что вполне сравнимо с размером пикселя большинства матриц. Но ПЗС матрицы пока имеют размер 10 – 20 *мм*, а пластинки могут быть размером 30х30 *см* и даже 40х40 *см*. В стеклянных библиотеках многих обсерваторий мира хранится гигантское количество фотопластинок. Информация в них пока «заморожена», она есть, но извлечь её оттуда трудно.

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

Сравнение результатов фотографической и фотоэлектрической фотометрии показывает, что, хотя почернение на пластинке можно определить достаточно точно, неопределенности процедур калибровки и перевода в стандартную фотометрическую систему приводят к сильному нарастанию ошибки. В результате мы теряем точность измерения почернения и получаем ошибку в десятые доли величины. Разумеется, нельзя пренебрежительно относиться к таким высоким фотометрическим ошибкам фотографического метода. В целом ряде случаев у нас ничего другого нет, а фотография есть и будет. Сомнительно, чтобы в будущем астрономы продолжали получать большое количество новых астрономических фотопластинок, но те снимки, которые есть, ещё очень пригодятся при различных обзорных работах.

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

Лекция 6

Приборы и устройства фотоэлектрической фотометрии.

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

Приборы фотоэлектрической фотометрии работают на основе внутреннего или внешнего фотоэлектрического эффекта. Под воздействием излучения из некоторых веществ эффективно освобождаются электроны. Если эти электроны выходят из вещества в окружающее пространство (внешний фотоэффект), то их можно собрать электрическим полем и превратить в электрический ток (фототок), который, в свою очередь, можно точно измерить. Если эти электроны только освобождаются из внешних оболочек атомов и остаются внутри вещества (внутренний фотоэффект), то при этом изменяются электрические свойства вещества (проводимость фоторезистора, ток фотодиода), и величину таких изменений также можно точно измерить. Возникающий электрический сигнал отражает воздействие излучения, приходящего от избранного небесного объекта. Таким образом, фотоэлектрический метод, по сравнению с фотографией обладает тем колоссальным недостатком, что регистрирует в данный момент излучение от одного и только одного объекта. Однако электрофотометрия обладает бесспорным достоинством: линейным характером связи отклика и энергии излучения.

Внешний фотоэффект характеризуется строгой пропорциональностью между количеством упавшей лучистой энергии и величиной преобразованного из этой энергии электрического сигнала. Внутренний фотоэффект требует меньшей энергии фотонов, чем внешний. Это определяет более длинноволновую спектральную область чувствительности приемников. Внутренний фотоэффект линеен только в области слабых сигналов (10^{-6} – 10^{-7} вт), но это требование выполняется при астрономических измерениях. Например, от Веги,— ярчайшей звезды северного неба,— телескоп с зеркалом диаметром 1 м собирает в визуальном участке спектра в спектральной полосе

шириной 1000 \AA световой сигнал мощностью порядка 10^{-8} вт . При таком уровне сигнала внутренний фотоэффект почти также линеен, как и внешний.

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

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

Рассмотрим схему классического фотоэлектрического фотометра (см.

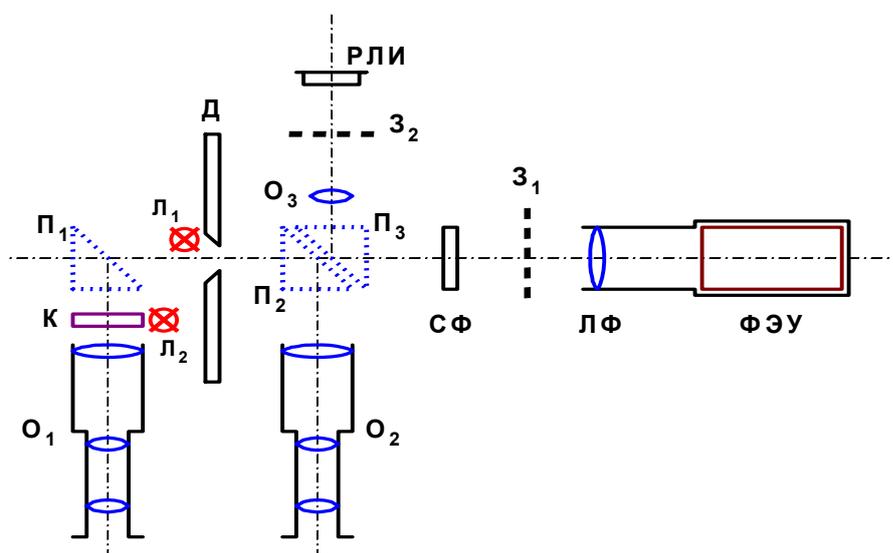


Рис. 4.1. Схема классического одноканального фотоэлектрического фотометра.

рисунок
4.1)

При работе с фотоэлектрическим фотометром необходимо выделить из участка звездного неба одну звезду. Для этого в фокальную плоскость телескопа устанавливается диафрагма $Д$. Микрометренными (тонкими) движениями телескопа относительно его осей нужно добиться того, чтобы изображение звезды «провалилось» в диафрагму. Свет, прошедший через диафрагму, проходит далее через светофильтр $СФ$, обуславливающий в основном положение спектральной полосы пропускания. В одноканальных фотометрах набор светофильтров располагается либо в движущейся линейке, либо на вращающейся турели. После светофильтров свет должен попасть на светоприемник, которым обычно является фотоумножитель ($ФЭУ$). Перед фотоумножителем обязательно располагается линза $ЛФ$ — так называемая линза Фабри.

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

Прежде всего, отметим еще два, вообще говоря вспомогательных, но чрезвычайно нужных при наблюдениях устройства: это *подсмотры*, которые по мере необходимости вводятся в световой пучок или выводятся из него. *Передний* или *внешний* подсмотр позволяет увидеть общее поле, в котором находится измеряемая звезда. Перемещаемое наклонное плоское зеркальце или призма полного внутреннего отражения $\mathbf{П}_1$ может вводиться в световой пучок, и тогда появляется возможность через окулярную трубку $\mathbf{О}_1$ непосредственно посмотреть в телескоп. В поле зрения, находится крест $\mathbf{К}$, изображенный на стеклянной пластинке и подсвечиваемый лампочкой $\mathbf{Л}_2$ с торца этой пластинки. Юстировками необходимо добиться того, чтобы при введенном зеркале внешнего подсмотра изображение звезды находилось точно на кресте, а при выведенном — находилось бы строго в центре диафрагмы.

Лекция 7

Образование электронно-дырочного перехода. Контактная разность потенциалов. Ширина р-п-перехода. Барьерная емкость.

Целью лекции является изучение явлений на границе раздела полупроводников с различным типом проводимости и основных характеристик р-п-перехода.

Изложение материала начинается с описания диода с р-п - переходом, который является не только основным блоком для построения полупроводниковых интегральных микросхем, но и представляет собой полноправный многофункциональный полупроводниковый прибор. Следует отметить, что р-п - переход является основой не только в выпрямительных, высокочастотных, импульсных, параметрических, туннельных, лавинно-пролетных диодах, но и в фотодиодах и солнечных элементах, причем последние развиваются в настоящее время опережающими темпами. Поэтому анализ работы полупроводникового диода служит двум целям: во-первых рассматривается как данный прибор работает, а во-вторых, материал дается так что его в дальнейшем можно обобщить и использовать для объяснения работы биполярных и полевых транзисторов - активных элементов интегральных микросхем.

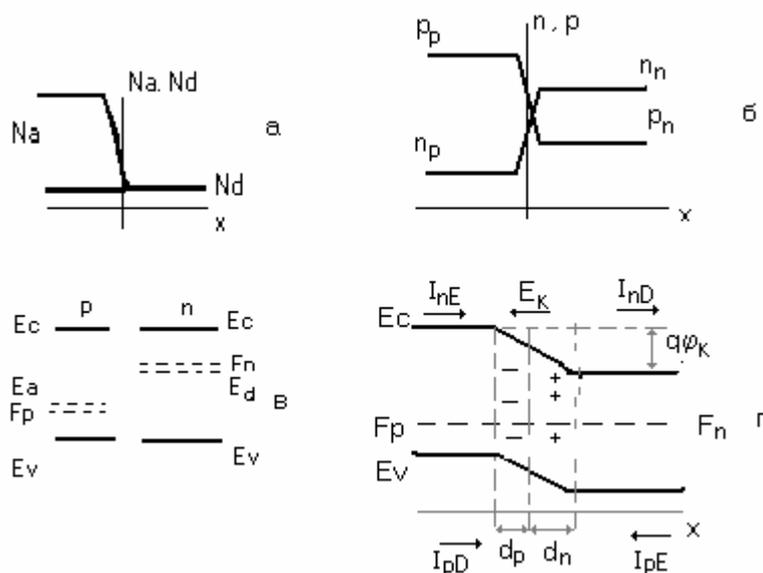


Рис.1. Образование р-п перехода при введении акцепторной примеси в электронный полупроводник: а – распределение примесей; б – распределение носителей заряда; в – энергетическая схема р- и п-полупроводников; г – энергетическая схема равновесного состояния р-п перехода

Основное характерное свойство полупроводникового диода в первом приближении можно сформулировать так: он пропускает ток только в одном направлении. Но механизм такого явления не является простым. Чтобы объяснить его а также другие свойства диода необходимо ознакомиться с основными полупроводниковыми материалами, характером переноса носителей заряда в полупроводниках р- и п - типа как в условиях термодинамического равновесия, так и при его нарушении, например при приложении внешнего напряжения.

Лекция 8

Теория электронно-дырочного перехода

Инжекция и экстракция неосновных носителей заряда. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода с широкой базой при малых уровнях инжекции. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода с широкой базой при больших уровнях инжекции. Вольт-амперная характеристика p-n-перехода с узкой базой при малых уровнях инжекции. Цель лекции – изучение вышеуказанных явлений и характеристик.

Если к p-n-переходу приложить внешнее напряжение U в направлении, совпадающем с направлением контактной разности потенциалов, т.е. плюс источника тока соединить с n-областью, а минус – с p-областью, то высота потенциального барьера увеличится на величину qU для электронов, переходящих из n-области в p-область, и дырок, переходящих из p-области в n-область (для основных носителей). При этом равновесие нарушается и уровень Ферми смещается на величину qU вверх (рис.2.2а).

Если у контактов n-и p-областей с металлом созданы невыпрямляющие антизапорные слои и они достаточно удалены от p-n-перехода, толщина p- и n-областей не очень велика, концентрация основных носителей заряда значительно превышает концентрацию собственных носителей, то можно считать, что всё падение приложенного напряжения происходит на p-n-переходе. Если к p-n-переходу приложить внешнее напряжение в направлении, противоположном контактной разности потенциалов, т.е. плюс источника соединить с p-областью, а минус с n-областью, то потенциальный барьер уменьшится на величину qU для основных носителей заряда (рис.2.2б). При этом равновесии нарушается и уровень Ферми смещается на величину на величину qU вниз.

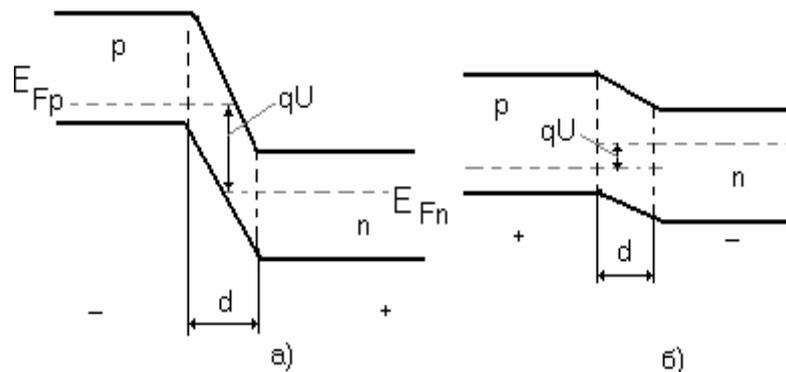


Рис.2. Изменение высоты потенциального барьера p-n переходов при приложении обратного (а) и прямого (б) напряжения

Лекция 9

Вольт-амперная характеристика идеального и реального р-п перехода. Гетеропереходы

Целью лекции является изучение отличий ВАХ реального диода от идеального а также основных характеристик гетеропереходов.

Выпрямляющее свойство р-п- перехода получило практическое применение в устройстве полупроводниковых плоскостных выпрямительных диодов, используемых в разнообразных выпрямительных схемах. Вольт-амперная характеристика плоскостного диода несколько отличается от характеристики идеального р-п-перехода. Отличие прямой ветви вольт-амперной характеристики плоскостного диода обусловлено тем, что при выводе уравнения ВАХ не учитывались генерации и рекомбинации в обедненном слое, а также распределённое сопротивление базы диода. Рекомбинация возрастает с увеличением прямого напряжения и зависит также от наличия ловушек в запрещённой зоне. С увеличением прямого напряжения прямой ток вначале экспоненциально возрастает, а затем, начиная с конкретного напряжения $U = \varphi_k$, растёт почти линейно. Это объясняется тем, что при больших прямых токах внешнее напряжение значительно превышает контактное φ_k на р-п- переходе, и прямой ток определяется в основном сопротивлением материала диода.

Значение обратного тока в плоскостных диодах больше, чем теоретическое, и возрастает при увеличении обратного напряжения. Это объясняется наличием поверхностной проводимости р-п- перехода и термогенерацией носителей в запирающем слое перехода. При некотором критическом значении обратного напряжения $U_{кр}$ обратный ток резко возрастает, так как возможны предпробойные явления и пробой р-п-перехода вследствие ударной ионизации и большого тепловыделения за счёт роста обратного тока. Тепловой пробой характеризуется наличием участка отрицательного дифференциального сопротивления на обратной ветви вольт-амперной характеристики.

Анализируя контакт металл-полупроводник при различных соотношениях работы выхода электронов из металла и полупроводника, показывается в каком случае образуется невыпрямляющий (омический) контакт, а в каком случае – выпрямляющий (барьер Шотки). Приводятся особенности процессов в диодах Шотки и области их применения.

Далее рассматривается энергетическая зонная диаграмма гетероперехода и обосновывается характерная особенность гетеропереходов – свойство односторонней инжекции носителей заряда. Показывается перспектива использования гетеропереходов для улучшения характеристик полупроводниковых приборов и создания новых приборов.

Лекция 10

Вольт-амперная характеристика р-п-перехода с рекомбинацией и генерацией носителей в слое объемного заряда

Цель лекции – изучение генерационно-рекомбинационных процессов в переходе и их влияние на характеристики диодов.

Обратный ток реальных диодов существенно превышает ток I_0 , определяемый теорией Шокли: где I_0 получено без учета генерационно-рекомбинационных процессов в переходе. Такое допущение оправдано только в случае очень тонких переходов, которые на практике встречаются редко. Составляющую обратного тока, обусловленную процессом генерации электронно-дырочных пар в переходе, называют током термогенерации. Ток термогенерации можно определить из следующих соображений. Процессы генерации и рекомбинации протекают во всех частях диода - как в обедненном слое перехода, так и в нейтральных n- и p-областях. В равновесном состоянии скорости генерации и рекомбинации носителей заряда одинаковы, поэтому результирующие потоки носителей отсутствуют. С приложением к диоду обратного смещения толщина обедненного слоя будет возрастать. В результате обедненный слой будет дополнительно обедняться свободными носителями заряда. Дефицит свободных носителей заряда замедлит процессы рекомбинации в переходе, в результате равновесие сдвинется в сторону генерации и избыточные генерируемые носители будут перебрасываться полем перехода в нейтральные области: дырки в n -область, электроны в p-область. Эти потоки образуют ток термогенерации, на величину которого будет возрастать обратный тепловой ток. Если принять, что концентрации основных носителей заряда в n - и p - областях равны, а также равны диффузионные длины и время жизни неосновных носителей заряда: $n_{n0} = p_{p0} = n_0$, $L_p = L_n = L_0$, $\tau_n = \tau_p = \tau_0$, то отношение тока термогенерации I_G к тепловому I_0 можно получить в виде

$$\frac{I_G}{I_0} = \frac{n_0 d}{n_i L_0} \quad (1)$$

Из (1) видно, что составляющая обратного тока, обусловленная генерацией, будет возрастать:

- с возрастанием n_{n0} , p_{p0} (с увеличением степени легирования);
- с уменьшением диффузионной длины носителей заряда L , (с уменьшением времени жизни τ);
- с возрастанием толщины p-n -перехода d ;
- с уменьшением n_i , (с возрастанием ширины запрещенной зоны E_g).

Если для германия задаться параметрами: $d = 10^{-6}$ м, $\rho = 0,02$ Ом м, $\tau_0 = 10^{-6}$ с, $n_i = 10^{19}$ м⁻³, $E_g = 0,72$ В, то $I_G = 0,1 I_0$.

При тех же условиях для кремния, имеющего $E_g = 1,2$ эВ и $n_i = 10^{19}$ м⁻³, $I_G = 3000 I_0$, т.е. для кремния, имеющего большую ширину запрещенной зоны, чем германий, ток термогенерации будет основной составляющей обратного тока.

Лекция 11

Переходные процессы в p-n - переходе.

Цель лекции – анализ переходных процессов в p-n - переходе.

При протекании прямого тока через переход происходит инжекция неосновных носителей заряда. При достаточно высоких уровнях инжекции концентрация неосновных носителей заряда будет существенно больше равновесной. Неравновесные носители накапливаются преимущественно в области базы диода и рекомбинируют в ней не сразу. Поэтому в первый момент при переключении напряжения с прямого на обратное (рис. 1, а),

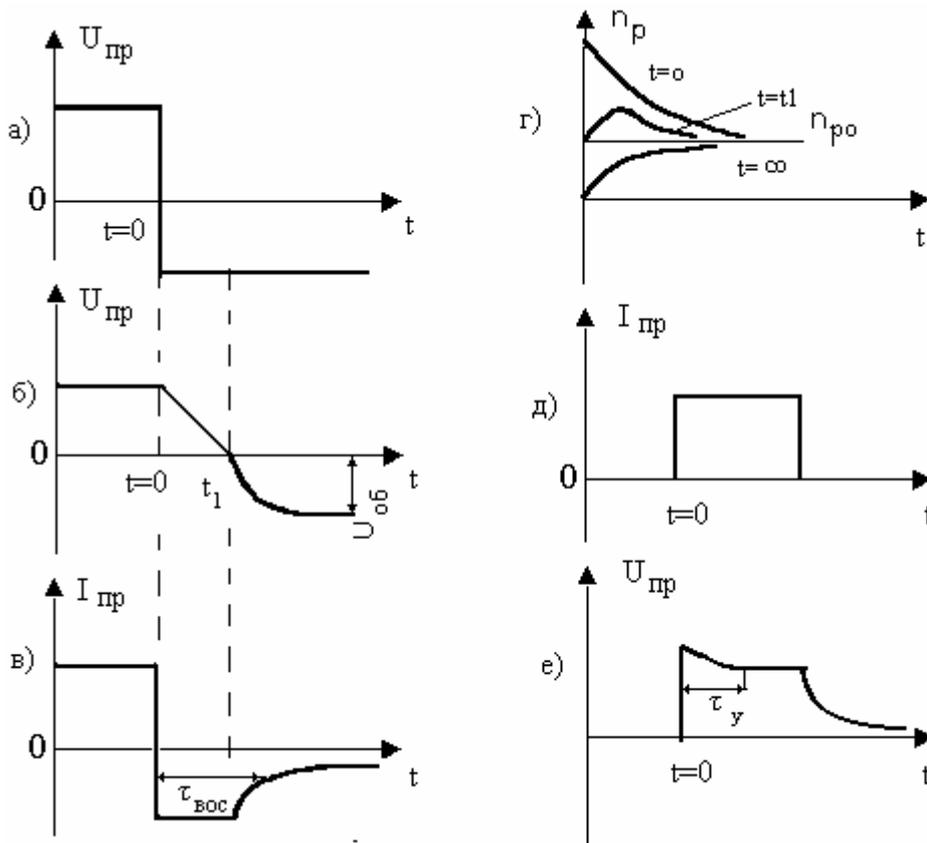


Рис.1. Переходные процессы в p-n - переходе. Изменения при переключении:

а - напряжения, приложенного к диоду; б - напряжения на переходе; в - тока через переход; г - распределение неосновных носителей заряда в p- области базы; д - токового импульса, выданного на диод; е - напряжения на переходе.

накопленные неосновные носители заряда будут возвращаться в обратном направлении; электроны в n-область, а дырки в p-область, создавая при этом обратный ток, который может значительно превосходить статический ток насыщения I_0 . Обратный ток с течением времени снижается и достигает значения статического тока насыщения I_0 после того, как концентрация неосновных носителей заряда станет равновесной за счет возвращения их через переход и рекомбинации.

Лекция 12 Пробой p-n - перехода

Изучение явления пробоя в диодных структурах является целью данной лекции.

Под пробоем перехода понимают резкое возрастание тока в нем при больших обратных напряжениях (Рис.1).

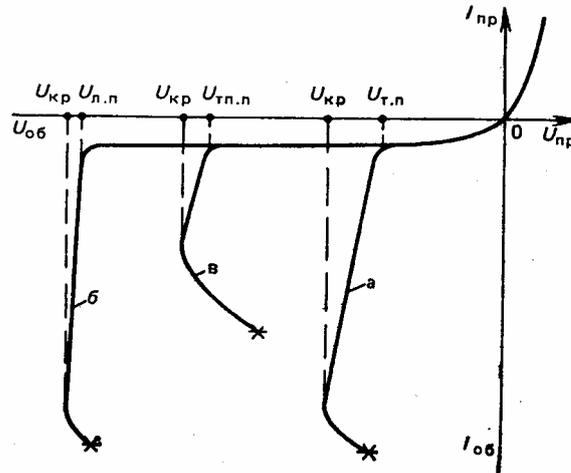


Рис.1. Обратные ветви ВАХ при туннельном (а), лавинном (б) и тепловом (в) пробоях. ($U_{т.п}$, $U_{л.п}$, $U_{тп.п}$ - напряжения туннельного, лавинного и теплового пробоев соответственно; $U_{кр}$ - критическое напряжение пробоя, при котором наступают необратимые структурные изменения перехода)

Существуют три основных вида пробоя: туннельный, или зеннеровский, лавинный, и тепловой. Туннельный и лавинный пробои связаны с увеличением напряженности поля в переходе. Тепловой пробой обусловлен возрастанием рассеиваемой в переходе мощности и соответствующим повышением температуры. На туннельном и лавинном пробое основан принцип работы таких полупроводниковых приборов, как стабилитроны, лавинно-пролетные диоды, лавинные транзисторы и др.

Туннельный пробой в обратносмещенном переходе связан с туннелированием носителей заряда сквозь тонкий потенциальный барьер. При этом наблюдается резкая зависимость тока пробоя от обратного напряжения (кривая а на рис.2.8). Если переход достаточно тонкий, то уже при небольшом обратном смещении возникает поле с напряженностью достаточной для туннельного эффекта: для германия $E_{тп} = 10^7$ В/м, для кремния $E_{тп} = 10^8$ В/м.

Лавинный пробой происходит в достаточно толстых переходах при высоких обратных напряжениях, когда возникает ударная ионизация и лавинный процесс умножения носителей заряда. Носители заряда, ускоренные полем перехода, при $L_n \ll d$ и $L_p \ll d$, приобретают энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей нейтральных атомов кремния. В результате такой ионизации рождается электронно-дырочная пара и процесс ударной ионизации продолжается.

Лекция 13

Полупроводниковые диоды

Целью лекции является изучение основных типов диодов и областей их применения. Выпрямительные диоды. Стабилитроны. Импульсные, высокочастотные и СВЧ – диоды. Диоды с накоплением заряда. Диоды Шоттки. Варикапы и параметрические диоды. Шумы в полупроводниковых диодах. Действие радиации на характеристики диодов. Математические модели диодов.

Диоды способны выполнять в схемах различные функции: выпрямления переменного тока, управляемого реактивного сопротивления, детектирования сигналов, модуляции, генерирования СВЧ-колебаний и др. Функционирование диодов основано на ряде явлений, протекающих в полупроводниках, нелинейности ВАХ p-n - перехода, пробое p-n - перехода, туннельном прохождении носителей заряда сквозь p-n - переходы, нелинейности реактивного сопротивления p-n - перехода, фоточувствительности, лавинно-пролетных эффектах и т. д.

Функциональные возможности диодов непрерывно расширяются на основе использования известных и новых явлений в твердых телах.

Выпрямительный, или силовой, диод - прибор, предназначенный для выпрямления переменного тока. Кроме того, их применяют в цепях управления и коммутации, для развязок в электрических цепях, ограничения выбросов напряжений в цепях с индуктивными элементами, а также во всех цепях, где необходимы вентиляемые элементы и не предъявляются жестких требований к временным и частотным параметрам. По типу применяемого материала выпрямительные диоды подразделяют на германиевые и кремниевые. Наибольшее распространение получили кремниевые диоды как в дискретном, так и в интегральном исполнении. В кремниевых выпрямительных диодах обратные токи на несколько порядков меньше, а допустимые обратные напряжения существенно выше, чем в германиевых (у кремниевых диодов до 2000 В, у германиевых до 400 В).

Рабочие температурные диапазоны кремниевых диодов находятся в пределах - 60 - +125 °С, германиевых — 60- + 85 °С. Невысокий верхний предел рабочей температуры германия обусловлен тем, что при $T > 85$ °С тепловая генерация носителей заряда становится настолько высокой, что происходит резкое возрастание обратного тока и эффект выпрямления практически исчезает. Однако несмотря на перечисленные преимущества кремниевых диодов, германиевые диоды целесообразнее применять в выпрямительных устройствах низкого напряжения. У германиевых диодов прямая ветвь ВАХ значительно круче, чем у кремниевых, в результате при одинаковом токе нагрузки значение сопротивления германиевых диодов в прямом направлении будет в полтора-два раза меньше, чем в кремниевых. Следовательно, и потери мощности, рассеиваемой в германиевом диоде, будут в полтора-два раза меньше, чем в кремниевом.

Лекция 14 Туннельные диоды

Использование туннельного эффекта в диодах – цель лекции.

В туннельных диодах носители заряда проходят сквозь потенциальный барьер за счет туннельного эффекта. Такое прохождение возможно, когда в области барьера создается сильное электрическое поле $E \approx 10^6$ В/см. Реальным созданием такого поля является формирование р-п - перехода с узкой областью объемного заряда. Для этого необходимо сильное легирование р- и п- областей. Как будет показано ниже, легирование должно быть настолько большим, чтобы полупроводник становился вырожденным. В этом случае уровень Ферми располагается в разрешенной зоне (в зоне проводимости для полупроводника n - типа и в валентной зоне для полупроводника р- типа). Обычно вырождение наступает при концентрации д примесей $10^{18} - 10^{19}$ см⁻³, при этом ширина области объемного заряда $d \sim 10^{-6}$ см, т. е. в этом случае реально получить поля, при которых наступает туннелирование, при напряжении на переходе ~ 1 В.

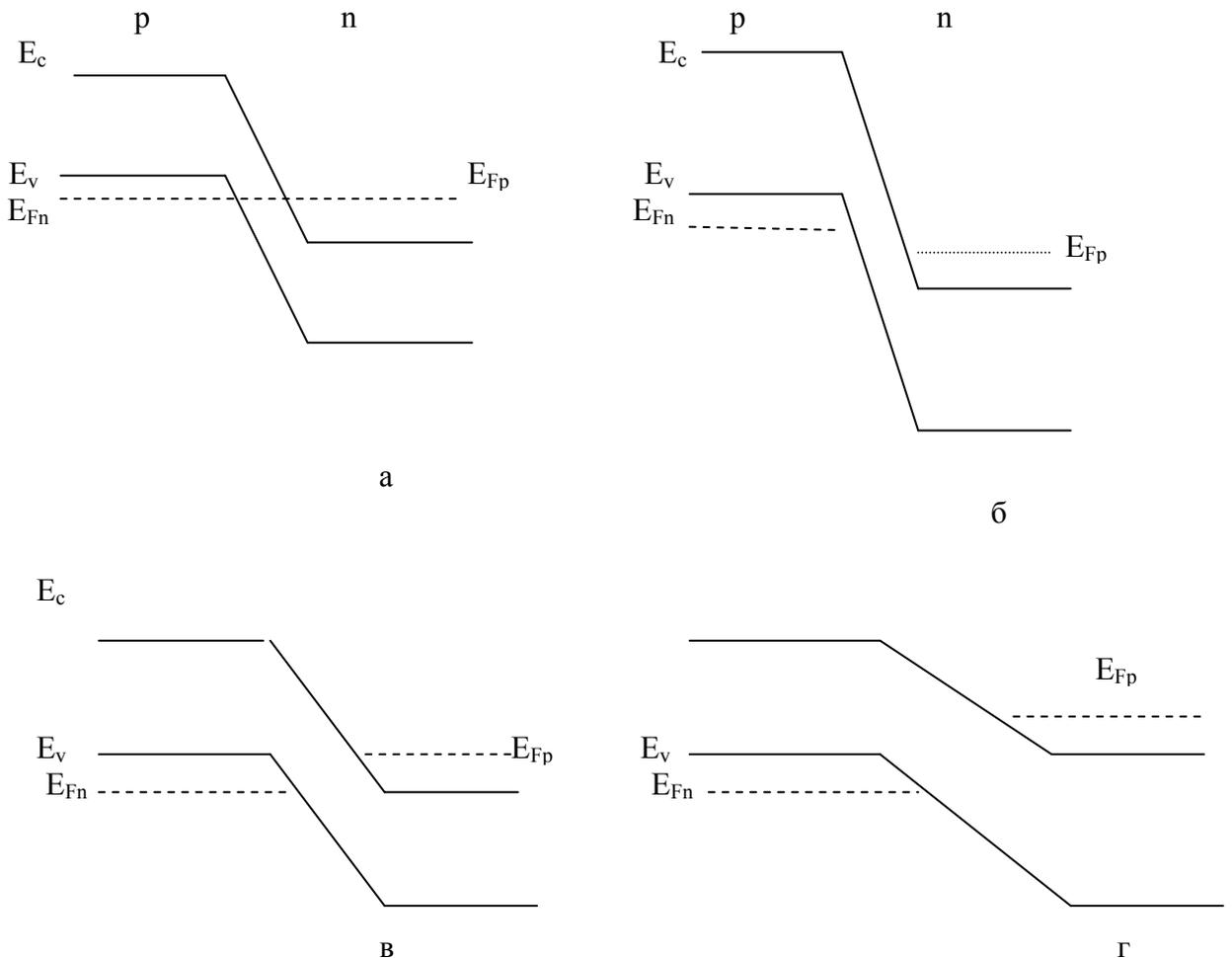


Рис.1. Энергетическая диаграмма р-п- перехода двух вырожденных полупроводников в состоянии равновесия (а), при напряжении в прямом (в, г) и обратном (б) направлениях.

Лекция 15

Лавинно-пролетные диоды

Лавинно-пролетный диод (ЛПД) – прибор, принцип действия которого основан на возникновении в диапазоне СВЧ отрицательного динамического сопротивления, вызванного процессами лавинного умножения носителей заряда и их пролетом через n/n структуру.

ЛПД являются одними из самых мощных твердотельных источников СВЧ диапазона (миллиметровые волны). Недостаток – высокий уровень собственных шумов, вызванный процессами лавинного умножения носителей заряда и необходимость тщательной настройки цепей с ЛПД для их стабильной работы. Обратное сопротивление в ЛПД, в отличие от ТД, появляются только на высоких частотах и не наблюдаются на статистической ВАХ. Появление обратного сопротивления в ЛПД вызвано временным запаздыванием процессов лавинного умножения и пролета носителей заряда, приводящим к фазовому сдвигу между током и напряжением. Лавинное запаздывание определяется конечными временами нарастания и прекращения лавинного процесса $t_{3н}$ и $t_{3к}$, а пролетное запаздывание – конечным временем прохождения области дрейфа $t_{пр}$.

Импульс тока лавинного умножения сдвигается относительно вызванного импульса напряжения. Задержки начала и конца лавины $t_{3н}$ и $t_{3к}$ связаны с тем, что носители заряда в поле приложенного импульса не сразу приобретают энергию, достаточную для ионизации и не сразу теряют ее после снижения напряжения до $U_{об} < U_{лп}$.

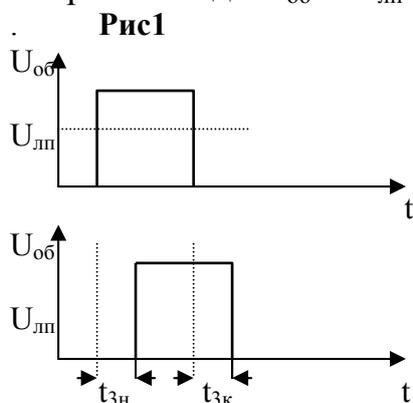


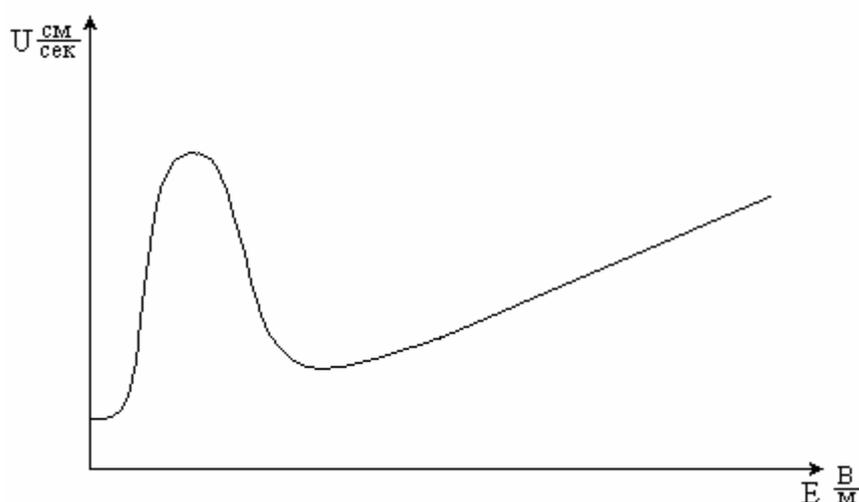
Рис.1 иллюстрирует в общем случае появление динамического ОС при различных временах запаздывания t_3 тока относительно вызвавшего его напряжения. При $t_3=0$ динамическое обратное сопротивление отсутствует. Полное динамическое ОС, наблюдаемое на всем протяжении периода, появляется когда $t_3=t/2$. В этом случае возрастанию напряжения соответствует спад тока, а уменьшению напряжения – возрастание тока. При динамическом ОС движение носителей заряда происходит в тормозящем переменном электрическом поле. При $t_3=t/4$ и $t_3=3t/4$ динамическое ОС наблюдается только на протяжении половины периода, чередуясь через четверть периода с положительными сопротивлениями.

Лекция 16 Диод Ганна

Диоды Ганна, как твердотельные генераторы токов в диапазоне СВЧ находят очень широкое применение в разнообразнейших устройствах благодаря своим несомненным преимуществам: легкости, компактности, надежности, эффективности и др.

Со времен своего появления диоды Ганна неоднократно совершенствовались. Шло повышение рабочих частот, приводящее к соответственному уменьшению размеров кристалла; принимались различные меры по увеличению КПД диодов и их выходной мощности.

Эффект, применяемый в диодах Ганна, проявляется в особом классе полупроводниковых веществ – многодолинных полупроводниках. Чаще всего диоды Ганна изготавливаются на основе арсенида галлия (GaAs), и других соединений АЗВ5. Арсенид галлия – двухдолинный полупроводник, имеющий разность энергий между долинами в 0,36 Эв. При этом, из-за различия эффективных масс в разных долинах, зависимость скорости электронов от величины приложенного поля такова:



Это происходит в силу того, что электроны, набирая начальную скорость, находятся в нижней долине, где их эквивалентная масса мала. При некотором значении энергии электроны начинают попадать во вторую долину, теряя при этом 0,36 Эв энергии. Кроме того, в верхней долине их эквивалентная масса велика, поэтому они ускоряются полем значительно медленнее, чем в нижней.

Диод Ганна работает в импульсном режиме, когда активизируется его отрицательное дифференциальное сопротивление. Для этого в теле полупроводника возле катода создается область повышенного легирования, излучающая порции (сгустки) электронной плазмы. При этом электроны концентрируются благодаря эффекту Ганна, и сгусток устремляется к аноду, вызывая во внешней цепи импульс тока.

Принцип действия биполярных транзисторов

Структура транзистора. Распределение стационарных потоков носителей. Схемы включения и режимы работы.

Транзистор - усилительный полупроводниковый прибор. При всем многообразии типов и выполняемых функций транзисторы прежде всего являются усилительными приборами с различными принципами усиления сигналов электромагнитной природы. Усилительными называются приборы, способные усиливать электрическую мощность. Приборы, усиливающие только ток или напряжение, к числу усилительных не относятся. Например, трансформатор усиливает ток за счет напряжения или напряжение за счет тока, но не усиливает мощность, поэтому он не является усилительным прибором.

Принцип работы усилительного прибора основан на изменении его активного или реактивного сопротивления под воздействием сигнала малой мощности.

В общем случае простейший усилитель состоит из усилительного прибора с изменяемым сопротивлением R_n , источника сигнала мощностью $P_c = P_{вх}$, нагрузки с сопротивлением R_n , и источника питания (рис.2.13). В предельном случае, когда под воздействием слабого сигнала мощностью $P_{вх}$, сопротивление усилительного прибора изменяется в пределах от $R_n = \infty$ до $R_n = 0$, ток в нагрузке будет изменяться от $I_n = 0$ до $I_n = U_{и.п.}/R_n$, а мощность, выделяемая в нагрузке, $P_{вых}$ - от $P_{вых} = 0$ до $P_{вых} = U_{и.п.}^2/R_n$.

Мощность, выделяемая в нагрузке, поступает в нее от источника

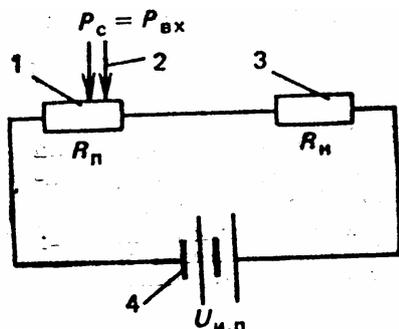


Рис.2.13. Схема усилительного устройства:

1 - усилительный прибор с сопротивлением R_n ; 2 - источник сигнала мощностью $P_c = P_{вх}$; 3 - нагрузка с сопротивлением R_n ; 4 - источник питания с напряжением $U_{и.п.}$.

питания. Усилительный прибор за счет изменения своего сопротивления под воздействием слабого сигнала усиливает (изменяет) значение мощности, поступающей от источника питания в нагрузку. При этом должно соблюдаться условие $P_{вых} > P_{вх}$.

При создании усилительных приборов в качестве сигналов, изменяющих сопротивление, могут использоваться различные физические процессы.

Лекция 18

Статические и динамические характеристики биполярных транзисторов
Статические характеристики транзисторов. Зависимость параметров транзистора от частоты. Влияние температуры. Работа транзистора в импульсном режиме.

На рис. 2 приведены: *a*—входные; *б*—выходные характеристики схемы с ОЭ. Статические ВАХ снимаются при отсутствии сопротивления нагрузки в выходной цепи. При наличии этого сопротивления (рис. 2, *a*) говорят о динамическом режиме работы транзистора. В таком режиме изменения коллекторного тока при $E_k = \text{const}$ и $R_k = \text{const}$ зависят не только от изменений базового тока, но и от изменений напряжения на коллекторе $|U_{кэ}| = |E| - |I_k R_k|$, которое, в свою очередь, определяется изменениями как базового, так и коллекторного токов, т. е. в динамике одновременно изме

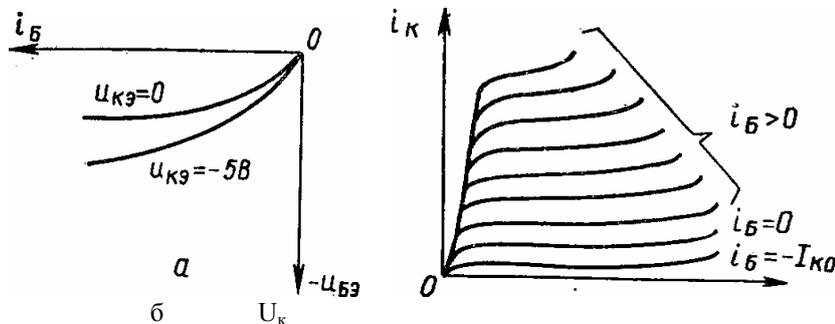


Рис. 2.. Семейство входных (*a*) и выходных характеристик биполярного транзистора в схеме с ОЭ

няются все токи и напряжения в транзисторе ($I_B \uparrow$, $I_k \uparrow$, $U_{кэ} \downarrow$, $I_k \downarrow$). Характеристики, определяющие связь между токами и напряжениями транзистора при наличии сопротивления нагрузки, называются динамическими. Они строятся на семействах статических ВАХ при заданных значениях E_k и R_k . Для построения динамической выходной характеристики схемы с ОЭ (рис. 2.19, *б*) использовано уравнение динамического режима (2.72), которое представляет собой уравнение прямой. Точка пересечения динамической характеристики (нагрузочной прямой) с одной из статических ВАХ называется рабочей точкой транзистора (точка *P*). Изменяя I_B , можно перемещать ее по нагрузочной прямой. Начальное положение этой точки при отсутствии входного переменного сигнала называют точкой покоя — P_0 . Существует 3 основных режима работы транзистора: активный (линейный, усилительный), насыщения и отсечки. Понятие режима связано с наличием трех областей у транзистора: активной, насыщения и отсечки.

Полевые транзисторы с р-п-переходом

К классу униполярных относят транзисторы, принцип действия которых основан на использовании носителей заряда только одного знака (электронов или дырок). Управление током в униполярных транзисторах осуществляется изменением проводимости канала, через который протекает ток транзистора под воздействием электрического поля. Вследствие этого униполярные транзисторы называют также полевыми.

Таким образом, полевой транзистор представляет собой управляемое напряжением переменное сопротивление, величина которого изменяется благодаря изменению ширины обедненного слоя р-п перехода. По способу создания канала различают полевые транзисторы с р-п-переходом, встроенным каналом и индуцированным каналом. Последние два типа относят к разновидностям МДП-транзисторов.

Повышенный интерес к этим приборам обусловлен их высокой технологичностью, хорошей воспроизводимостью требуемых параметров, а также меньшей стоимостью по сравнению с биполярными транзисторами. Из электрических параметров полевые транзисторы отличает их высокое входное сопротивление.

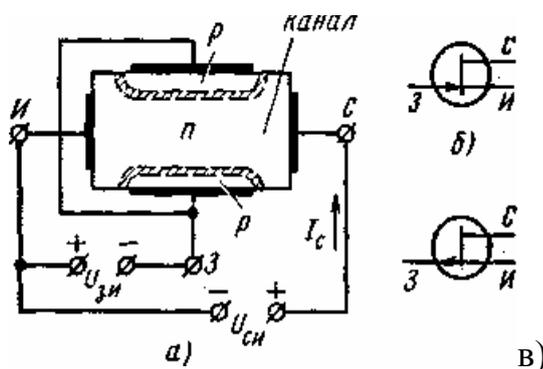


Рис. 1. Конструкция полевого транзистора с р-п-переходом (а); условные обозначения полевого транзистора с р-п-переходом и каналом n-типа (б)', с р-п-переходом и каналом р-типа (в)

Анализ работы полевого транзистора с р-п-переходом проведем на его модели, показанной на рис. 1. а. В приведенной конструкции канал протекания тока транзистора представляет собой слой полупроводника n-типа, заключенный между двумя р-п-переходами. Канал имеет контакты с внешними электродами прибора. Электрод, от которого начинают движение носители заряда (в данном случае электроны), называют истоком, а электрод, к которому они движутся, — стоком. Полупроводниковые слои р-типа, образующие с n-слоем два р-п-перехода, созданы с более высокой концентрацией примеси, чем n-слой. Оба р-слоя электрически связаны между собой и имеют общий внешний электрод, называемый затвором. Подобную конструкцию имеют и полевые транзисторы с каналом р-типа.

Лекция 20

Полевые транзисторы с изолированным затвором

Целью лекции является ознакомление с принципом действия, характеристиками и параметрами МДП транзисторов.

Эффект поля и поверхностная проводимость.

В полевых транзисторах с изолированным затвором поперечное электрическое поле прикладывается к металлическому электроду, отделенному от полупроводника слоем диэлектрика.

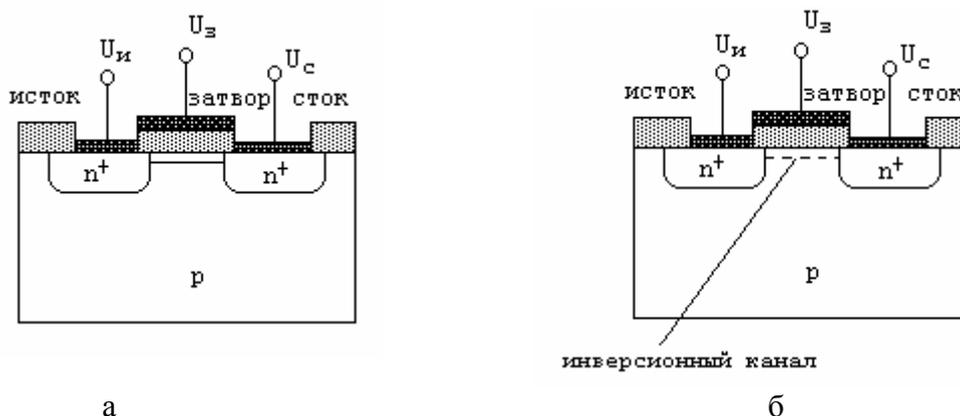


Рис. 1. Конструкция полевого транзистора со встроенным каналом n-типа (а) и полевого транзистора с инверсионным каналом (б)

В зависимости от знака и величины внешнего напряжения, поверхностная проводимость в области канала может уменьшаться, увеличиваться, а также менять знак носителей. Изменение поверхностной проводимости полупроводника, являющегося одной из обкладок конденсатора при изменении напряжения на нем, называют «эффектом поля». Этот эффект используется в полевых транзисторах с изолированным затвором, называемых по типу структуры МДП или МОП транзисторами. В транзисторах со структурой металл-диэлектрик-полупроводник принцип работы основан на модуляции сопротивления проводящего канала на поверхности полупроводника под воздействием эффекта поля. МДП - транзисторы со структурой металл - оксид - полупроводник в настоящее время являются основным элементом сверхбольших интегральных схем (СБИС). Они находят применение также в мощных ключевых схемах. МДП - транзисторы являются униполярными приборами, работа которых основана на использовании только основных носителей заряда. Процессы инжекции в МДП - транзисторах не используются.

В настоящее время существует два типа полевых транзисторов, представленных на рис. 1. Ради определенности рисунки и пояснения будут относиться к приборам n-типа, однако рассуждения легко распространить и на приборы p-типа, изменив *n* на *p* и поменяв полярность напряжений.

Лекция 21

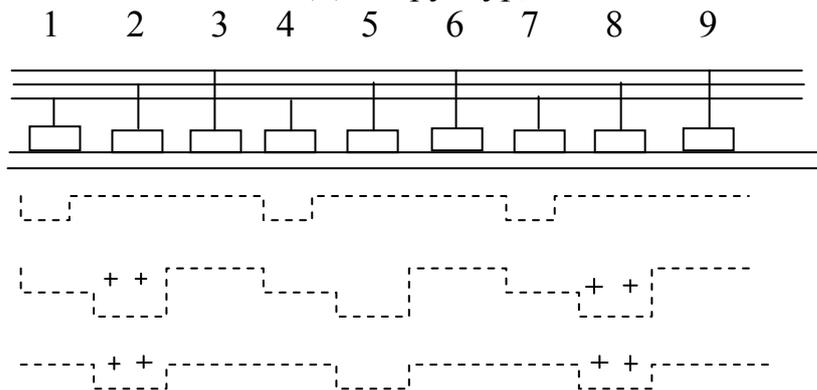
Приборы с зарядовой связью

Изучение принципа работы и областей применения ПЗС – структур является целью лекции

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) представляют собой матрицу близко расположенных и взаимодействующих между собой МДП структур. ПЗС применяют в запоминающих устройствах, устройствах аналоговой обработки информации, в качестве формирователя видеосигналов (ФВС) и др. ФВС на основе ПЗС позволяют преобразовывать оптическое изображение в последовательность электрических видеосигналов, заменяя передающие вакуумные телевизионные трубки.

Принцип работы ПЗС состоит в том, что в каждой отдельной МДП-структуре можно создать локальный приповерхностный заряд неосновных носителей и перемещать его вдоль поверхности от одной МДП-структуры к другой, меняя соответствующим образом последовательность таковых импульсов, подаваемых на затворы.

Рассмотрим трехтактный регистр сдвига на ПЗС, представляющий собой последовательность МДП-структур, имеющих общий канал (n-типа).



При подаче на затворы 1,4,7 отрицательного напряжения U_1 выше напряжения отсечки, прилегающая к этим затворам часть канала, обедняется основными носителями (электронами) и является потенциальной ямой для неосновных носителей (дырок). Если в потенциальную яму затвора 1,7 каким-либо образом ввести информативные заряды-дырки (инжекцией через p-n переход, освещением и т.д.), то они будут определенное время храниться в них. При подаче на 2,5,8 отрицательного напряжения $U_2 > U_1$ под ними образуются потенциальные ямы, более глубокие, чем рядом. Соответственно, дырки у рядом расположенных потенциальных ям затворов 1,7 перетекут в ямы затворов 2,8. После этого напряжение с затворов 1,7 снимается, а на затворах 2,8 понижается до потенциала хранения U_1 . Подавая затем напряжение U_2 на затворы 3,9, можно переместить заряды под них и т.д.

Лекция 22

Введение в оптоэлектронику

Целью лекции служит ознакомление с основными понятиями, определениями, приборами и системами, составляющими предмет оптоэлектроники

Оптоэлектроника – это научная дисциплина, изучающая физические принципы управления оптическими и электронными процессами в различных материальных средах с целью передачи, приема, обработки, хранения и отображения информации,.

Для оптоэлектроники характерен синтез идей многих естественнонаучных дисциплин (физики твердого тела, полупроводниковой и квантовой электроники, оптики и др.). Тем не менее она представляет собой цельную науку, имеющую собственное направление исследований и использующую для решения указанных задач ряд фундаментальных физических явлений. Основное направление современной оптоэлектроники – управление информационными процессами в микро- и наноструктурах, т. е. стремление к интеграции источников, приемников и элементов управления излучением в едином кристалле или гибридной структуре.

Основополагающим принципом оптоэлектроники является использование в качестве материального носителя информации наряду с электроном электрически нейтрального фотона. Однако в отличие от обычной электроники и оптики в оптоэлектронике возможна смена носителя информации в процессе обработки сигнала.

Использование оптического излучения имеет преимущество перед электронными методами, поскольку позволяет существенно расширить возможности систем обработки и передачи информации. Высокая частота оптических колебаний ($\sim 3 \cdot 10^{14}$ Гц при длине световой волны 1 мкм)

обеспечивает возможность одновременной передачи информации по значительно большему числу каналов, чем в диапазоне радиоволн (в 10^3 – 10^4 раз). Малая длина волны позволяет достигать более высокой плотности записи информации, т. к. минимальная площадь элементарной ячейки в оптических системах памяти имеет величину порядка λ^2 .

Физическим ограничением, присущим электронным методам, является одномерность электрических сигналов. Качественно новые возможности дает использование двухмерных некогерентных и трехмерных когерентных оптических сигналов. В частности, может быть осуществлена двойная

(временная и пространственная) модуляции потока, причем элементарная площадка, которая выделяется для независимой модуляции, приблизительно равна λ^2 . Это обеспечивает высокую информационную емкость оптических сигналов и возможность параллельной обработки больших массивов информации без поэлементного разложения во времени.

Лекция 23.

Методы приема оптического излучения

По принципу регистрации и первичной обработки информации, содержащейся в оптическом сигнале, различают два метода приема оптического излучения: метод прямого фотодетектирования и метод фотосмещения (когерентный прием излучения).

Метод *прямого фотодетектирования* состоит в измерении фототока или в подсчете числа импульсов на выходе фотодетектора, вызываемых попаданием на него регистрируемого потока фотонов. В соответствии с этим различают два режима прямого фотодетектирования: *токовый режим* и *режим счета фотонов*. При прямом фотодетектировании полезный сигнал на выходе фотодетектора пропорционален квадрату амплитуды световой волны и не несет никакой информации о ее частоте и начальной фазе.

В *методе счета фотонов* регистрируются импульсы напряжения, соответствующие поглощению фотодетектором отдельных квантов излучения.

По виду энергии, в которую преобразуется оптическое излучение, фотодетекторы делятся на *тепловые*, *фотонные* и *фотохимические*.

В тепловых приемниках оптическая энергия сначала преобразуется в тепловую, а затем происходит температурное изменение параметров приемника. К ним относятся: *термоэлементы*; *болометры*; *пироэлектрические*; *оптико-акустические* и другие приемники.

Действие фотонных приемников основано на непосредственном изменении их электрических свойств под действием света. Фотонные приемники подразделяются на: *фотоэлектронные*, в основе работы которых лежит явление *внешнего фотоэффекта*, и *фотоэлектрические*, использующие явление *внутреннего фотоэффекта* в полупроводниках.

К фотоэлектронным приемникам относятся *фотоэлементы*, *фотоэлектронные умножители*, *электронно-оптические преобразователи*, *передающие телевизионные трубки* различных типов. Ввиду наличия вакуумируемого объема, больших размеров и высоковольтного питания они представляют меньший интерес для оптоэлектроники, чем монолитные твердотельные фотодетекторы.

Внутренний фотоэффект в проявляется в двух формах: *эффекта фотопроводимости* (изменение сопротивления фотодетектора под действием света) и *фотогальванического эффекта* (возникновение фото-ЭДС в структурах с внутренними потенциальными барьерами).

В фотохимических приемниках (*фотопластинка*, *глаз человека*) энергия излучения вызывает химические процессы, по результатам которых судят об интенсивности падающего светового потока.

Лекция 24

Фотоэлектрические приемники

Целью лекции является изучение основных типов фотоприемников: фоторезисторов, фотодиодов с $p-n$ переходом, с барьером Шоттки, лавинных фотодиодов, сканирующих фотоприемников и др.

Внутренний фотоэффект – это изменение электрического сопротивления полупроводника за счет генерации дополнительных свободных носителей заряда под действием падающего на него излучения. Фотодетекторы, действие которых основано на данном явлении, называют *фоторезисторами* (ФР).

Структура фоторезистора очень проста: это могут быть монокристаллическая пластинка или пленка полупроводника на диэлектрике, снабженные металлическими контактами. Фоторезистор подключается к источнику питания последовательно с нагрузочным сопротивлением, падение напряжения на котором и регистрируется как полезный сигнал.

При освещении полупроводника в нем происходит генерация электронно-дырочных пар за счет переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости. Вследствие этого проводимость полупроводника возрастает на величину

$$\Delta\sigma = e (\mu_n \Delta n_i + \mu_p \Delta p_i), \quad (1)$$

где e – заряд электрона; μ_n – подвижность электронов; μ_p – подвижность дырок; Δn_i – концентрация генерируемых электронов; Δp_i – концентрация генерируемых дырок.

К основным недостаткам фоторезисторов следует отнести большую инерционность, сильную зависимость параметров от температуры и узкий диапазон линейности световой характеристики.

Фотогальванический эффект состоит в возникновении фотоЭДС при генерации неравновесных носителей заряда светом в области $p-n$ -перехода или выпрямляющего контакта металл – полупроводник. Фотодетектор на основе структуры с одним $p-n$ -переходом называется *фотодиодом*.

Таким образом, основным фактором, ограничивающим быстродействие фотодиода, является время диффузии. В дрейфовых структурах быстродействие может быть повышено примерно на порядок за счет увеличения скорости движения носителей в тянущем поле. Быстродействие фотодиода зависит и от способа его включения. Если в фотогальваническом режиме граничная частота составляет 1 – 2 МГц, то в фотодиодном она возрастает до 200 МГц.

Лекция 25

Солнечные элементы, солнечные батареи

Цель лекции: изучение основных физических закономерностей, определяющих свойства и параметры солнечного элемента (батареи).

В настоящее время солнечные батареи являются наиболее важным источником энергии для спутников и космических кораблей при длительных полетах. Они успешно применяются также и на Земле. В связи с увеличением потребления энергии во всем мире запасы обычных источников энергии (различных видов ископаемого топлива) должны истощиться в не слишком отдаленном будущем. Поэтому необходимо разрабатывать и использовать альтернативные источники энергии, и особенно наш единственный практически неисчерпаемый естественный источник энергии - Солнце. Считается, что основным поставщиком солнечной энергии будут солнечные батареи, поскольку они преобразуют солнечный свет непосредственно в электричество с высоким коэффициентом преобразования, создают почти постоянную мощность при низких эксплуатационных расходах и фактически не загрязняют окружающую среду. Хотя отдельный кремниевый солнечный элемент площадью 2 см^2 имеет напряжение холостого хода $0,5-0,6 \text{ В}$ и ток короткого замыкания от 30 до 80 мА , последовательно-параллельное соединение таких элементов в большую батарею позволяет подводить к нагрузке существенно большие напряжения и токи.

Действие солнечных элементов основано на использовании явления внутреннего фотоэффекта. Наиболее распространенными являются солнечные элементы с р-п-переходом. При освещении р-п-перехода светом, энергия квантов которого превышает ширину запрещенной зоны, происходит генерация электронно-дырочных пар и разделение их электрическим полем р-п-перехода. Если внешняя цепь разомкнута, то по обеим сторонам р-п-перехода будут накапливаться заряды противоположного знака. В результате произойдет снижение уровня Ферми на величину ϕ_k , как это показано на рис.1, а на внешних выводах появится разность потенциалов (фото - э.д.с.).

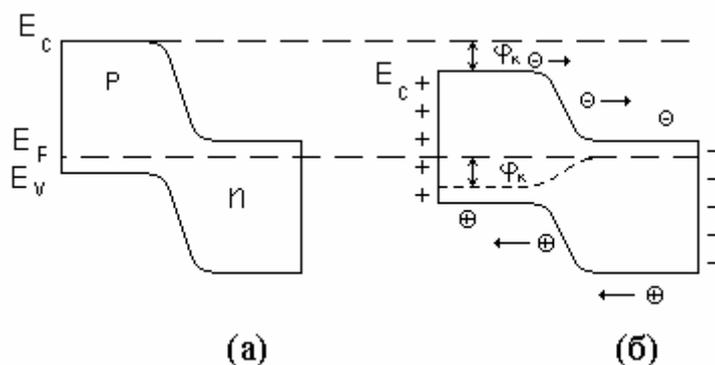


Рис.1. Зонная диаграмма солнечного элемента с р-п-переходом в темноте (а) и при освещении (б).

Лекция 26

Астрофотометрия с помощью приборов с зарядовой связью

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

Типичный ПЗС создается следующим образом. На полупроводниковой подложке (например, *p*-типа проводимости) формируется тонкий (0.1-0.15 мкм) слой диэлектрика (обычно окисла), на котором располагаются полоски проводящих электродов (из проводящих электродов (из металла или поликристаллического кремния)). Эти электроды образуют линейную или матричную регулярную систему, причем расстояния между электродами столь малы, что существенными являются эффекты взаимного влияния соседних электродов.

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

Если в таком конденсаторе приложить к металлическому электроду положительное напряжение, то в МОП-структуре возникает электрическое поле, под действием которого основные носители (дырки) очень быстро (за единицы пикосекунд) уходят от поверхности полупроводника. В результате у поверхности образуется *обеднённый слой*, толщина которого составляет доли или единицы микрометра. Неосновные носители (электроны), генерированные в обедненном слое под действием каких-либо (например, тепловых) процессов или попавшие туда из нейтральных областей полупроводника под действием диффузии, будут перемещаться (под действием поля) к границе раздела полупроводник – диэлектрик и локализоваться в узком (≈ 0.01 мкм) инверсном слое. Таким образом, у поверхности возникает потенциальная яма для электронов, в которую они скатываются из обеднённого слоя под действием поля. Генерированные в обеднённом слое основные носители (дырки) под действием поля выбрасываются в нейтральную часть полупроводника. Через некоторое время (1–100 с) после приложения напряжения МОП-структура переходит в состояние термодинамического равновесия, характеризующегося образованием стационарного инверсного слоя, концентрация носителей в котором постоянна во времени.

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

полупроводника, так и допустимой степенью искажений и составляет в реальных устройствах (без принудительного охлаждения) единицы или десятки миллисекунд.

ПЗС представляет собой совокупность МОП-структур, сформированных на подложке таким образом, что они оказывают взаимное влияние друг на друга вследствие взаимодействия приложенных внешних электрических полей. Взаимодействие соседних потенциальных ям возникает либо благодаря малому (0.1–1 мкм) расстоянию между соседними электродами, либо при создании специальных легированных областей, сформированных в полупроводнике и электрически связывающих соседние потенциальные ямы. Благодаря взаимодействию соседних потенциальных ям можно осуществлять направленную передачу зарядов. Процессом такой передачи управляют специальные периодические последовательности электрических импульсов, подаваемые на управляющие электроды.

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

Использование ПЗС в астрономической практике в условиях низкой освещенности обычно требует больших времен накопления сигнала (секунды и десятки секунд). Для ослабления влияния термогенерации паразитного сигнала в этих случаях необходимо охлаждать приемник.

Характерные значения интегральной квантовой эффективности ПЗС (с учетом эффектов отражения и поглощения света) составляют 0.2–0.4. Как и другие полупроводниковые детекторы, ПЗС имеют определенную область спектральной чувствительности. Длинноволновая граница определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и для кремния составляет 1.1 мкм. Коротковолновая граница равна 0.4–0.5 мкм и обусловлена сильным поглощением коротковолновых квантов света в тонком приповерхностном слое, в котором одновременно с фотогенерацией носителей интенсивно происходит их рекомбинация. ПЗС могут быть реализованы на разнообразных полупроводниковых материалах (с разной шириной запрещенной зоны), что позволяет перекрыть широкую область спектра, включая инфракрасный диапазон.

Световая чувствительность МОП-структуры сильно зависит от характеристик отражения покрытия, которое в общем случае является многослойным. Если в качестве управляющих электродов используются

металлы (Al, Mo и т.д.), непрозрачные для видимого света, то свет проходит в специально сформированные окна или в зазоры между электродами. В этом случае оптическое пропускание определяется системой воздух–диэлектрик–полупроводник (обычно, воздух–SiO₂–Si).

Если используются полупрозрачные электроды из поликристаллического кремния, то свет проходит в системе: воздух – защитный слой SiO₂ – поликремний – подэлектродный слой SiO₂ – Si.

Итак, если на поверхности ПЗС сфокусировать некоторое изображение, то после кратковременного накопления (за время экспозиции) в потенциальных ямах создастся потенциальный рельеф, повторяющий это изображение. Каждую потенциальную яму можно сравнить с емкостью для жидкости. Эта аналогия уместна, так как уравнения, описывающие движения пакетов

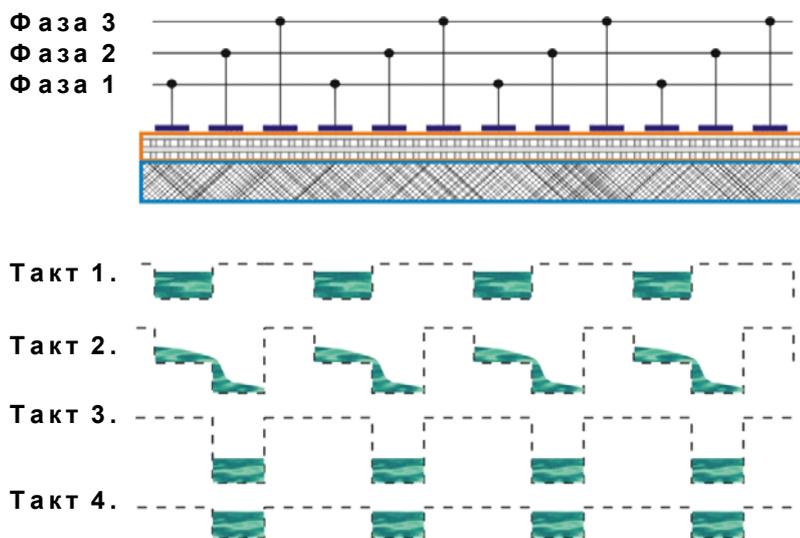


Рис. 5.2. Принцип передачи заряда между пикселями ПЗС.

электронов в электрическом поле сходны с гидродинамическими уравнениями, описывающими течение жидкости. Накопленный потенциальный рельеф нужно считать раньше, чем термогенерация и расплывание зарядов исказят нам картину. Для считывания создаётся электрическая система (см. рис. 5.2), позволяющая на последовательные металлические шины (фазы) подавать положительные

электрические потенциалы переменного уровня.

На первом такте подадим на фазу 1 положительный потенциал и накопим некоторое количество электронов. Во втором такте подадим «плюс» и на вторую фазу, и постепенно будем увеличивать этот потенциал так, чтобы он стал существенно больше, чем на фазе 1. Появится вторая потенциальная яма, которая, в конце концов, станет более глубокой, чем первая. Поскольку эти конденсаторы находятся очень близко (физически близко) друг к другу, то потенциальные ямы соприкасаются; они оказываются связанными и могут обмениваться электронами. Когда потенциал на фазе 2 превысит потенциал на фазе 1, заряд начнёт перетекать из левого «стакана с электронной жидкостью» в правый. Если теперь уменьшать положительный потенциал первой фазы, то в итоге весь заряд окажется в потенциальной яме под второй фазой. Теперь можно потенциал второй фазы сделать таким же, каким был потенциал первой фазы в стадии накопления заряда. Мы передвинули заряд из первой фазы во вторую. Можно двигать дальше. Элемент пространственного разрешения

нашего ПЗС — это три соседних ячейки, соответствующие трем фазам. Они составляют один пиксел

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

Рассмотрим прямоугольную матрицу: систему линеек из ячеек, над каждой из которых лежат по 3 металлических электрода. (См. рис. 5.3) Каждая такая ячейка — это пиксел, элементарный элемент разрешения. Пусть во всех пикселях этой матрицы под воздействием света за некоторое время возникли заряды в потенциальных ямах. После накопления будем их считывать. Сначала считаем одну, самую нижнюю строку в специальную дополнительную строку, которую часто называют *горизонтальным* регистром. Этот регистр отличается от всех остальных строк тем, что он закрыт от света, а заряды в нем можно передвигать еще и в перпендикулярном направлении. «Перельём» заряды по-пиксельно из нижней строки матрицы в соответствующие пиксели горизонтального регистра. В освободившиеся ячейки нижней строки сдвинем заряды из строки второй снизу, а в нее — из третьей снизу и так далее. Затем, пиксел за пикселом, будем передвигать заряды в горизонтальном регистре в горизонтальном направлении во входной каскад усилителя. После считывания всех ячеек горизонтального регистра снова сдвинем в него заряды из нижней строки, в которой теперь уже содержатся сигналы, переданные из второй снизу строки. Таким образом, вся матрица последовательно считывается и возникает временная последовательность электрических сигналов, которая преобразуется в цифровую форму. Каждое из этих чисел, в идеале, пропорционально заряду,

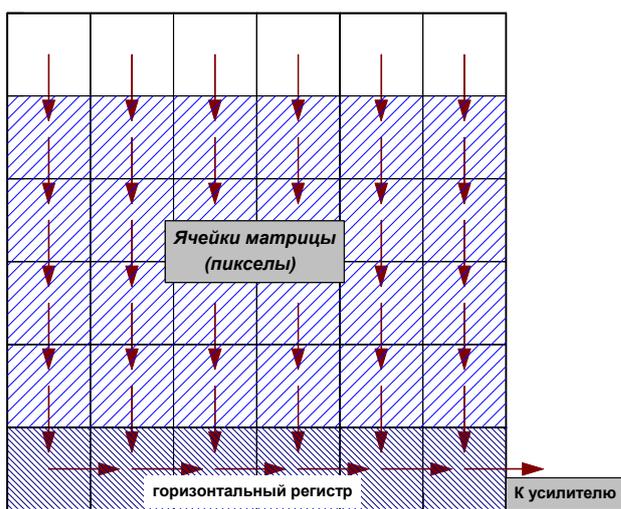


Рис.5.3. Схема передачи зарядовых пакетов при считывании сигнала с ПЗС-матрицы.

накопленному ранее в каждом пикселе. Об информации, считанной в результате одного накопления, говорят, что накоплен и считан один *фрейм* (англ. *frame* — рамка, кинокадр).

ПЗС обладают весьма высоким квантовым выходом. Напомним, что в фотографии требуется примерно 100–200 квантов, чтобы создать скрытое изображение в зерне фотоэмульсии. В фотокатоде для освобождения одного фотоэлектрона требуется в среднем 10 квантов. Их еще нужно собрать и зарегистрировать. Типичная квантовая эффективность популярного советского ФЭУ-79

составляла около 6%. В благоприятных условиях ПЗС в максимуме спектральной чувствительности обладают квантовым выходом, достигающим

90%, а в среднем по всей области спектральной чувствительности квантовый выход ПЗС составляет 50–60%.

Типичные ПЗС-матрицы имеют размерности от 512×512 до 2048×2048 пикселей.

Генерация электронов в ПЗС, также как и в случае фотокатодов ФЭУ происходит пропорционально количеству пришедшей лучистой энергии. В сочетании с панорамностью, то есть возможностью одновременной регистрации нескольких объектов в поле зрения, это огромное преимущество. В случае ПЗС приёмников мы имеем сочетание преимуществ фотоэлектрической фотометрии (линейность) и фотографии (панорамность).

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

Лекция 27

Спектральная чувствительность ПЗС.

Область спектральной чувствительности ПЗС приемников занимает значительную часть оптического диапазона от ультрафиолета до ближнего инфракрасного излучения включительно. Для ИК излучения с длиной волны более 1100 нм энергии одного кванта недостаточно, чтобы освободить один электрон из атома кристаллической решетки. Для далекого ИК излучения МОП-структура прозрачна. Для рентгеновских лучей эта структура тоже прозрачна. Высокоэнергетические рентгеновские кванты пронизывают ПЗС насквозь, не поглощаясь. Но, в диапазоне энергий от мягкого рентгена до ближнего ИК, ПЗС приёмники являются весьма эффективными. На рис. 5.4 показана типичная кривая спектральной чувствительности ПЗС-матрицы в диапазоне 2000–11000 Å

При применении ПЗС в фотометрии особенно популярен спектральный диапазон 4000–10500 Å. Например, в ПЗС фотометре, применяющемся на канадско-французском телескопе CFHT (Canada-France-High-Technology telescope) на гавайских островах, реализованы только фотометрические полосы BVRI. Причина здесь в следующем.

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

Кроме того, вследствие интерференционных эффектов, возникающих в многослойной структуре, на спектральной характеристике появляются пики и провалы.

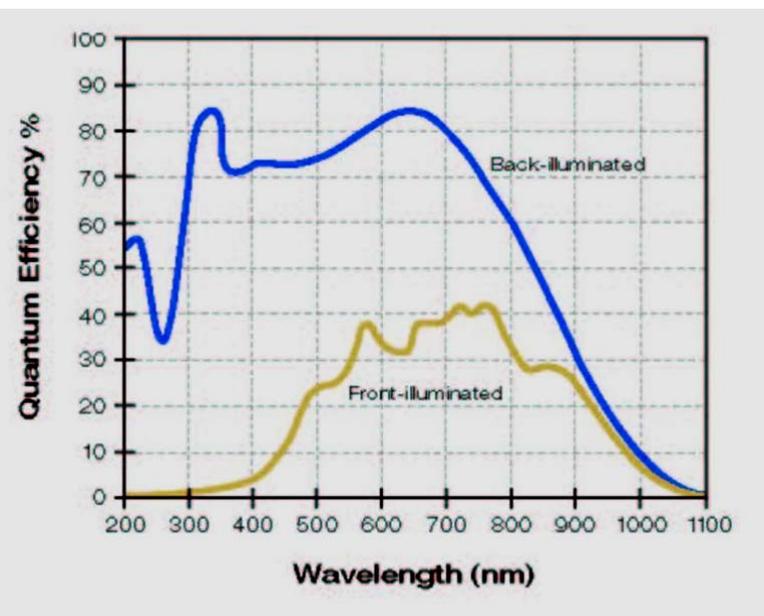


Рис. 5.4.
Спектральная чувствительность ПЗС с прямой и обратной засветкой.

Активное применение ПЗС привело в значительной степени к тому, что астрофотометристы перестали проводить измерения в ультрафиолетовых полосах, а работают в системе *BVRI*, а чаще всего, только в *V* и *I*.

Напрашивается естественный выход из этого положения. Матрицу нужно освещать со стороны, противоположной электродам. Этот режим известен как *обратная засветка* (*back illumination*). При освещении кремниевого кристалла с обратной стороны непрозрачный кремний поглотит кванты излучения, в нем возникнут фотоэлектроны, которые мы соберем в потенциальных ямах под положительными электродами. При обратной засветке излучение проходит через подложку, прозрачность и однородность которой значительно выше, поэтому можно эффективно реализовать ПЗС, чувствительный в ультрафиолетовой области. Спектральная характеристика при этом имеет вид плавной кривой.

Но не всё так просто!

При прямой засветке нам, вообще говоря, безразлична толщина кремниевого полупроводника. В реальных приборах полная толщина трехслойного «пирога» составляет доли миллиметра (например, 300 *мкм*). При обратной засветке, во-первых, происходит сильное диффузионное расплывание зарядового пакета а, следовательно, значительная часть электронов, возникших под поверхностью в зоне фотогенерации, попадает не в ту потенциальную яму, над которой они освободились, и изображение размывается; а во-вторых, при движении электрона в удалённую потенциальную яму он может рекомбинировать со встречной дыркой.

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

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

В слое кремния толщиной в сотни микрометров глубина потенциальных ям такова, что в них помещается порядка миллиона электронов. У тонкого слоя кремния менее глубокие потенциальные ямы.

И, наконец, отметим ещё одно важное обстоятельство. Изготовление тонких матриц — процесс трудный, поэтому их стоимость существенно больше, чем обычных, толстых, с прямой засветкой.

Есть, по крайней мере, еще один способ улучшить ситуацию с регистрацией ультрафиолета. Можно на облучаемую поверхность нанести люминесцирующую краску. Эта краска будет поглощать УФ кванты и переизлучать их в видимый и ИК диапазоны, которые уже хорошо

воспринимаются ПЗС. Новые кванты выбьют электроны, которые распределятся по нужным потенциальным ямам. Пропорциональность падающей энергии и заряда, накапливаемого в потенциальных ямах, сохраняется. Такие краски разработаны. Разумеется, применение люминесцирующих красок существенно изменяет кривую спектральной чувствительности. Ведь реагируя на УФ кванты, эти краски никак не изменяют видимого излучения.

В любом случае, в зависимости от поставленной задачи нужно решать, когда возможно применять ПЗС с прямой засветкой, а когда требуется использовать более дорогую матрицу с обратной засветкой.

Передача зарядовых пакетов.

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

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

Таблица 5.1. Доля заряда, проходящего через всю матрицу, и достигающего горизонтального регистра.

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

Переполнение пикселей.

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

для звезды 5^m — за 0.01 с ,

для звезды 10^m — за 1 с ,

для звезды 15^m — за 100 с .

После учета различных потерь можно считать, что примерно такой зарядовый пакет возникнет за 1 секунду, если наблюдать звезду 7-й величины в системе V на телескопе с диаметром зеркала $0,5\text{ м}$. Если продолжать освещение, то возникнет переполнение пиксела. При этом перестанет соблюдаться пропорциональность количества освещения и заряда, а часть заряда переместится («перельётся») в соседние пиксели. В ходе считывания избыточный заряд создаст паразитный «хвост», тянущийся за изображением яркой звезды в направлении, противоположном направлению передачи зарядов. Этот эффект хорошо виден на фрейме окрестностей туманности Андромеды, (рис. 5.5) полученной на 30-см телескопе в частной астрономической обсерватории А.В. Крылова, расположенной в Подмоскowie, в поселке Востряково Домодедовского района. На фрейме зарегистрированы объекты до 19-й звездной величины. Очевидно, что если недалеко от яркой находится другая звезда, то сигнал от неё может быть искажен влиянием переполненных пикселей. Заметим, что в приборах со скрытым каналом и в тонких матрицах ёмкость потенциальной ямы существенно меньше, чем в случае толстых матриц с передачей зарядов непосредственно под поверхностью.

Чтобы не допускать переполнения, можно заменять одну длительную экспозицию несколькими короткими и, далее, складывать их математически. Но следует помнить, что эта процедура не эквивалентна одной длинной экспозиции с точки зрения влияния шумов. В частности, при считывании сигнала из горизонтального регистра возникает *шум считывания*, влияние которого будет тем сильнее, чем больше фреймов усреднено в итоговом кадре. Это особенно существенно для слабых звезд.

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

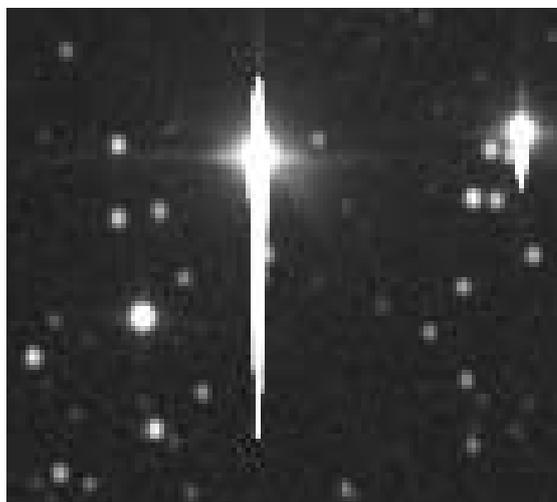
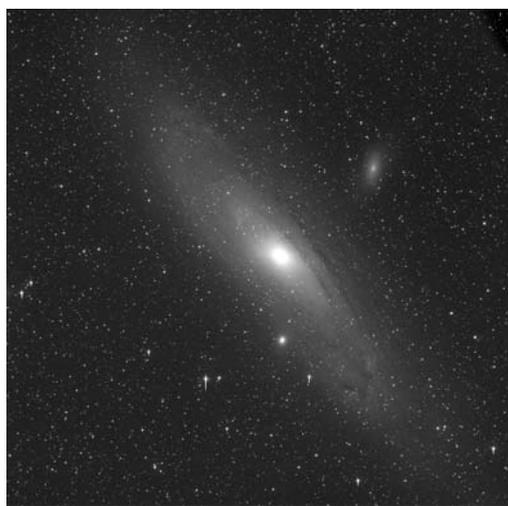


Рис.5.5. На левой панели — ПЗС-фрейм с изображением Туманности Андромеды. Предельная величина на снимке 21^m . На правой панели — сильно увеличенная часть небольшого участка этого фрейма. Видны звезды, переполняющие пиксели

Учет неравномерности чувствительности пикселей при фотометрии с ПЗС.

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

Для видимого света (0,5 мкм) в фокальной плоскости телескопа с зеркалом диаметром 1 м угловой размер дифракционного диска (диска Эри) от точечного объекта составит 0,12". При масштабе 10"/мм линейный размер дифракционного изображения такой звезды практически равен размеру типичного пикселя.

Это плохо по двум причинам.

Если мы хотим измерить положение (координаты) такой звезды, то их можно получить только с точностью, не превосходящей половины размера этого пикселя. Измерение линейного размера с ошибкой 5 микрон — это очень низкая точность. Обычные координатно-измерительные приборы легко позволяют определить координату с точностью до одной десятой доли микрона. Нужно, чтобы изображение звезды занимала, по крайней мере, 4 пикселя. Тогда можно оценить, какая доля света попала в каждый пиксел и можно найти место фотометрического центра изображения звезды с точностью порядка 0,1 пикселя.

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

Создание ПЗС матрицы — тонкая технологическая процедура. Нужно напылить тончайшие металлические электроды, подвести к ним выводы. При этом невозможно сделать пиксели одинакового размера. И потенциальные ямы оказываются разной глубины и ёмкости (следовательно, одни уже могут приближаться к переполнению, когда другие ещё далеки от этого). И коэффициент передачи разный, может оказаться, что какой-то пиксел передаёт зарядовый пакет, не так, как другие. Когда весь свет от звезды приходится на один-единственный пиксел, все ошибки этого пикселя перейдут в конечный результат, в ошибку измерения звездной величины.

Чтобы учесть ошибки неравномерности чувствительности пикселей нужно измерить сигналы от равномерно освещенной площадки. В качестве такого объекта применяют либо экран, освещённый специальным осветителем, либо (что делают очень часто) участок сумеречного неба. С каждого пикселя считывают отклик, относящийся к одинаковому сигналу. В результате получается вспомогательный фрейм, который называют неудачным термином *плоское поле* (англ.: *flat field*). Впоследствии все отсчёты от пикселей рабочего

фрейма нужно будет разделить на нормированные отсчеты на плоское поле. Фреймы плоского поля следует снимать в разных фильтрах. Тогда у нас будет некоторое представление о различиях не только общей, но и спектральной чувствительности каждого пиксела. Плоское поле нужно учитывать в любом случае.

Было бы лучше всего, если было бы можно получить много откликов от разных пикселов на один и тот же сигнал, а потом все их усреднить. Тогда такая усреднённая характеристика, конечно, была бы более стабильной.

Например, можно расфокусировать изображение. Тогда излучение каждой звезды попадет на много пикселов и можно надеяться, что в среднем чувствительность каждой такой пиксельной выборки одинакова. Но расфокусировка — плохой способ для слабых объектов. И нет идеального решения этой проблемы, пригодного для всех случаев. Каждый раз, в зависимости от поставленной задачи, нужно выбирать наиболее подходящий способ.

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

Лекция 30

Функция рассеяния точки.

Поток излучения от звезды рассеивается по некоторой области вокруг центра объекта в фокальной плоскости, размер которой зависит от качества изображения. Световое пятно, создаваемое звездой на матрице имеет вполне ощутимые размеры. Яркость в этом пятне максимальна в центре и спадает при удалении от центра изображения. Функция, представляющая закон спада яркости в изображении точечного объекта называется *функцией рассеяния точки*, причем чаще используется английское выражение *point spread function*, сокращаемое до аббревиатуры PSF («пи-эс-эф»). Поскольку отклик ПЗС приемника линеен, с точностью до шумов распределение электрического сигнала, снятого с матрицы, отображает функцию рассеяния точки. На рис. 5.7, заимствованном из диссертации О.М. Смирнова, показано трехмерное представление PSF для четырех звезд различного блеска. Между двумя более слабыми звездами заметен маленький бугорок от четвертой, самой слабой звезды.

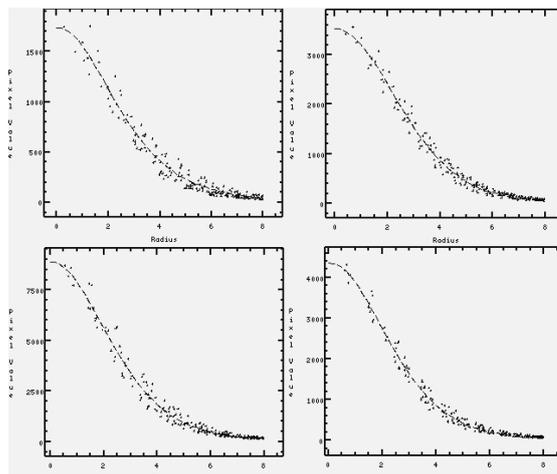
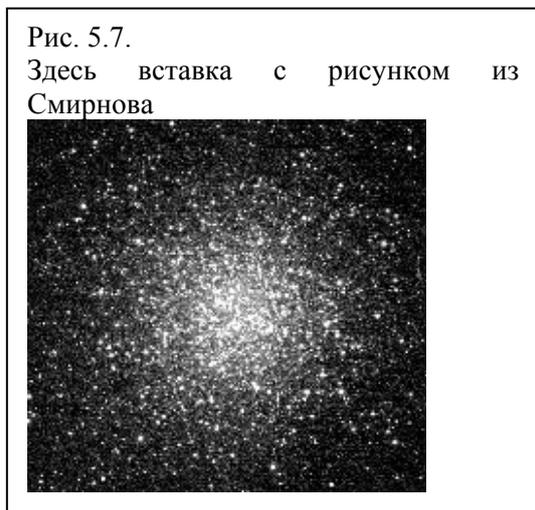


Рис. 5.8. ПЗС Изображение шарового скопления M13 и PSF нескольких звезд в этом фрейме.

На рис. 5.8 показаны двумерные представления PSF тоже для четырёх, на этот раз достаточно ярких звезд, взятые из измерений в окрестности шарового скопления M13. Видно, что PSF этих изображений при различии отсчета на максимум, подобны друг другу и имеют хорошо выраженное ядро и широкие крылья.

Чтобы получить отсчет нашего ПЗС фотометра от некоторой звезды нужно просуммировать сигналы во всех пикселах, в которые попал свет звезды. Для этого, чтобы не потерять сигнал в крыльях, придется взять сумму довольно большого числа пикселей на большой площади. Далее нужно, из этой суммы вычесть суммарный сигнал от фона неба, приведённый к эквивалентной площади. Такая процедура обычно называется *апертурной фотометрией* при помощи ПЗС. Чем больше площадь, в которой проводится суммирование, тем

более полно учитывается вклад излучения звезды, но и в большей степени теряется контраст между сигналом от звезды и сигналом от фона. При суммировании фона на большой площади шум фона будет заметно ухудшать точность определения светового потока от звезды. Можно показать, что отношение сигнала от звезды к шуму фона будет максимальным, если суммировать сигнал только в тех пикселах, которые отстоят от центра изображения звезды не далее, чем на расстояние, на котором интенсивность составляет половину максимальной.

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

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

Наибольшей эффективности при применении ПЗС можно добиться, конечно, тогда, когда в поле зрения мы имеем сразу много объектов. На рис. 5.8 (левая панель) показано изображение шарового скопления M13. Здесь, в поле зрения размером около 10', одновременно зарегистрированы изображения десятков тысяч звезд. Такой фрейм включает в себе очень большое количество информации.

В заключение на рис. 5.9 показан ПЗС фрейм для центральной части ядра шарового скопления NGC 6752, полученного с помощью планетной камеры на Космическом телескопе имени Хаббла. Здесь на участке неба размером всего 30" получены изображения примерно 4-х тысяч звезд. Изображения высокого качества. По этому снимку была произведена точная фотометрия объектов до 25^m. Ярчайшие объекты на этом фрейме имеют блеск около 18 величины.

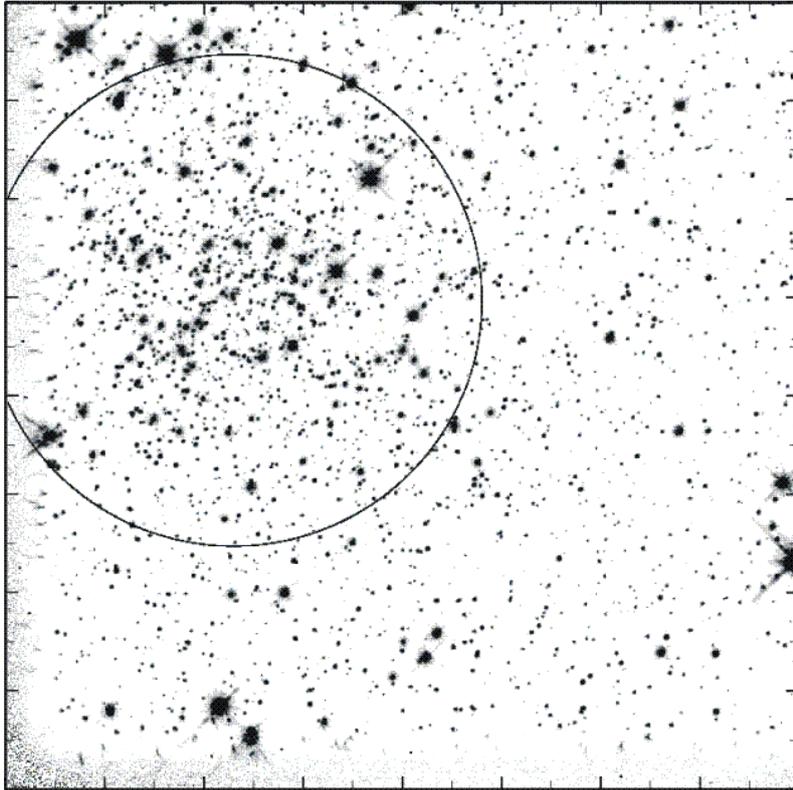


Рис.5.9. ПЗС фрейм ядра
шарового скопления
NGC6752, полученного
на HST.

Список рекомендуемой литературы

Основная

1. Щука А.А. Электроника: Учебное пособие./Под ред. А.С.Сигова-Спб.: БХВ, 2006, 799 с.
2. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам. Под ред. Проф. П.П.Мальцева. Москва: Техносфера, 2005. -592с.
3. Митрофанов О.В., Симонов Б.М., Коледов Л.А. Физические основы функционирования изделий микроэлектроники. - М.:Высшая школа, 1987.
4. Миронов А.В. Основы астрофотометрии. Учебное пособие. М., изд. Московского Университета, 2005.
5. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986.
6. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника, -М., «Радио и связь», 1989.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х кн. - М., «Мир», 1984.
8. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л., Смолин О.В. Микроэлектронные фотоприемные устройства. - М., «Энергоатомиздат», 1984.
9. Мартынов Д.Я – Курс практической астрофизики, М.: Наука, 1977.
10. Г. Уокер – Астрономические наблюдения, М.: Мир, 1990.
11. М. Эклз, Э. Сим, К. Триттон – Детекторы слабого излучения в астрономии, М.: Мир, 1986.

Дополнительная

1. Парыгин В.Н., Балакшай В.И. Оптическая обработка информации. - М., Изд-во МГУ, 1987.
2. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. «Радио и связь», 1981.
3. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г. и др. Оптика и связь. - М., «Мир», 1984.
4. Зайцев Э.Ф., Усов В.С. Новые направления современной радиофизики и функциональной электроники. Учебное пособие. - Л., ЛПИ, 1987.
5. Терехов В.А. Задачник по электронным приборам. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
6. Материалы электронной техники: Задачи и вопросы. Учеб. Пособие для вузов по специальностям электронной техники. Под ред. В.А.Терехова. – М.:Высшая школа, 1999.