

Тольяттинский государственный университет
Кафедра промышленной электроники

Поносов С.В.

Вакуумная и плазменная электроника

Курс лекций

Тольятти 2006

УДК 621.38(076.5)

Рецензенты:

Кафедра «Промышленная электроника» ТГУ
(и.о. зав. кафедрой к.т.н., доцент Шевцов А.А);
зав. кафедрой «Информационный и электронный сервис» ТГАС
д.т.н., профессор Туищев А.И.

С.В. Поносов. Вакуумная и плазменная электроника: курс лекций.-
Тольятти: ТГУ, 2006. -110 с.

Рассмотрены основы зонной теории кристаллов, виды эмиссии электронов в вакуум. Описаны общие закономерности движения заряженных частиц в вакууме в электрических и магнитных полях, основные виды электрических разрядов в газах, а также работа основных электронно-вакуумных и газоразрядных приборов.

Предназначено в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по специальности «Промышленная электроника» очной и заочной форм обучения, ТГУ.

© Тольяттинский государственный университет, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

1. ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ	4
1.1 Потенциальный барьер на границе твердого тела	4
1.2 Контактная разность потенциалов	10
1.3 Явление термоэлектронной эмиссии	11
1.4 Влияние внешнего ускоряющего электрического поля на термоэлектронную эмиссию металлов. Эффект Шоттки.	16
1.5 Автоэлектронная эмиссия.	20
1.6 Взрывная электронная эмиссия.	21
1.7 Вторичная электронная эмиссия	22
1.8 Явление фотоэлектронной эмиссии.	25
2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ВАКУУМЕ	27
2.1 Движение электронов в вакууме в электрическом и магнитном полях	27
2.2 Движение электрона в однородном электрическом поле	30
2.3 Движение электрона в однородном магнитном поле	32
2.4 Электрический ток в вакууме при наличии объемного заряда	35
2.5 Электронный поток, его формирование	37
2.6 Преломление электронного луча	39
2.7 Фокусировка электронного потока	41
2.8 Электронные линзы	42
3. ЭЛЕКТРОННО–ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ	48
3.1 Устройство электронно-лучевой трубки	49
3.2 Модуляция электронного луча по плотности	51
3.3 Электростатические отклоняющие системы	54
3.4 Магнитная отклоняющая система	57
3.5 Экран	60
3.6 Осциллографические трубки	65
3.7 Радиолокационные трубки	66
3.8 Запоминающие трубки (потенциалоскопы)	67
3.9 Кинескоп	69
3.10 Передающие телевизионные трубки	72
4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ	75
4.1 Назначение электронных ламп	75
4.2 Двухэлектродные лампы	79
4.3 Трехэлектродные лампы	85
5 ИОННЫЕ ПРИБОРЫ	93
5.1 Явление газового усиления	93
5.2 Условие возникновения самостоятельного разряда	95
5.3 Свойства тлеющего разряда	97
5.4 Общие сведения о газоразрядных приборах	98
5.5 Газоразрядные приборы с горячим катодом	98
5.6 Газоразрядные приборы с холодным катодом	100
Источники информации для изучения дисциплины	110

1. ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

1.1 Потенциальный барьер на границе твердого тела

Для того чтобы выяснить, как влияет объединение атомов в кристалле на энергетические состояния и поведение входящих в них электронов, вначале рассмотрим в качестве примера одномерную цепочку атомов натрия; расположенных на больших расстояниях x друг от друга, заметно превышающих параметр a кристаллической решетки этого вещества. На рис. 1.1, а показаны два атома такой цепочки и изображены потенциальные воронки характеризующие потенциальную энергию электронов в атоме. Горизонтальными линиями показаны схематически энергетические уровни $1s$, $2s$, $2p$ и т. д. электронов, а точками на линиях — количество электронов в данном состоянии. Из рисунка видно, что у натрия, имеющего в электронном облаке 11 электронов ($Z=11$), уровни $1s$, $2s$, $2p$ укомплектованы полностью, а уровень $3s$ — только наполовину. На нем находится один валентный электрон.

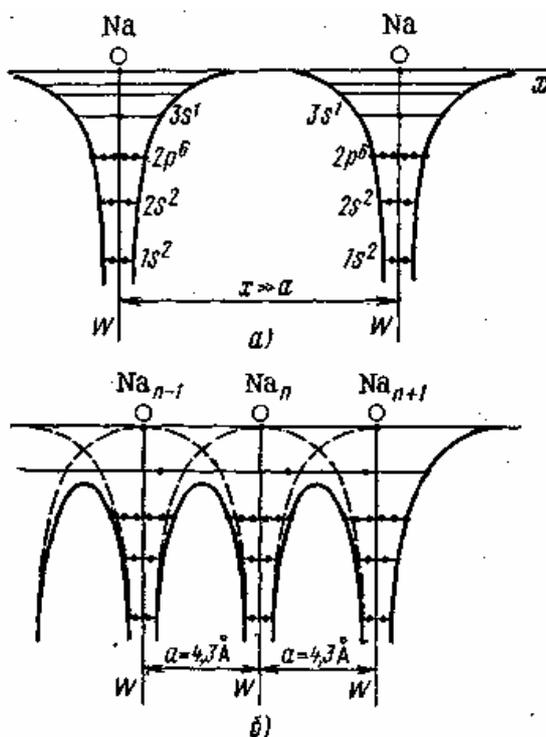


Рис. 1.1. Энергетические диаграммы атомов натрия:
а) - при расстояниях между атомами $x > a$;

б) - при сближении атомов в цепочку с расстоянием между ними порядка параметра a кристаллической решетки.

Теперь сблизим атомы-цепочки на расстояния, равные параметру a кристаллической решетки натрия. Пусть цепочка атомов слева будет простираться (рис. 1,б) за пределы рисунка, а справа ограничиваться последним атомом. Теперь, как показано пунктиром, потенциальные воронки атомов перекрываются, т. е. электроны испытывают притяжение не только к своему ядру, но и к ядрам соседних с ним атомов. В результате кривая потенциальной энергии приобретает вид, показанный на рисунке сплошными линиями. Сопоставляя *первоначальные* уровни энергии электронов (нанесенные на рис. 1.1, б так же, как и на рис. 1.1, а) с этой кривой, все электроны кристалла можно разделить как бы на две группы:

1. Электроны внутренних оболочек атомов, которые и после сближения атомов находятся в глубоких потенциальных ямах. Электроны этой группы и в кристалле оказываются *сильно связанными* и локализуются около ядер своих атомов.

2. Валентные электроны (электроны уровня $3s$). Из рисунка видно, что первоначальный уровень их энергии выше кривой потенциальной энергии внутри кристалла. В силу этого валентные электроны могут практически беспрепятственно перемещаться в кристалле и вероятность обнаружения их в любом участке кристалла одинакова. Такие *слабо связанные*, электроны часто называют *свободными*. Однако это название несколько условно. Как видно из рис. 1.1, б, на границе цепочки (кристалла) кривая потенциальной энергии поднимается вверх, образуя высокий потенциальный барьер, препятствующий выходу электронов из кристалла. Таким образом, свободное перемещение этих электронов ограничивается пределами кристалла.

Таким образом, движение электронов в металле можно рассматривать, как движение в потенциальной яме глубиной W_0 (рис. 1.2,а), причем при температуре $T=0$ К энергия E_F наиболее быстрых электронов меньше W_0 . Это означает, что при нулевой температуре электроны за счет имеющихся у них энергий не могут выйти из металла в окружающее пространство. Аналогичная картина наблюдается в диэлектриках и полупроводниках. Даже относительно

высокая энергия электронов донорной примеси (рис. 1.2; б) оказывается недостаточной для преодоления потенциального барьера на границе кристалла.

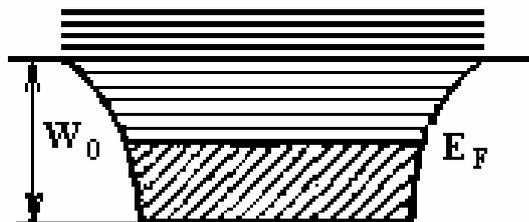


Рис. 1.2. Потенциальный барьер на границе металла

Картина может измениться, если электронам сообщить дополнительную энергию, перевести их на энергетические уровни, расположенные выше W_0 . Электроны с энергиями $E > W_0$, двигаясь в твердом теле и подходя к его поверхности, смогут преодолеть потенциальный барьер W_0 и выйти за пределы тела. Выход электронов за пределы тела называется *электронной эмиссией*.

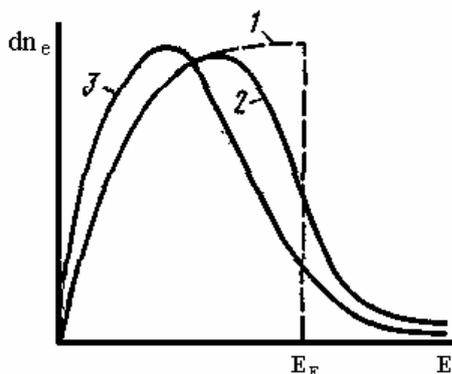


Рис. 1.3. Распределение по энергиям электронов в металле:

- 1- при $T=0$ К;
- 2- при $T>0$ К; 3- при той же температуре согласно статистике Максвелла – Больцмана.

Энергия Ферми или *уровень Ферми* для металлов определяется по формуле

$$E_f = \frac{h^2}{2m_{e\phi}} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}.$$

Величина его специфична для каждого металла, поскольку концентрация электронов валентной зоны зависит от структуры атомов и параметров кристаллической решетки.

Для металлов константа E_F имеет простой и наглядный физический смысл: это наибольшая энергия, которой обладают электроны при температуре абсолютного нуля.

Определение, применимому не только к металлам, но также к диэлектрикам и полупроводникам: *уровень Ферми — это такой уровень, вероятность заполнения которого электронами при любых температурах равна 1/2.*

Соответственно способам подведения дополнительной энергии различают несколько видов электронной эмиссии. Их изучению посвящены последующие параграфы этой главы. Располагается множество атомов. Строгий расчет высоты и формы потенциального барьера на границе кристалла невыполним. Это заставляет искать приближенное решение задачи. Один из путей такого решения состоит в следующем. Из электростатики известно, что точечный заряд, расположенный на некотором расстоянии x от поверхности металла, притягивается к ней по закону зеркального отображения. Рассматривая выходящий за пределы металла электрон как такой точечный заряд, можно записать выражение для действующей на него силы зеркального отображения:

$$F_{з.о} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2} \quad (1.1)$$

где e — заряд электрона, x — расстояние между электроном и поверхностью металла; ϵ_0 — электрическая постоянная.

Однако такое представление о характере взаимодействия электрона с поверхностью металла возможно только при, расстояниях x , заметно превышающих межатомные расстояния в металле.. На расстояниях порядка постоянной кристаллической решетки a закон изменения силы F должен быть иным.

Шоттки предложил, что электроны непрерывно вылетают за пределы граничного слоя узлов кристаллической решетки и возвращаются обратно. Таким образом, на границе металла образуется как бы двойной электрический

слой (пограничные узлы решетки и «электронное облако»), который препятствует вылету электронов. По Шоттки, двойной электрический слой можно рассматривать упрощенно как плоский конденсатор с расстоянием a между обкладками, ионным поверхностным зарядом на одной обкладке и электронным поверхностным зарядом на другой обкладке. Тогда напряженность поля в интервале значений x от 0 до a постоянна, и в предположении непрерывности силы на границе двойного электрического слоя можно записать

$$F_{д.с} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4a^2} \quad (1.2)$$

Следовательно, в приближении Шоттки зависимость $F(x)$ выглядит так, как показано сплошной кривой на рис. 1.4, а. В интервале значений x от 0 до a сила F постоянна, а затем убывает обратно пропорционально квадрату расстояния x от поверхности.

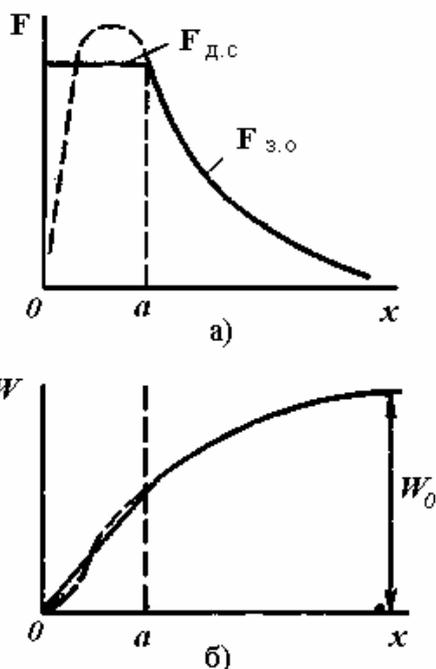


Рис. 1.4. Зависимость от расстояния x действующей на электрон силы (а) и его потенциальной энергии (б):

- - в приближении Шоттки;
- - - - - в приближении Ленгмюра.

Удаляясь от поверхности металла, электрон совершает работу, т.е. увеличивается его потенциальная энергия W . За нуль отсчета потенциальной энергии здесь, как и при описании энергетических состояний электронов в отдельных атомах, принимается потенциальная энергия свободного (удалившегося на расстояние $x=\infty$), покоящегося электрона. Увеличение потенциальной энергии электрона при его удалении на конечное расстояние x от поверхности определяется как

$$\Delta W = \int_0^x F dx \quad (1.3)$$

На рис. 1.4 б сплошной кривой изображена соответствующая приближению Шоттки зависимость $\Delta W(x)$, характеризующая форму потенциального барьера. В интервале значений x от 0 до a величина ΔW изменяется линейно, а далее асимптотически приближается к величине W_0 характеризующей работу, которую должен совершать электрон, чтобы стать свободным. Величину W_0 называют *полной работой выхода* электрона.

Заменив в (1.3) верхний предел интегрирования на ∞ и разбив интеграл на два интеграла в соответствии с различной зависимостью $F(x)$ на двух участках пути электрона, получим

$$W_0 = \int_0^a \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4a^2} dx + \int_a^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{4a^2} + \frac{e^2}{4a^2} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2a^2} \quad (1.4)$$

Следует иметь в виду, что величина a , входящая в приведенные соотношения, в сущности, неизвестна. Можно лишь сказать, что она составляет, несколько межатомных расстояний кристалла. Поэтому количественные оценки величины полной работы выхода (высоты потенциального барьера) можно получить только опытным путем. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что для разных металлов $W_0=3,5—18$ эВ.

1.2. Контактная разность потенциалов

Пусть два бруска из разных металлов M_1 и M_2 расположены на большом расстоянии d друг от друга (рис. 1.4, а). Тогда, изображая их энергетические диаграммы и потенциальные барьеры у поверхности, необходимо расположить вершины барьеров на одном уровне $W=0$, соответствующем потенциальной энергии покоящегося свободного (удаленного от обоих металлов) электрона. Как видно из рисунка, уровни Ферми E_{F1} и E_{F2} металлов располагаются при этом на разной высоте и напротив заполненных электронами уровней металла M_2 размещаются свободные уровни металла M_1 . Однако перетекания электронов из одного металла в другой не происходит из-за наличия между ними потенциального барьера.

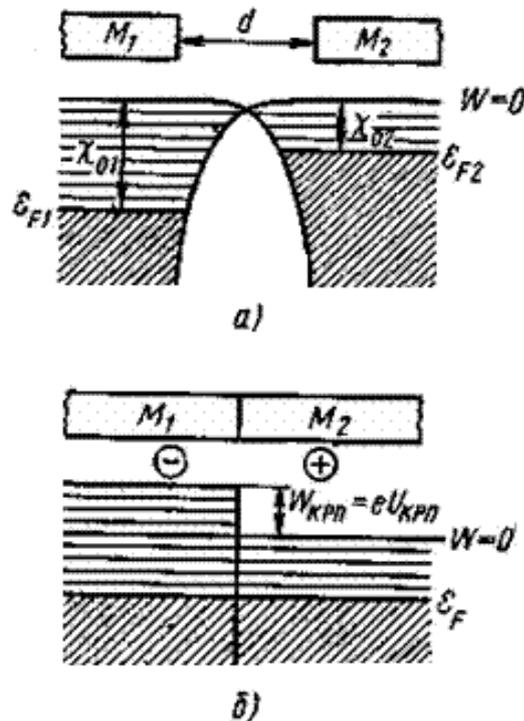


Рис. 1.5. Образование контактной разности потенциалов $U_{крп}$:
 а) – перекрытие потенциальных барьеров при сближении металлов;
 б) – энергетическая диаграмма контакта двух металлов.

Теперь сблизим бруски вплотную, как показано на рис. 1.5 б. При таком сближении потенциальный барьер сужается, снижается и, в конечном счете, исчезает. При этом электроны, расположенные на верхних заполненных

уровнях металла M_2 , перетекают в металл M_1 , заполняя расположенные ниже свободные энергетические уровни. При этом металл M_1 заряжается отрицательно, т. е. его энергетические уровни поднимаются, а металл M_2 заряжается положительно, т. е. его энергетические уровни опускаются. Равновесие наступает тогда, когда в обеих частях системы уровни Ферми совпадут (рис. 1.5 б). При этом между металлами устанавливается разность потенциалов $U_{крп}$, называемая *контактной разностью потенциалов*. Нетрудно видеть, что ее величина определяется относительным положением уровней Ферми E_{F1} и E_{F2} в контактирующих металлах: $eU_{крп} = E_{F2} - E_{F1}$. Обозначив расстояния от уровней Ферми до верха потенциальных барьеров в металлах M_1 и M_2 соответственно через χ_{01} и χ_{02} , можно найти контактную разность потенциалов:

$$U_{крп} = \frac{\chi_{02} - \chi_{01}}{e} \quad (1.5)$$

Величину χ_0 называют *эффективной работой выхода* или просто *работой выхода* (в отличие от *полной работы выхода* W_0). Часто эффективную работу выхода удобно выражать в вольтах. При этом ее обозначают φ и определяют из равенства $\varphi = \chi_0/e$.

Области приповерхностных объемных зарядов, возникающих в обоих металлах в результате перетекания электронов через контакт, имеют, как известно, очень малую толщину в силу высокой концентрации электронов в металле. По существу в месте контакта имеется скачок потенциала практически нулевой протяженности. Поэтому между любыми двумя точками металлов M_1 и M_2 существует одна и та же разность потенциалов $U_{крп}$.

1.3 Явление термоэлектронной эмиссии.

Термоэлектронная эмиссия металлов

Ранее было установлено, что при температуре $T=0$ К не может происходить эмиссия электронов из кристалла, поскольку энергии даже

наиболее быстрых электронов недостаточны для преодоления потенциального барьера W_0 на его границе. Для возникновения электронной эмиссии необходимо сообщить электронам дополнительную энергию, например путем нагрева вещества до достаточно высоких температур.

Электронную эмиссию, возникающую в результате нагрева тел, называют *термоэлектронной эмиссией*. Явление термоэлектронной эмиссии широко используют в вакуумных и газонаполненных приборах.

В объеме металла содержится свободные электроны с компонентами скорости v_x , v_y и v_z (где v_x — компонента скорости в направлении, перпендикулярном поверхности тела).

За пределы поверхности в вакуум могут выйти только электроны, у которых компонента скорости в направлении оси x достаточна для преодоления потенциального барьера, т. е.

$$\frac{m_e v_x^2}{2} \geq W_0.$$

Согласно условию Ферми-Дирака распределение электронов в металле по энергиям определяется формулой

$$dn = A \frac{E^{1/2}}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} dW,$$

где dn — число электронов в 1 см^3 металла, имеющих при $T=0 \text{ К}$ энергию в интервале dW ; T — термодинамическая температура; E — полная энергия электрона; E_F — уровень Ферми; k — постоянная Больцмана; A — постоянный коэффициент.

Графическая зависимость отношения dn/dW от W получила название *дифференциальной кривой распределения энергии* (рис.1.6).

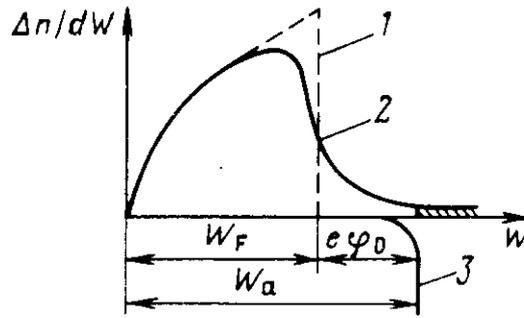


Рис. 1.6 Дифференциальные кривые распределения электронов по энергиям при различных температурах металла: 1 – $T=0$ К; 2 – $T \gg 0$ К; 3 – изображение потенциального барьера у поверхности эмиттера.

При температуре $T=0$ К (кривая 1) внутри металла электроны имеют энергию, не превышающую E_F – энергию Ферми.

При разогреве эмиттера до температуры $T > 0$ часть электронов имеет энергию больше E_F и может покинуть металл (кривая 2).

Плотность тока термоэлектронной эмиссии определяется уравнением

$$j_e = \frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} \bar{D} T^2 e^{-\frac{W_0 - \mathcal{E}_F}{kT}} = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{W_0 - \mathcal{E}_F}{kT}} \quad (1.6)$$

Это уравнение называют *уравнением Ричардсона—Дешимана*. Входящая в него константа $A_0 = \frac{4\pi m_e e k^2}{h^3} = 120 \cdot 10^4 \frac{A}{m^2 \cdot \text{град}^2}$ является универсальной, независимой от рода эмиттера. \bar{D} – среднее значение коэффициента прозрачности барьера для вылетающих электронов ($\bar{D} \approx 0,94—0,97$).

Энергия Ферми E_F определяется для металлов соотношением $E_F = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{3n_e}{8\pi} \right)^{2/3}$, которое свидетельствует о постоянстве этой величины для данного металла, независимости ее (в первом приближении) от температуры металла. Это позволяет в показателе экспоненты уравнения (1.6) разность $W_0 - E_F$ заменить эффективной работой выхода χ_0 , являющейся параметром данного металла и определяющей его термоэмиссионные

свойства, т. е. представить уравнение Ричардсона - Дешмана в наиболее распространенном виде

$$j_e = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (1.7)$$

где φ — работа выхода, выраженная в вольтах.

Утверждение независимости положения уровня Ферми от температуры металла не совсем правильно. В самом деле, в выражение E_F входит концентрация электронов n_e . При нагревании металлы расширяются и величина n_e , а следовательно и E_F уменьшается. Если предположить, что уменьшение энергии E_F пропорционально температуре, т. е. $E_{FT} = E_F - \alpha T$, то, подставив E_{FT} в (1.6), получим

$$j_e = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{W_0 - E_F + \alpha T}{kT}} = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{\alpha}{kT}} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}$$

Измерения α для вольфрама, молибдена и тантала, выполненные различными методами, дают значения порядка $(6-7) \cdot 10^{-5}$ эВ/град. При этом $e^{-\alpha/k} = 0,45—0,5$.

Экспериментальное определение констант уравнения термоэлектронной эмиссии металлов

Уравнение Ричардсона — Дешмана показывает, что плотность тока термоэлектронной эмиссии с поверхности металла при данной его температуре определяется константами A и $\varphi = \chi_0/e$.

Невозможность теоретического расчета константы A и эффективной работы выхода φ в уравнении термоэлектронной эмиссии (1.7) приводит к необходимости их экспериментального определения.

Наиболее распространен **метод прямой Ричардсона**. Определение констант A и φ по этому методу основано на измерении плотности тока эмиссии катода при нескольких его температурах и последующей обработке данных эксперимента, которая сводится к следующему.

Разделив обе части уравнения (1.7) на T^2 и прологарифмировав, получаем выражение

$$\ln \frac{j_e}{T^2} = \ln A - \frac{e\varphi}{kT}.$$

Оно показывает, что построение зависимости $\ln j_e/T^2$ от $(1/T)$ должно дать прямую (рис. 1.7), отсекающую на оси ординат отрезок $OK = \ln A$ и наклонную к оси абсцисс под углом α , удовлетворяющим соотношению $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\chi_0}{k} = \frac{e}{k} \varphi$, откуда

$$\varphi = \frac{k}{e} \operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{11600}.$$

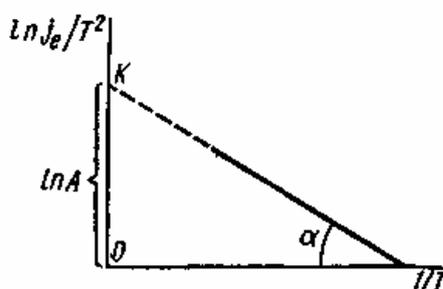


Рис.1.7 Построение прямой Ричардсона для металла

Эту прямую, позволяющую определить эмиссионные константы исследуемого металла, называют *прямой Ричардсона*.

В табл. 1.1 приведены экспериментальные значения работы выхода φ и константы A для некоторых металлов.

Таблица 1.1

Значения работы выхода φ и константы A для некоторых металлов

Металл	φ , В	A , $A/(m^2 \cdot \text{град}^2) \cdot 10^4$	Металл	φ , В	A , $A/(m^2 \cdot \text{град}^2) \cdot 10^4$
Cs	1,89	162	Ta	4,12	60
Ba	2,29	60	Mo	4,27	55
Th	3,41	70	W	4,54	75
Fe	4,36	26			

Анализ этой таблицы показывает, что благоприятной с точки зрения эмиссионных свойств малой работой выхода обладают металлы, низкая

температура плавления которых не позволяет использовать их для изготовления термокатодов. Практически единственным металлом, пригодным для изготовления термокатодов, является вольфрам. Его высокая температура плавления (3400 К) позволяет поддерживать рабочую температуру катодов равной 2200 К и, таким образом, несмотря на большую работу выхода, получать хотя и невысокую, но достаточную для ряда приборов плотность тока эмиссии порядка $10^3 \text{ А}\cdot\text{м}^2$. Повышение рабочей температуры вольфрамового катода сверх 2200 К с целью увеличения эмиссии нецелесообразно из-за резкого усиления распыления катода, приводящего к сокращению его срока службы.

Первоначально для изготовления термокатодов использовали чистые металлы (главным образом вольфрам). В настоящее время вольфрамовые катоды применяют лишь в некоторых специальных типах приборов и устройств. Широкое распространение получили более эффективные пленочные и полупроводниковые катоды, особенно оксидные.

1.4. Влияние внешнего ускоряющего электрического поля на термоэлектронную эмиссию металлов. Эффект Шоттки.

Рассмотрим График зависимости $I_a(U_a)$ называемый вольт-амперной характеристикой вакуумного диода, рис. 1.8.

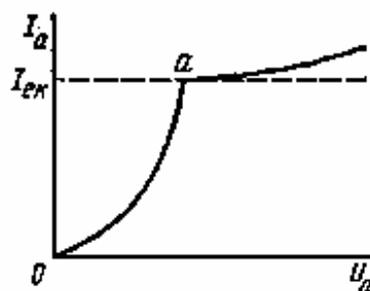


Рис. 1.8. Вольт-амперная характеристика вакуумного диода

При сравнительно малых анодных напряжениях анодный ток увеличивается с ростом напряжения U_a . В режиме малых значений U_a существенное влияние на распределение потенциала в межэлектродном промежутке оказывает заполняющий его объемный заряд электронов, эмиттируемых катодом. Это влияние таково, что только часть эмиттируемых катодом электронов достигает анода, а другая их часть отбрасывается обратно к катоду, т. е. анодный ток оказывается меньше тока эмиссии катода. С ростом напряжения U_a распределение потенциала изменяется так, что все большая доля электронов достигает анода. При некотором анодном напряжении, соответствующем точке a на рисунке, все эмиттируемые катодом электроны достигают анода, т. е. анодный ток I_a становится равным току эмиссии катода $I_{ек}$. Естественно ожидать, что дальнейшее повышение анодного напряжения не должно сопровождаться увеличением анодного тока. Действительно, в точке a наблюдается перегиб вольт-амперной характеристики. Происходит так называемое насыщение анодного тока.

Однако, как показывает эксперимент, насыщение оказывается не полным. Дальнейшее повышение анодного напряжения сопровождается ростом анодного тока, хотя и более слабым, чем в режиме объемного заряда. Это происходит потому, что возникающее при повышении напряжения U_a ускоряющее электрическое поле у поверхности катода увеличивает эмиссию катода. Рассмотрим закономерности этого явления.

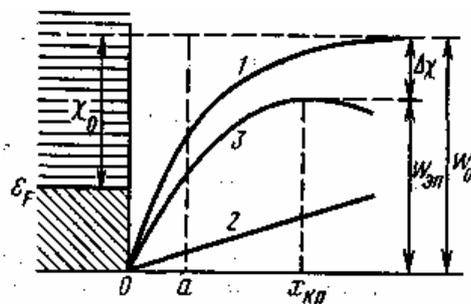


Рис. 1.9. Снижение потенциального барьера под действием внешнего ускоряющего электрического поля:

- 1 - барьер в отсутствие внешнего поля;
- 2 - энергия, сообщаемая электрону полем;
- 3 - барьер при наличии внешнего поля.

У поверхности металла существует потенциальный барьер высотой W_0 . На рис. 1.9 (кривая I) построена кривая, изображающая форму барьера. Предположим теперь, что у поверхности катода существует внешнее ускоряющее электрическое поле, которое является однородным, т. е. имеет постоянную напряженность E . Действуя на электрон с постоянной силой eE , оно уменьшает на величину eEx работу, совершаемую электроном при перемещении на расстояние x от катода. Построив прямую 2 , имеющую ординаты eEx , и вычитая ее ординаты из ординат кривой I , получим кривую 3 , соответствующую потенциальному барьеру при наличии внешнего ускоряющего электрического поля. Для этой кривой характерен максимум на некотором критическом расстоянии $x_{кр}$ от катода. Существование максимума определяется тем, что на расстояниях $x < x_{кр}$ преобладает тормозящая сила зеркального отображения, и движущийся от катода электрон совершает работу, а на расстояниях $x > x_{кр}$ преобладает ускоряющая сила внешнего поля, и потенциальная энергия электрона уменьшается. Таким образом, величину $x_{кр}$ можно найти из равенства

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x_{кр}^2} = eE.$$

Из сказанного ясно также, что высоту потенциального барьера $W_{ЭП}$ при наличии внешнего ускоряющего электрического поля меньше высоты потенциального барьера W_0 в отсутствие поля на некоторую величину $\Delta\chi$:

$$\Delta\chi = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} e^{3/2} \sqrt{E} \quad (1.8)$$

Теперь можно определить плотность тока термоэлектронной эмиссии при наличии внешнего ускоряющего электрического поля, введя в уравнение Ричардсона — Дешмана вместо χ_0 величину $\chi_0 - \Delta\chi$:

$$j_{ЭП} = AT^2 e^{-\frac{\chi_0 - \Delta\chi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} e^{\frac{\Delta\chi}{kT}}.$$

Обозначив через j_0 плотность тока эмиссии в отсутствие внешнего поля и заменив $\Delta\chi$ его выражением (1.8), приходим к уравнению Шоттки:

$$j_{\text{ЭП}} = j_0 e^{\frac{e^{3/2} \sqrt{E}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}}}.$$

Увеличение плотности тока термоэлектронной эмиссии под влиянием действующего у поверхности катода ускоряющего электрического поля называют *эффектом Шоттки*.

Прологарифмировав уравнение получаем

$$\ln j_{\text{ЭП}} = \ln j_0 + \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}} \sqrt{E}.$$

Следовательно, согласно уравнению Шоттки график зависимости логарифма плотности тока эмиссии от корня квадратного напряженности внешнего поля должен представлять собой прямую линию (рис. 1.10), отсекающую на оси ординат отрезок, равный логарифму плотности тока эмиссии в отсутствие поля и наклоненную под углом α к оси абсцисс, определяемым соотношением

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}}.$$

При повышении температуры прямая должна располагаться выше (в соответствии с увеличением j_0), а угол α — уменьшаться.

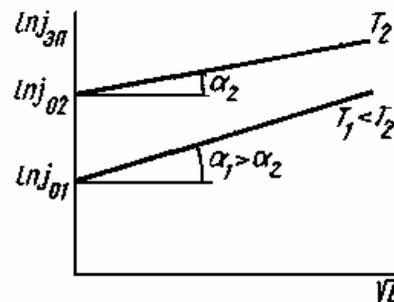


Рис. 1.10. Зависимость плотности тока эмиссии от напряженности внешнего поля (прямые Шоттки).

Многочисленные эксперименты с чистыми металлами дали хорошее совпадение с теорией при не очень сильных электрических полях, подтвердив

правильность уравнения Шоттки. Однако при сильных электрических полях ток эмиссии возрастает быстрее, чем это следует из уравнения Шоттки. Причина расхождения расчета и эксперимента состоит в том, что при выводе уравнения учитывалось только снижение потенциального барьера и не учитывалось его сужение. Между тем заметное сужение потенциального барьера при сильных электрических полях приводит к тому, что начинает проявляться туннельный эффект просачивания сквозь барьер электронов с энергией ниже $W_{эл}$. Это и приводит к дополнительному увеличению плотности тока эмиссии. Таким образом, применимость уравнения Шоттки для расчета плотности тока эмиссии ограничивается не очень сильными электрическими полями.

1.5 Автоэлектронная эмиссия.

Автоэлектронной (электростатической) эмиссией называют эмиссию электронов, обусловленную наличием у поверхности тела сильного ускоряющего электрического поля.

Принципиальную возможность существования такой эмиссии подтверждают следующие соображения. При изучении термоэлектронной эмиссии было установлено, что из твердого тела могут выходить электроны, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера W_0 . Было установлено также, что внешнее ускоряющее электрическое поле, снижая потенциальный барьер на величину $\Delta\chi = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}\sqrt{E}$, увеличивает эмиссионный ток. Очевидно, при очень высокой напряженности электрического поля у поверхности металла потенциальный барьер может снизиться настолько, что его вершина окажется на одной высоте с уровнем Ферми. При этом должна наблюдаться значительная электронная эмиссия из холодного металла. Заменяя в уравнении $\Delta\chi$ на χ_0 можно рассчитать критическую напряженность поля:

$$E_{кр} = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 \chi_0^2}{e^3},$$

Плотность тока электронной эмиссии:

$$j_{э.э} = A_1 E^2 e^{-b_1/E},$$

где b_1 – константа, $b_1 = \frac{32\pi^2 m_e \chi_0^{3/2}}{3h^2 e}$.

Зависимость $\ln(j_{э.э}/E^2)$ от $1/E$ будет изображаться на графике прямой линией, отсекающей на оси ординат отрезок, равный $\ln A_1$, и наклоненной к оси абсцисс под углом γ , удовлетворяющим соотношению $\operatorname{tg} \gamma = b_1$.

Автоэлектронная эмиссия лежит в основе работы некоторых ионных приборов (экситронов, игнитронов и др.).

1.6 Взрывная электронная эмиссия.

Взрывная электронная эмиссия – возникновение электронного тока из металлического эмиттера вследствие перехода материала эмиттера из конденсированной фазы в плотную плазму в результате разогрева локальных микроскопических областей эмиттера током автоэлектронной эмиссии. Это единственный вид электронной эмиссии, который позволяет получать потоки электронов мощностью до 10^{13} Вт с плотностью тока до 10^9 А/см.

Для получения взрывной электронной эмиссии необходимо создать на поверхности эмиттера первоначальный фазовый переход металл – плазма, который бы обеспечил ток электронов, способный затем поддерживать этот переход. Такой переход создается посредством концентрации большой энергии в микрообъеме эмиттера, достаточной для взрыва этого объема. Большую концентрацию энергии ($E \sim 10^8$ В/см) можно получить вблизи поверхности очень тонкого металлического острия. Однако взрывная электронная эмиссия возникает и на плоских эмиттерах при меньших полях ($E \sim 10^5$ В/см) из-за того, что на их поверхности обычно имеются диэлектрические включения, пленки и

микроскопические выступы. В результате в отдельных точках поверхности поле увеличивается в несколько раз, и работа выхода электронов снижается.

После взрыва микрообъема эмиттера образуется катодный факел, состоящий из плазмы и паров материала эмиттера. Расширение плазмы сопровождается интенсивной электронной эмиссией из плазмы. Электроны покидают факел, пересекают вакуумный промежуток и попадают на анод.

Плотность тока взрывной электронной эмиссии

$$j = BU^{3/2}F(x),$$

где B – константа, U – разность потенциалов между фронтом плазмы и анодом, F – функция аргумента x (определяется геометрией вакуумного промежутка).

На базе взрывной электронной эмиссии созданы сильноточные вакуумные диоды, генерирующие мощные импульсы электронного тока. Предельная длительность импульса тока ограничена временем, в течении которого происходит замыкание вакуумного промежутка плазмой. Обычно это 10^{-7} с. Плотность тока достигает 10^7 А/см². Такие диоды применяются для исследования плазмы, радиационных дефектов в кристаллах для генерации СВЧ-, рентгеновского и ИК- излучений, для накачки газовых лазеров.

1.7 Вторичная электронная эмиссия

Вторичная электронная эмиссия — эмиссия электронов, обусловленная бомбардировкой поверхности эмиттера электронами или ионами. Электроны, бомбардирующие поверхность эмиттера, принято называть первичными, а испускаемые телом — вторичными.

Предположим, что поток из n_1 первичных электронов эмитируется катодом и под действием ускоряющего напряжения направляется к эмиттеру (вторично-электронному катоду). Часть первичных электронов n_2 испытывает упругое отражение (рис.1.11), другая часть проникает внутрь тела и отдает там свою энергию электронам эмиттера. При этом одни первичные электроны могут полностью рассеять свою энергию и остаться в эмиттере,

другие, затратив часть энергии и испытав неупругое отражение, выйти из эмиттера - n_n . Внутренние вторичные электроны возникают на различных расстояниях от поверхности эмиттера. Получив избыточную энергию от первичных электронов они движутся в различных направлениях объема тела, рассеивая энергию. Те из них, которые сохраняют при движении к границе тело-вакуум энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, и покидают эмиттер, составляют поток истинно вторичных электронов $n_{u,v}$. На рисунке сплошной линией показаны примерные траектории движения в объеме эмиттера первичных электронов, тонкой линией - вторичных электронов, а кружками обозначены места их зарождения.

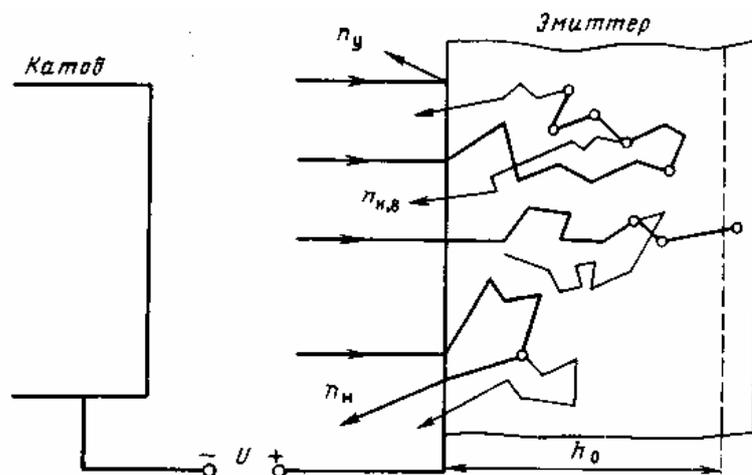


Рис. 1.11 Схематическое изображение траекторий движения электронов в объеме эмиттера.

Таким образом, поток вторичных электронов не однороден по составу и включает в себя поток истинно вторичных электронов $n_{u,v}$, упруго- и неупругоотраженных электронов (n_y и n_n соответственно):

$$n_2 = n_{u,v} + n_y + n_n$$

Экспериментально установлены следующие закономерности вторичной электронной эмиссии чистых металлов.

1. Число вторичных электронов n_2 пропорционально для данного материала эмиттера числу первичных электронов n_1 :

$$n_2 = \sigma n_1 \quad (I_2 = \sigma I_1).$$

Коэффициент пропорциональности σ , показывающий, сколько вторичных электронов приходится на один первичный электрон, называют *коэффициентом вторичной эмиссии*.

2. Коэффициент σ зависит от энергии первичных электронов (рис. 1.12). С ростом энергии eU_1 первичных электронов коэффициент σ быстро растет и при энергиях порядка 400—800 эВ достигает максимума. Дальнейшее увеличение энергии первичных электронов - вызывает его уменьшение. Т.к. первичные электроны проникают на глубину, превосходящую некоторую предельную h_0 для данного вещества и выход вторичных электронов с глубин больших предельной, затруднен из-за рассеяния энергии при многочисленных столкновениях с электронами эмиттера. Максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии у металлов сравнительно невелико $\sigma_{max} = 0,5—1,8$.

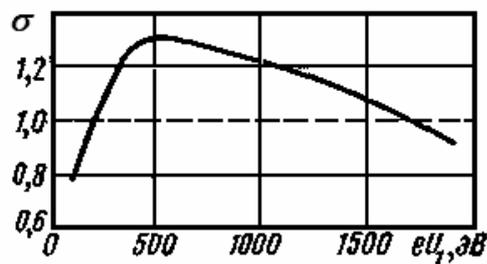


Рис. 1.12. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии металлов от энергии первичных электронов

Распределения вторичных электронов по энергиям (рис. 1.13). Широкий пик, максимум которого приходится на энергию порядка 5—15 эВ, соответствует истинно вторичным электронам (основным во вторичном токе). Этот пик не зависит от энергии первичных электронов. Узкий пик, соответствующий энергии первичных электронов (200 эВ), указывает на наличие во вторичном токе упруго отраженных от эмиттера первичных электронов. При изменении ускоряющего потенциала анода узкий пик соответственно перемещается. Левее его наблюдается еще один пик, обусловленный очень небольшим числом неупруго отраженных первичных электронов.

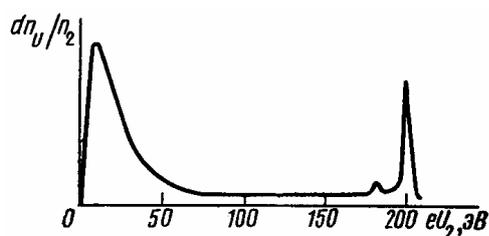


Рис. 1.13 Распределение вторичных электронов по энергиям.

Вторичная электронная эмиссия наблюдается также у диэлектриков и полупроводников. Зависимость коэффициента σ от энергии первичных электронов у диэлектриков и полупроводников качественно такая же, как у металлов. Однако коэффициент σ у диэлектриков и сложных полупроводниковых эмиттеров значительно выше, чем у металлов. $\sigma_{max} = 7—12$.

Вторичная электронная эмиссия лежит в основе работы фотоэлектронных умножителей, приемных, передающих, запоминающих трубок и других приборов. Вторичная эмиссия может происходить также при бомбардировке поверхности эмиттера тяжелыми частицами – ионами.

1.8 Явление фотоэлектронной эмиссии.

Фотоэлектронной эмиссией или внешним фотоэффектом называют эмиссию электронов из вещества под действием падающего на его поверхность излучения.

Краткие сведения о сущности явления фотоэлектронной эмиссии и основных экспериментально установленных его закономерностях приводятся в общем курсе физики. Здесь дадим объяснение происходящим при фотоэлектронной эмиссии процессам на базе квантовой теории света и зонной теории твердого тела.

Приведем основные закономерности фотоэлектронной эмиссии:

1. При неизменном спектральном составе света фототок I_ϕ пропорционален световому потоку Φ (закон Столетова):

$$I_{\phi} = k\Phi$$

Коэффициент пропорциональности k называют чувствительностью фотокатода.

2. При данном световом потоке ток эмиссии зависит от спектрального состава света. В частности, при монохроматическом свете чувствительность фотокатода зависит от частоты излучения ν (длины волны $\lambda=c/\nu$). Чувствительность фотокатода к свету данной частоты (длины волны) называют спектральной чувствительностью и обозначают k_{ν} (k_{λ}). Зависимость спектральной чувствительности от частоты или длины волны света называют спектральной характеристикой фотокатода.

3. Для каждого вещества существует некоторая минимальная, пороговая частота света ν_0 или максимальная длина волны λ_0 , за пределами которых эмиссии не наблюдается. Этот порог фотоэлектронной эмиссии называют длинноволновым или красным порогом фотоэффекта. Максимальная кинетическая энергия покидающих фотокатод электронов линейно растет с увеличением частоты света и не зависит от светового потока.

Теоретическое объяснение перечисленных закономерностей базируется на следующих положениях.

Проникая в металл фотокатода, каждый фотон взаимодействует только с *одним* свободным электроном, отдавая ему *полностью* свою энергию. Энергия фотона $h\nu$ суммируется с энергией электрона \mathcal{E} , которую он имел до встречи с фотоном. Если при этом электрон движется в сторону поверхности металла и компонента его скорости по нормали к поверхности достаточна для преодоления потенциального барьера W_0 на границе металла, то электрон сможет покинуть металл, причем на преодоление потенциального барьера он затратит энергию, равную W_0 . Вероятность этого зависит, очевидно, как от величины энергии фотона $h\nu$, так и от того, какой из валентных электронов металла (быстрый или медленный) приобретет энергию, фотона. Нужно учесть также, что на пути к поверхности металла электрон, получивший энергию

фотона, может растерять некоторую ее часть $\Delta\mathcal{E}$ при рассеянии на дефектах кристаллической решетки и примесных атомах, при взаимодействии с фононами и электронами валентной зоны. Все это означает, что отношение числа эмиттируемых электронов к числу приходящих на фотокатод фотонов $Y=N_e/N_\phi$ должно быть дробной величиной, зависящей от рода металла и частоты падающего на фотокатод света. Это отношение называют *квантовым выходом* фотокатода.

Представив число приходящих на фотокатод фотонов как отношение светового потока к энергии фотона:

$$N_\phi = \Phi / (h\nu),$$

получим выражение для спектральной чувствительности фотокатода

$$k_\nu = \frac{I_\phi}{\Phi} = \frac{eN_e}{h\nu N_\phi} = \frac{e}{h\nu} Y.$$

Оно показывает, что спектральная чувствительность фотокатода, как и квантовый выход Y , является величиной, зависящей от рода материала фотокатода и частоты падающего на фотокатод света. Таким образом, подтверждается закон Столетова.

Следует отметить, что внешнее ускоряющее поле, как и в случае термоэлектронной эмиссии, увеличивает фотоэмиссию за счет снижения потенциального барьера эмиттера.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ВАКУУМЕ

2.1 Движение электронов в вакууме в электрическом и магнитном полях

В электрическом поле напряженностью E на электрон действует сила $F_e = -eE$, противоположная по направлению вектору E .

В магнитном поле с индукцией B на движущийся электрон действует сила Лоренца. При произвольной ориентации векторов эту силу удобно представить в векторной форме:

$$F_M = -e[vB],$$

где v - вектор скорости электрона.

При наличии электрического и магнитного полей действующая на электрон сила:

$$F = -eE - e[vB].$$

Поскольку при движении в вакууме электрон не испытывает столкновений, приводящих к изменению величины и направления его скорости, получаем уравнение движения электрона

$$m \frac{dv}{dt} = -eE - e[vB]. \quad (2.1)$$

Это уравнение позволяет полностью описать движение электрона, найти его траекторию и скорость в любой точке, если известны начальные условия: координаты, величина и направление скорости в начале пути и, главное, если известна картина поля, т.е. заданы в виде функции координат векторы напряженности электрического поля E и магнитной индукции B .

Нахождение картины поля является первым этапом решения задач о движении электронов в межэлектродном пространстве.

Аналитически картину электрического поля в пространстве, свободном от зарядов, можно найти решением уравнения **Лапласа**:

$$\nabla^2 U = 0.$$

Это для случая малых потоков или единичных электронов.

В случаях, когда электроны и другие заряженные частицы находятся в межэлектродном пространстве в большом количестве и влияют на картину электрического поля, в основу расчета должно быть положено уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 U = -\rho/\epsilon_0,$$

где ρ — плотность объемного заряда; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость.

Однако картины электрического поля аналитическим путем можно найти для простых конфигураций электродов, а для сложных электродов используют

эксперимент (электрическая ванна, метод сеток, метод сопротивлений) или приближенные методы расчета.

Картину магнитного поля также можно получить аналитически только для простейших случаев.

Вернемся к уравнению (2.1):

$$m \frac{dv}{dt} = -eE - e[vB].$$

Умножив левую и правую части скалярно на скорость электрона v , получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = -evE.$$

Второе слагаемое равно нулю потому, что сила Лоренца перпендикулярна направлению движения электрона.

Выясняется, что под действием магнитного поля изменяется только направление движения электрона, а его скорость не меняется по величине.

Электрическое поле влияет на кинетическую энергию и на направление движения.

Уравнение, связывающее энергию свободного электрона с пройденной разностью потенциалов U :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU.$$

Если начальную энергию электрона охарактеризовать некоторой разностью потенциалов U_0 , т.е. выразить ее в электрон-вольтах, то скорость электрона, прошедшего разность потенциалов U ,

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}(U + U_0)}.$$

Напомним, что при скоростях электрона, близких к скорости света, во всех приведенных уравнениях должна быть релятивистская масса электрона ($m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$). Однако, как показывает расчет, релятивистский эффект учитывается только при анализе движения электрона, ускоряемого разностью

потенциалов в несколько десятков киловольт. Поэтому далее будем считать массу электрона постоянной.

2.2 Движение электрона в однородном электрическом поле

Рассмотрим движение электрона между плоскопараллельными электродами с расстоянием d между ними (рис. 2.1).

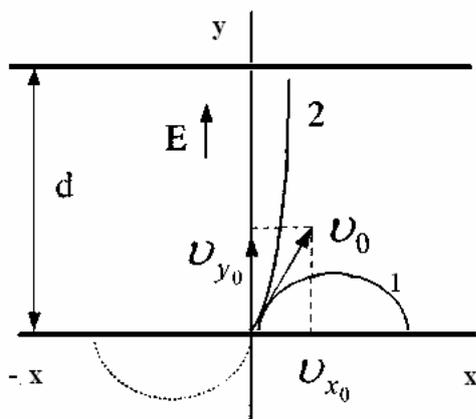


Рис. 2.1 - Движение электрона в однородном электрическом поле

Уравнение Лапласа, имеющее вид $d^2U/dy^2 = 0$, после интегрирования сводится к уравнению

$$E_y = E = -U/d = const,$$

где U – разность потенциалов между электродами.

Уравнение движения электрона в прямоугольной системе координат разбивается на три уравнения:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= -eE_x - e(v_y B_z - v_z B_y), \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -eE_y - e(v_z B_x - v_x B_z), \\ m \frac{dv_z}{dt} &= -eE_z - e(v_x B_y - v_y B_x). \end{aligned} \right\}$$

В рассматриваемом случае магнитное поле отсутствует, а электрическое имеет одну компоненту $E_y = E$. Тогда система уравнений запишется как

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= 0; \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -eE_y = -eE; \\ m \frac{dv_z}{dt} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Пусть в момент $t = 0$ электрон находится в точке начала координат и движется со скоростью v_0 , имеющей компоненты по осям x и y , а компонента скорости по z равна нулю. Тогда интегрирование приводит к уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \text{const} = v_{x0}; \\ v_y &= -\frac{e}{m}Et + v_{y0}; \\ v_z &= 0. \end{aligned} \right\}$$

После повторного интегрирования первых двух уравнений получаем

$$\left. \begin{aligned} x &= v_{x0}t; \\ y &= -\frac{e}{2m}Et^2 + v_{y0}t. \end{aligned} \right\}$$

Константы интегрирования в обоих случаях равны нулю, поскольку в начальный момент $x = y = 0$ интегрирование третьего уравнения дает $z=0$.

Получим уравнение траектории электрона, подставив $t = \frac{x}{v_{x0}}$:

$$y = -\frac{e}{2m}E \frac{x^2}{v_{x0}^2} + \frac{v_{y0}}{v_{x0}}x$$

Видно, что движение происходит по параболе (кривая 1 на рис. 2.1), обращенной выпуклостью вверх. Анализ показывает, что вершина этой параболы имеет координаты $x_{max} = \frac{m}{e}v_{x0}v_{y0} \frac{1}{E}$; $y_{max} = \frac{m}{2e}v_{y0}^2 \frac{1}{E}$. Совершая движение по этой траектории, электрон возвращается к оси x в точке с координатой:

$$x_0 = 2x_{max} = \frac{2m}{e}v_{x0}v_{y0} \frac{1}{E}.$$

Если вектор напряженности поля E направить в противоположную сторону ($-y$), то изменяется знак первого члена уравнения траектории электрона:

$$y = \frac{e}{2m} E \frac{x^2}{v_{x_0}^2} + \frac{v_{y_0}}{v_{x_0}} x,$$

т.е. в данном случае электрон будет двигаться по траектории 2 (на рис. 2.1). Это отрезок параболы, симметричный относительно начала координат параболе 1.

2.3 Движение электрона в однородном магнитном поле

Для решения этой задачи так же воспользуемся прямоугольной системой координат. Ось y направим навстречу вектору магнитной индукции B , а ось x - так, чтобы вектор скорости электрона v_0 находящегося в момент времени $t = 0$ в точке начала координат, лежал в плоскости $ХОУ$, т.е. имеем компоненты v_{x_0} и v_{y_0} .

В отсутствие электрического поля система уравнений движения электрона принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= -e(v_y B_z - v_z B_y); \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -e(v_z B_x - v_x B_z); \\ m \frac{dv_z}{dt} &= -e(v_x B_y - v_y B_x). \end{aligned} \right\}$$

или с учетом условий $B_x = B_z = 0$, а $B_y = -B$:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= eBv_z; \\ m \frac{dv_y}{dt} &= 0; \\ m \frac{dv_z}{dt} &= eBv_x. \end{aligned} \right\}$$

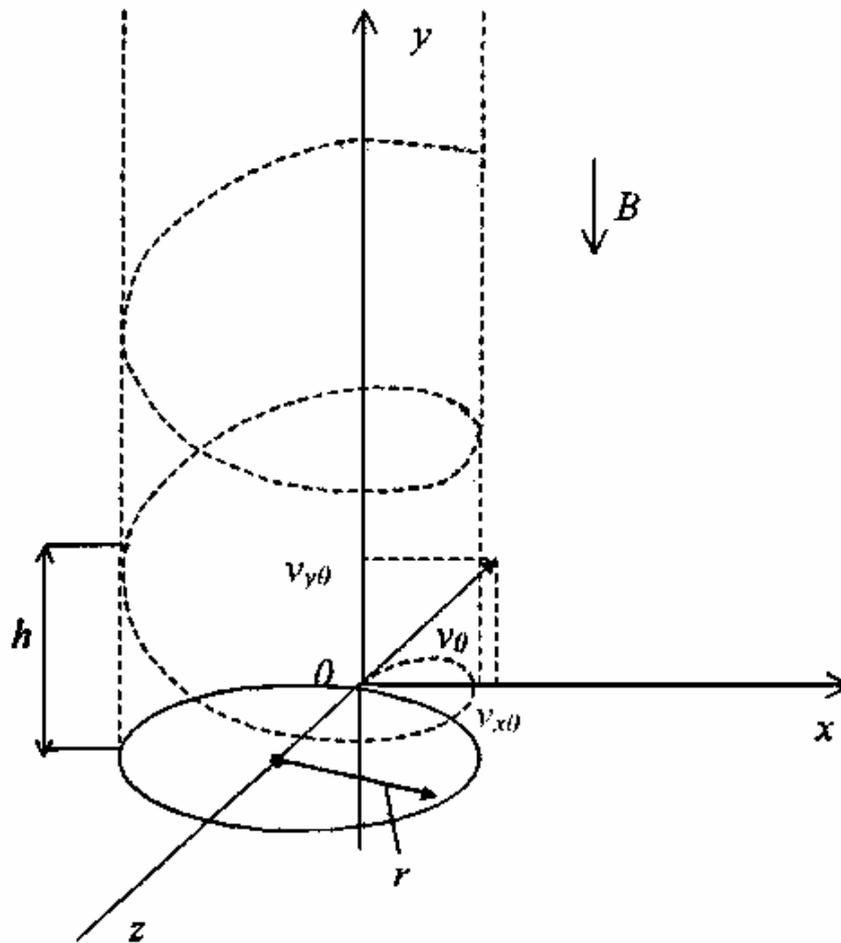


Рис. 2.2-Движение электрона в однородном магнитном поле

Интегрирование второго уравнения системы с учетом начального условия: при $t=0$, $v_y=v_{y0}$ приводит к соотношению:

$$v_y = v_{y0} = const ,$$

т.е. показывает, что магнитное поле не влияет на компоненту скорости электрона в направлении силовых линий поля.

Совместное решение первого и третьего уравнений системы, состоящее в дифференцировании первого по времени и подстановке значения dv_z/dt из третьего, приводит к уравнению, связывающему скорость электрона v_x со временем:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega^2 v_x = 0 ,$$

где $\omega = \frac{e}{m} B$.

Решение уравнений такого типа можно представить в виде:

$$v_x = A \cos \omega t + C \sin \omega t ,$$

причем из начальных условий при $t=0$, $v_x=v_{x0}$, $dv_x/dt=0$ (что следует из первого уравнения системы, так как $v_{z0} = 0$) вытекает, что

$$v_x = v_{x0} \cdot \cos \omega t .$$

Кроме того, дифференцирование этого уравнения с учетом первого уравнения системы приводит к выражению:

$$v_z = v_{x0} \cdot \sin \omega t .$$

Заметим, что возведение в квадрат и сложение двух последних уравнений дает выражение:

$$v_x^2 + v_z^2 = v_{x0}^2 = const ,$$

которое еще раз подтверждает, что магнитное поле не изменяет величины полной скорости (энергии) электрона.

В результате интегрирования уравнения, определяющего его v_x , получаем:

$$x = \frac{v_{x0}}{\omega} \sin \omega t ,$$

постоянная интегрирования в соответствии с начальными условиями равна нулю.

Интегрирование уравнения, определяющего скорость v_z с учетом того, что при $z = 0$, $t = 0$ позволяет найти зависимость от времени координаты z электрона:

$$z = \frac{v_{x0}}{\omega} (1 - \cos \omega t)$$

Решая два последних уравнения относительно $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$, возводя в квадрат и складывая, после несложных преобразований получаем уравнение проекции траектории электрона на плоскости XOZ:

$$x^2 + \left(z - \frac{v_{x0}}{\omega} \right)^2 = \left(\frac{v_{x0}}{\omega} \right)^2 .$$

Это уравнение окружности радиуса $r = v_{x0} / \omega$, центр которой расположен на оси z на расстоянии r от начала координат (рис. 2.2). Сама траектория

электрона представляет собой цилиндрическую спираль радиуса $r = v_{x_0} / \omega$ с шагом $h = 2\pi v_{y_0} / \omega$. Из полученных уравнений очевидно также, что величина $\omega = \frac{e}{m} B$ представляет собой круговую частоту движения электрона по этой траектории.

2.4 Электрический ток в вакууме при наличии объемного заряда

До сих пор рассматривались закономерности движения электронов в вакууме, когда объемный заряд незначительный, картина электрического поля описывается уравнением Лапласа.

Однако в большинстве приборов используются значительные токи и формируются объемные заряды такой плотности, что ими нельзя пренебрегать. Рассмотрим закономерности режима пространственного заряда.

Представим анод и катод в виде плоскостей. На рис. 2.3 по оси абсцисс отложено расстояние от катода до анода, вверх от нулевой линии - положительное напряжение, вниз - отрицательное. Допустим, что из катода выходит определенное количество электронов и величина эта постоянная ($I_{эм} = const$). Если на анод не подано напряжение, то электроны, выйдя из катода, хаотически двигаются в диодном промежутке, образуя между катодом и анодом отрицательный объемный заряд (кривая 1).

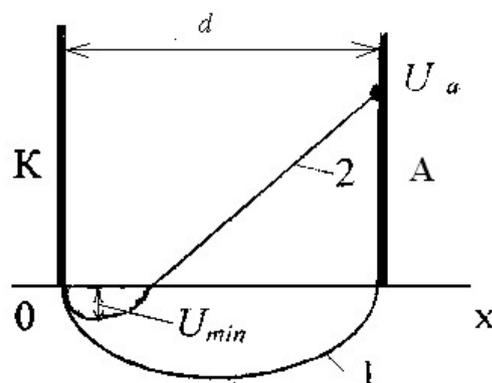


Рис. 2.3 - Распределение потенциала в диодном промежутке

Подадим на анод небольшое положительное напряжение. Электроны ускоряются анодом, в цепи анода протекает ток, но он меньше, чем ток эмиссии ($I_a < I_{эм}$). Распределение потенциала между электродами при этом показано кривой 2. Отрицательный объемный заряд сохраняется только у катода, при этом образуется потенциальный минимум U_{min} . Электрон, выйдя из катода, попадает в тормозящее поле этого потенциала, и только если его энергия больше U_{min} , преодолевает этот потенциальный барьер и ускоряется полем анода:

$$v_e > \sqrt{\frac{2eU_{min}}{m}}$$

Если энергия у электрона меньше, он не может преодолеть этот барьер и остается в области отрицательного пространственного заряда. Диодный промежуток в этом случае работает в режиме ограничения анодного тока объемным пространственным зарядом.

Зависимость плотности анодного тока от напряжения на аноде определяется уравнением:

$$j = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{(U_a - U_{min})^{3/2}}{(d - x_{min})^2}$$

Это выражение носит название закона "степени трех вторых". Если плотность тока анода умножить на площадь анода, получим ток анода I_a .

Уравнение "степени трех вторых" описывает диодную характеристику, представленную на рис.2.4.



Рис 2.4 - Диодная характеристика при наличии объемного заряда

Закон степени $3/2$ применим в любом электронном, вакуумном приборе при наличии объемного пространственного отрицательного заряда у катода.

2.5 Электронный поток, его формирование

Покидая катод, электроны имеют разные тепловые скорости. Начальные тепловые скорости электронов составляют, как правило, несколько десятых долей вольта. Распределение электронов по скоростям является Максвелловским. Покидая катод, электроны не имеют направленного движения. В целом ряде современных электронных приборов используются направленные управляемые потоки (пучки) электронов. Создание таких пучков осуществляется с помощью соответствующих магнитных и электрических полей.

Область техники, которая охватывает создание направленных, сфокусированных, управляемых по интенсивности и по направлению электронных пучков, называется лучевой электроникой. Под электроннооптической системой будем понимать совокупность электродов, имеющих определенные потенциалы и геометрии, и магнитов или проводников, создающих соответственные электрические и магнитные поля.

В настоящее время находят применение электронные пучки, обладающие разнообразными электрическими и геометрическими характеристиками. Требования, предъявляемые к свойствам электронных пучков, к их параметрам, определяются назначением и конструкцией приборов.

Все известные электронные пучки подразделяют

- по плотности тока - на интенсивные и слабые;
- по скорости электронов - на нерелятивистские и релятивистские;
- по признакам симметрии - а осесимметричные и неосесимметричные;
- по форме оси - на прямолинейные и криволинейные,

- по форме поперечного и осевого сечения - на прямоугольные, цилиндрические, трубчатые, конические, сходящиеся и т.д.

Схема формирования интенсивных электронных пучков

Практически в любом случае систему, формирующую электронный пучок, можно условно разделить на четыре области (рис. 2.5).

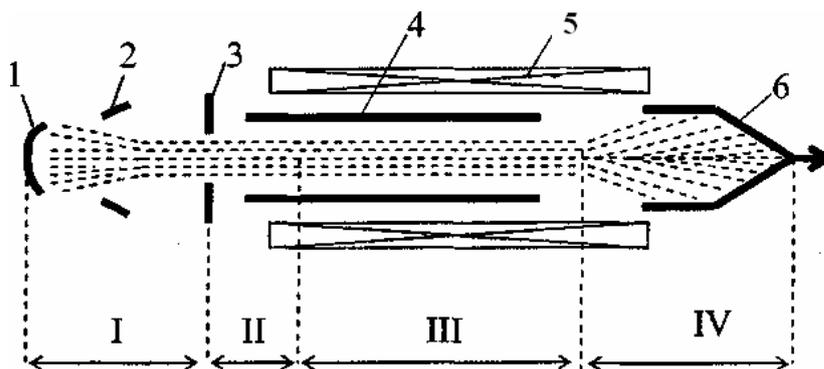


Рис. 2.5 - Общая схема системы формирования электронных потоков

I - область электронной пушки состоит из термокатода 1, фокусирующего электрода 2 и анода 3. В электрическом поле этих электродов происходит первоначальное формирование электронного пучка.

II - переходная область между электронной пушкой и областью фокусировки. Переходная область - важная с точки зрения формирования пучка.

III - область пролетного канала (пролетной трубы) 4, в которой могут располагаться резонаторы, например, в случае клистрона, или отклоняющие устройства, например, в случае сварочной установки. В этой же области располагается и фокусирующая система 5. Конструкции таких систем многообразны. Она может состоять из нескольких соленоидов или из одного длинного соленоида. Эта поперечно-ограничивающая (фокусирующая) система создает магнитное или электрическое поле, препятствующее расширению электронного пучка в пролетной трубе. В случае длинных пучков важно не

допустить оседания части тока пучка на стенках трубы, т.е. обеспечить хорошее токопрохождение пучка.

IV - приемник, или коллектор пучка б, который может быть как пассивным, т.е. служить для отвода электронов пучка из прибора (анод), так и активным. В последнем случае основной эффект, ради которого создается прибор и формируется пучок, происходит именно в приемнике, например, плавка или сварка электронным лучом.

Широкому распространению электронно-лучевых приборов способствовали замечательные свойства электронного луча - практическая безынерционность, позволяющая перемещать луч в пространстве со скоростью, соизмеримой со скоростью света. При помощи электронного луча возможно анализировать быстро протекающие процессы, передавать и принимать телевизионные изображения, «переносить» изображения из одной части спектра в другую, «записывать» и «считывать» различную информацию. Сфокусированные пучки заряженных частиц «работают» в различных ускорителях в ядерной физике (циклотрон, бетатрон, синхротрон, линейные ускорители и др.). Созданы приборы, в которых для получения увеличенных изображений малых объектов вместо световых пучков используют электронные - электронные микроскопы.

Электронные и ионные пучки находят все более широкое применение в технологии (плавка, сварка и обработка материалов, сверление, получение новых материалов, упрочение, создание полупроводниковых переходов и т.д.).

2.6 Преломление электронного луча

При рассмотрении движения электронов в электрическом поле удобно применять уравнения, определяющие прохождение света сквозь среды с различными оптическими характеристиками. Так например, оптический закон преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1},$$

где α и β - углы, образуемые падающим (α) и преломленным (β) лучами с нормалью к границе раздела двух сред, имеющих показатели преломления n_1 и n_2 , справедлив также для электронного луча, проходящего из области потенциала U_1 в область потенциала U_2 .

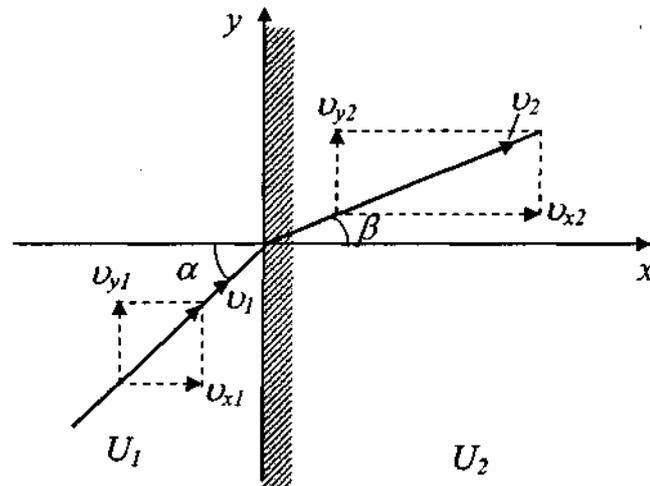


Рис. 2.6- Преломление электронного луча

При движении электрона через границу двух сред с различными потенциалами (рис. 2.6) составляющая скорости, параллельная поверхности раздела, остается без изменения, а составляющая, перпендикулярная этой поверхности, изменяется по величине (увеличивается при $U_1 > U_2$).

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_1}; \quad v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_2}.$$

Подставляя эти значения скоростей в предыдущее уравнение, получаем

$$\sqrt{\frac{2e}{m}U_1} \cdot \sin \alpha = \sqrt{\frac{2e}{m}U_2} \cdot \sin \beta;$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}. \quad (2.2)$$

Из этого выражения следует, что при переходе электрона в среду с более высоким потенциалом угол отклонения его от нормали уменьшается, в противном случае электрон удаляется от нормали. При этом роль показателя преломления играет величина \sqrt{U} .

Таким образом, рассматривая поверхности равного потенциала как преломляющие поверхности оптической среды, можно, используя законы световой оптики, найти траектории электронов в электрических полях.

Расчет электрических полей, используемых для формирования, фокусировки и отклонения электронных пучков, сводится к нахождению распределения потенциала в функции координат.

2.7 Фокусировка электронного потока

В электронно-лучевых приборах для фокусировки электронных пучков служат электрические и магнитные поля, обладающие симметрией тел вращения.

Движение заряженных частиц в таких полях аналогично распространению света сквозь линзы. Любое неоднородное электрическое или магнитное поле, обладающее осевой симметрией, в приосевой области обладает свойствами электронной линзы.

Что будет с параллельным пучком электронов, если он будет проходить из области с U_1 в область с U_2 и граничная поверхность сферическая (рис. 2.7).

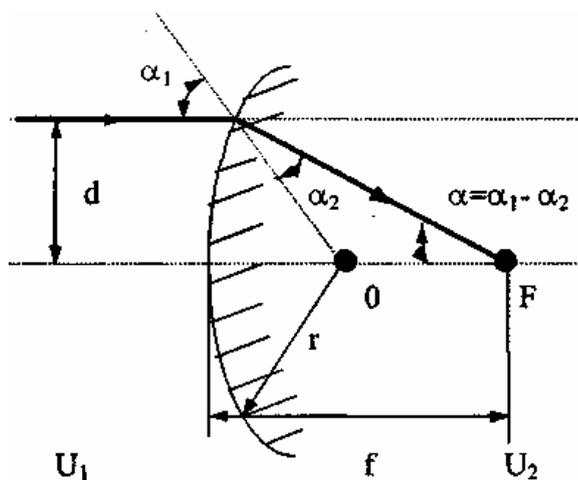


Рис. 2.7 - Фокусировка электронов

При $U_2 > U_1$, когда $\alpha_1 > \alpha_2$, электрон пересечет ось в точке F , это *фокусная точка*.

Поле в этом случае обладает собирающим действием. Величину фокусного расстояния f легко найти, если d мало, электрон лежит недалеко от оси, α_1 и α_2 - небольшие:

$$f = \frac{d}{\operatorname{tg} \alpha} \approx r \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{r \alpha_1}{\alpha_1 - \alpha_2} = \frac{r \sqrt{U_2}}{\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1}}.$$

Фокусное расстояние не зависит от d , т.е. электроны всего пучка собираются в одной точке (фокусе).

Аналогично для $U_2 < U_1$ пучок рассеивается на границе.

2.8 Электронные линзы

В большинстве электронно-лучевых приборов для фокусировки электронных пучков используются электрические и магнитные поля, которые обладают симметрией вращения, т. е. симметричны относительно некоторой оси. Такие неоднородные аксиально-симметричные поля называются электронными линзами. В качестве линз используют также аксиально-симметричные однородные магнитные поля.

Аксиально-симметричные электрические поля могут быть созданы комбинацией электродов (имеющих общую ось симметрии), на которые подаются различные потенциалы. Форма электродов может быть весьма разнообразной, например в виде полых цилиндров, диафрагм (круглых дисков с центральным отверстием).

Магнитные электронные линзы могут быть созданы катушками, обтекаемыми током, или постоянными магнитами.

Электростатические линзы. Электронные линзы по характеру электростатических полей можно классифицировать на следующие типы: линзы-диафрагмы, одиночные, иммерсионные линзы и иммерсионный объектив.

Линзы-диафрагмы — линзы по обе стороны которых находятся области с однородным полем, имеющие разные потенциалы. Эквипотенциальные

поверхности и примерное распределение потенциалов в линзе показаны на рис. 2.8.

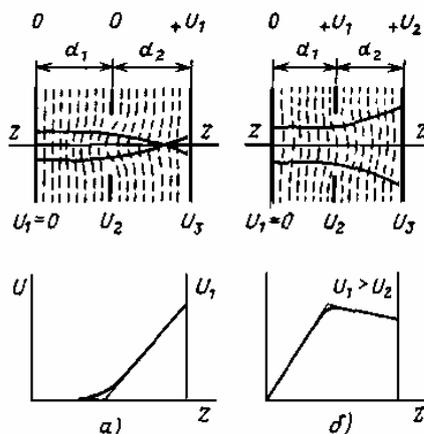


Рис. 2.8. Примеры линз-диафрагм:
 а - собирающая линза;
 б - рассеивающая линза

Используя соотношение (2.2), можно показать, что диафрагма с отверстием может быть собирающей и рассеивающей линзой. В первом случае (рис. 2.8, а) электроны движутся в электрическом поле от низшего потенциала к высшему и пересекают эквипотенциальные поверхности, отклоняясь в сторону нормалей этих поверхностей. Во втором случае (рис. 2.8, б) электроны движутся от высшего потенциала к низшему и отклоняются от нормалей.

Фокусное расстояние подобной линзы можно определить по приближенной формуле $f \approx (4U_2)/(E_2 - E_1)$, где $E_1 = U_2/d_1$ и $E_2 = (U_3 - U_2)/d_2$ - напряженности поля слева и справа от диафрагм.

Особенность этой линзы заключается в том, что к диафрагме по крайней мере с одной стороны, должно примыкать электростатическое поле, которое является средой с непрерывно изменяющимся показателем преломления. В силу этого линза-диафрагма самостоятельно не применяется, но входит в состав более сложных линз.

Одиночные линзы образуются тремя электродами, диафрагмами или цилиндрами. Крайние электроды имеют одинаковые потенциалы, отличные от потенциала среднего электрода. На рис. 2.9 изображена одиночная линза и ее

оптический аналог. На этом же рисунке показано распределение потенциала вдоль оси линзы и изображение траектории электронов.

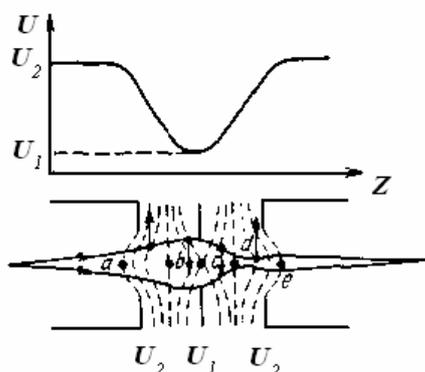


Рис. 2.9. Пример одиночной линзы

Отметим, что одиночная линза действует как собирающая независимо от знака потенциала среднего электрода по отношению к крайним. Кроме того, она симметрична, т.е. $f_1=f_2$. Одиночная линза формирует электронное изображение, не изменяя энергии создающего изображение электронного пучка.

Иммерсионные линзы — линзы, по обе стороны которых лежат области постоянных, но разных по значению потенциалов. Свое название они получили по аналогии с оптическими линзами, помещенными на границе двух различных сред, например воздуха и какой-либо иммерсионной жидкости (воды или масла). Подобные линзы образуются обычно двумя диафрагмами, двумя цилиндрами или их комбинацией. Характер распределения потенциала вдоль оси линзы приведен на рис. 2.10.

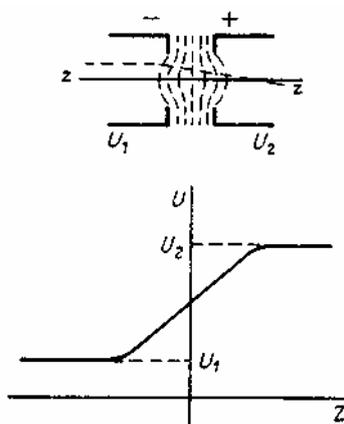


Рис. 2.10. Иммерсионная линза

Общее действие иммерсионной линзы на электронный пучок является собирающим, как и при использовании одиночной линзы, электроны проходят фокусирующую область линзы медленнее, чем рассеивающую. Они несимметричны, т.е. их фокусные расстояния f_1 , и f_2 неравны и относятся как

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}.$$

Иммерсионная линза, создавая электронное изображение, должна изменять энергию электронного пучка, создающего это изображение.

Разновидностью иммерсионной линзы является *иммерсионный объектив* (рис. 2.11). Он состоит из катода и двух электродов. Первый к катоду электрод M имеет отрицательный потенциал относительно катода и называется модулятором. Изменение потенциала модулятора позволяет изменять ток с катода, а следовательно, и ток электронного пучка. Второй электрод $У$ имеет положительный потенциал и называется ускоряющим электродом или анодом.

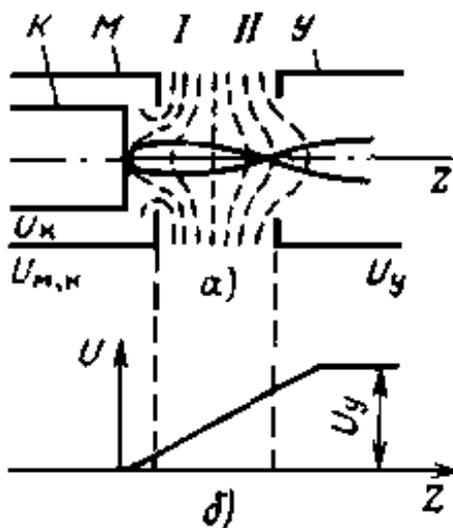


Рис. 2.11. Иммерсионный объектив:
 а - схема расположения электродов б - примерное распределение потенциала вдоль оси.

В целом иммерсионный объектив действует как собирающая линза.

Наряду с образованием электронного изображения, иммерсионный объектив может быть использован для управления величиной тока пучка электронов, проходящих через модулятор, так как изменяя отрицательный по

отношению к катоду потенциал модулятора, можно изменять как размеры поверхности взаимодействия поля с пространственным зарядом электронов, так и саму величину этого поля, проникающего через отверстие в модуляторе.

Иммерсионный объектив является неотъемлемой и важнейшей частью электронно-оптических систем всех электронно-лучевых приборов.

Магнитные линзы. Длинная магнитная линза представляет собой катушку цилиндрической формы (соленоид), длина которой значительно больше ее диаметра. Если через катушку пропустить постоянный ток, то вокруг ее витков образуется магнитное поле. Можно считать, что внутри катушки в области, достаточно удаленной от ее концов, магнитное поле будет однородным. траектория электрона представляет собой винтовую линию. Радиус, шаг и период этой траектории определяются по формулам в п. 2.3. Все электроны пучка, вылетевшие из точки A через время T (один период), соберутся в точке C , образуя изображение объекта A .

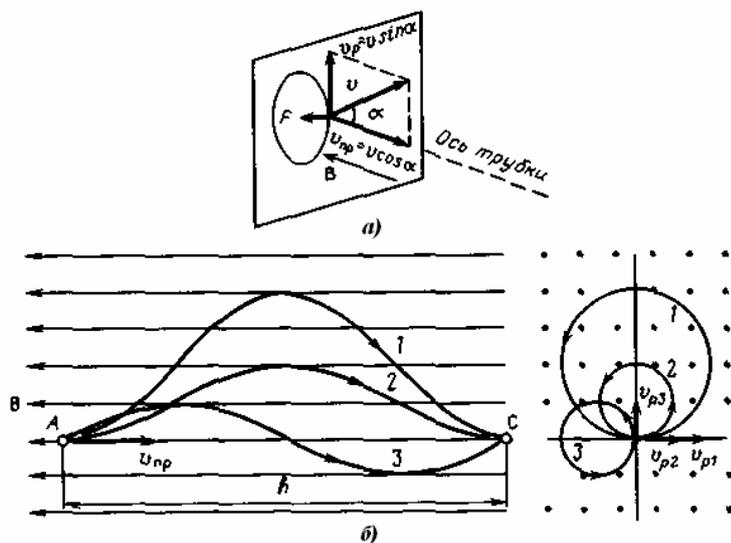


Рис. 2.12. Движение электронов в поле длинной магнитной линзы:
 а — проекция траектории электрона на плоскость, перпендикулярную оси трубки; б - траектории электронов (1 -3) и их проекции

Однородное магнитное поле длинной катушки является своеобразной линзой, отличающейся по характеру своего действия от обычных линз. Она осуществляет перенос изображения, не меняя его масштаба. Изображение получается прямым, а не перевернутым в отличие от рассмотренных выше

линз. Такие линзы широко применяются в электронно-лучевых приборах, в частности некоторых передающих трубках.

Короткая магнитная линза образуется неоднородным аксиально-симметричным полем катушки, длина которой намного меньше ее диаметра (рис. 2.13). Рассмотрим движение электрона, влетающего со скоростью v в область поля такой линзы.

Пока электрон не влетает в поле линзы, он движется прямолинейно. По мере захода в область линзы электрон начинает взаимодействовать с полем. этом изображение будет повернуто вокруг оси на некоторый угол φ (рис. 2.13, б). Изменяя ток в фокусирующей катушке и, следовательно, индукцию магнитного поля, можно добиться пересечения траекторий электронов с осью трубки в плоскости экрана, т. е. обеспечить фокусировку электронов.

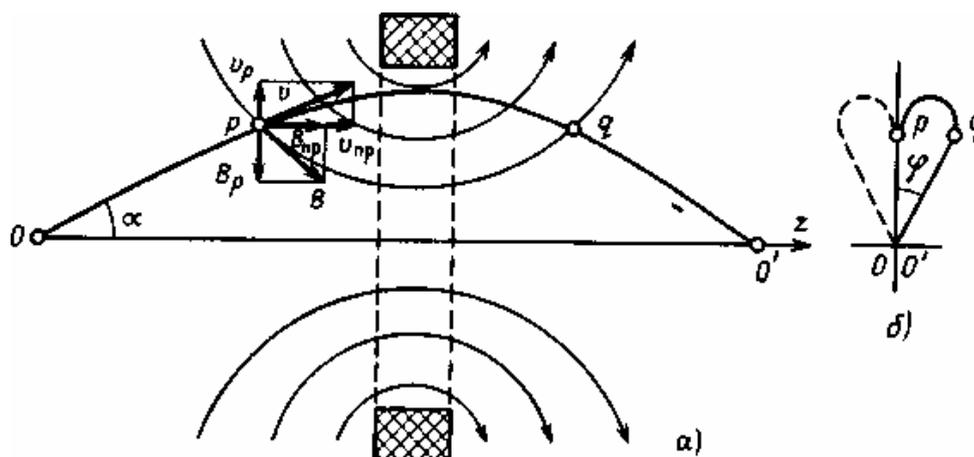


Рис. 2.13. Магнитная линза, образованная полем короткой катушки:
 а) - траектория электрона; б) - проекция траектории на плоскость, перпендикулярную оси.

В отличие от электростатических линз магнитные имеют большие габаритные размеры и массу. Но обладают и рядом преимуществ. Для их создания не требуются высокие напряжения, их оптическую силу можно легко и в широких пределах регулировать изменением тока, протекающего по виткам катушки.

Фокусирующее поле может быть создано также постоянными магнитами. При этом энергия на фокусировку не затрачивается, но регулирование оптических параметров механическим путем представляет определенные

неудобства. По этой причине постоянные магниты, образующие магнитостатические линзы, получили ограниченное применение.

3. ЭЛЕКТРОННО–ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ

Электронно-лучевым называется электронный электровакуумный прибор, в котором используется поток электронов, сфокусированный в форме луча или пучка лучей. Электронно-лучевой прибор, имеющий форму трубки, вытянутой в направлении луча, называют электронно-лучевой трубкой. В зависимости от числа используемых лучей различают одно-, двух- и многолучевые приборы.

Электронно-лучевые приборы классифицируют по их назначению.

Приемные - электронно-лучевые приборы, преобразующие электрический сигнал в видимое изображение. К ним относятся осциллографические трубки, трубки для индикаторных радиолокационных установок, приемные телевизионные трубки - кинескопы и дисплеи.

Передающие - электронно-лучевые приборы, предназначенные для преобразования оптического изображения в последовательность электрических сигналов. Используются для передачи телевизионного изображения.

Запоминающие трубки - приборы, предназначенные для записи сигналов на диэлектрике с последующим воспроизведением в виде оптического изображения, электрического сигнала или того и другого.

Электронно-оптические преобразователи (ЭОП) - электронные электровакуумные приборы, предназначенные для переноса изображения из одной спектральной области в другую с помощью пучка электронных лучей, хотя, строго говоря, в этих приборах нет отдельных сфокусированных пучков - лучей, а изображение переносится широким электронным потоком.

3.1 Устройство электронно-лучевой трубки

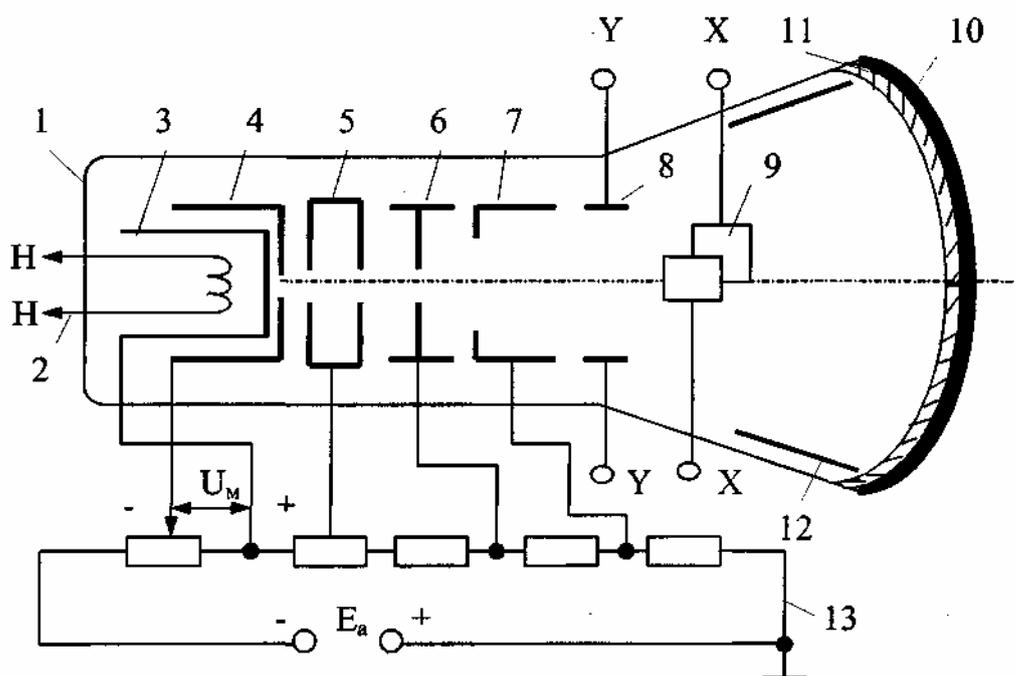


Рис. 3.1 - Схема питания ЭЛТ:

- 1 - стеклянный баллон трубки;
- 2 - подогреватель;
- 3 - подогревный оксидный катод;
- 4 - модулятор;
- 5 - ускоряющий электрод;
- 6 - анод первый;
- 7 - анод второй;
- 8 - пластины, отклоняющие по оси Y;
- 9 - пластины, отклоняющиеся по оси X;
- 10 - экран (люминофор);
- 11 - алюминиевая пленка;
- 12 - анод третий, после ускорения;
- 13 - делитель напряжения (источник питания)

Устройство ЭЛТ представлено на рис. 3.1. Электроды 2-7 образуют электронный прожектор или электронную пушку. Из электронной пушки выходит сформированный электронный луч. Электроды 8 и 9 образуют отклоняющую систему, обеспечивая движение луча по экрану. Электроды 10 и

11 - экран ЭЛТ. Все электроды электронной пушки питаются от делителя напряжения (13), напряжение на делителе составляет 10-35 кВ в зависимости от типа трубки. Положительный вывод источника заземлен, на все электроды подается отрицательное относительно земли напряжение.

В торце узкой части (горловины) ЭЛТ расположен термокатод в виде цилиндра (3), внутри которого помещена спираль для подогрева (2). Дно цилиндра с внешней стороны покрыто оксидным слоем; с его поверхности при подогреве эмиттируются электроны. Энергия этих электронов составляет сотые доли электрон-вольта, распределение направления движения подчиняется закону косинуса. Катод расположен внутри другого цилиндра с небольшим круглым отверстием - диафрагмой. Это модулятор (4), к нему подводится небольшой, отрицательный относительно катода потенциал, регулируемый в пределах от нуля до нескольких десятков вольт. Меняя напряжение модулятора, изменяют плотность тока электронного луча. Электронный поток формируется только за счет электронов, прошедших через диафрагму диаметром около 1 мм.

Далее по оси трубки располагаются еще 2 или 3 цилиндра - ускоряющий электрод (5), анод первый (6) и анод второй (7) - это фокусирующие и ускоряющие электроды. Вследствие различия потенциалов катода, модулятора, ускоряющего электрода и анодов и подбора их геометрии в пространстве между ними создаются неоднородные электрические поля - электронные линзы. Проходя через эти линзы, электроны образуют узкий, сходящийся у экрана поток - электронный луч. Энергия электронов в луче соответствует потенциалу второго анода. На рисунке показана ЭЛТ с электростатической фокусировкой. Поля модулятора и ускоряющего электрода образуют иммерсионную линзу, которая ускоряет и фокусирует электроны. Поля модулятора и A_1 - вторая линза, A_1 и A_2 - третья линза. Количество линз зависит от типа трубки.

Есть большой класс ЭЛТ с магнитной фокусировкой, где роль фокусирующей линзы выполняет неоднородное магнитное поле короткой

магнитной катушки, надеваемой после ускоряющего электрода или после первого анода на горловину трубки. Магнитная линза не может применяться вместо иммерсионной линзы, поскольку магнитное поле изменяет траекторию уже ускоренных электронов, но не может их ускорять.

3.2 Модуляция электронного луча по плотности

Изменение плотности тока луча меняет яркость пятна на экране ЭЛТ в широких пределах: от полного исчезновения до максимального значения. Управление осуществляется изменением электрического поля в прикатодной части электронной пушки, между катодом и модулятором.

На рис. 3.2 показана картина электрического поля, образующего иммерсионную линзу.

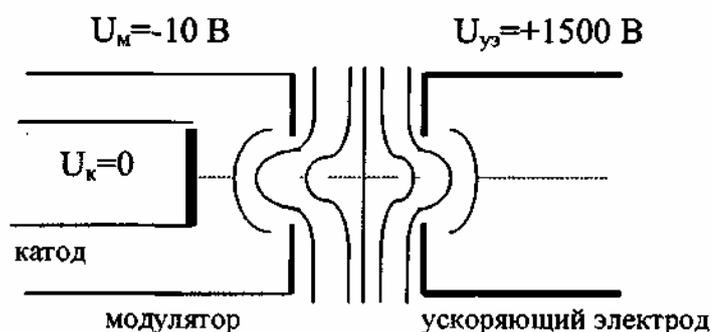


Рис. 3.2 - Иммерсионная линза

Возле диафрагмы, в пространстве между катодом и модулятором, существует неоднородное электрическое поле, эквипотенциали поверхности, которого обращены выпуклостью к катоду - область фокусировки электронов.

Противоположное расположение эквипотенциальных поверхностей в области ускоряющего электрода - область расфокусировки. Линза осесимметрична. Электроны выходят из катода, имеют очень маленькую энергию (примерно 0,01 эВ), и на них действует поле модулятора. Модулятор имеет отрицательный потенциал относительно катода, поле модулятора возвращает электроны к катоду. Поле ускоряющего электрода, проникая через

диафрагму модулятора, ускоряет электроны и обеспечивает их выход через диафрагму модулятора.

Результирующее поле у катода складывается из тормозящего поля модулятора и ускоряющего поля ускоряющего электрода. При этом у поверхности катода образуется отрицательный пространственный заряд электронов. Величина пространственного заряда определяется еще и диаметром отверстия в модуляторе.

Итак, поле у катода зависит от напряжения на модуляторе U_m и от напряжения на ускоряющем электроде $U_{yэ}$. Для того чтобы раскрыть механизм этой зависимости, вводится понятие действующего напряжения $U_д$:

$$U_д = U_m + DU_{yэ},$$

где D - проницаемость модулятора (характеризует степень проникновения поля ускоряющего электрода в пространство модулятор - катод и учитывает ослабление действия этого поля на потенциальный барьер у катода по сравнению с полем модулятора). Меньшее влияние напряжения ускоряющего электрода объясняется, во-первых, тем, что расстояние от ускоряющего электрода до катода больше, чем от модулятора до катода, во-вторых, поле ускоряющего электрода слабо проникает через отверстие в модуляторе. Чем меньше отверстие в модуляторе, тем меньше проницаемость D . Ток луча можно регулировать, изменяя U_m и $U_{yэ}$. Тогда проницаемость можно определить как

$$D = -\frac{dU_m}{dU_{yэ}} \text{ при } I_k = \text{const.}$$

Проницаемость показывает сравнительное воздействие U_m и $U_{yэ}$ на ток луча. Знак минус показывает, что приращения U_m и $U_{yэ}$ - разных знаков (модулятор отрицателен), при этом D всегда положительна.

Учитывая, что в области катода есть пространственный заряд, ток луча определяется законом степени $3/2$. При этом напряжение в плоскости модулятора в его отверстии складывается из напряжения U_m и $U_{yэ}$ и равно $U_д$.

Тогда закон степени $3/2$ можно записать:

$$I_k = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_{\partial}^{3/2}}{d_{км}} S_0 \quad [A],$$

где $d_{км}$ — расстояние между катодом и модулятором, S_0 — площадь отверстия в модуляторе.

Модуляционные характеристики ЭЛТ приведены на рис.3.3, I_k - ток катода. Это ток в луче в области ускоряющего электрода. Не все электроны достигнут экрана. Часть из них из-за значительного углового расхождения при дальнейшей фокусировке не пропускается диафрагмами первого и второго анода. Поэтому ток луча I_l может быть в несколько раз меньше тока катода I_k . Из модуляционных характеристик видно, что чем больше отрицательный потенциал модулятора, тем меньше I_k - меньше электронов проходит через модулятор.

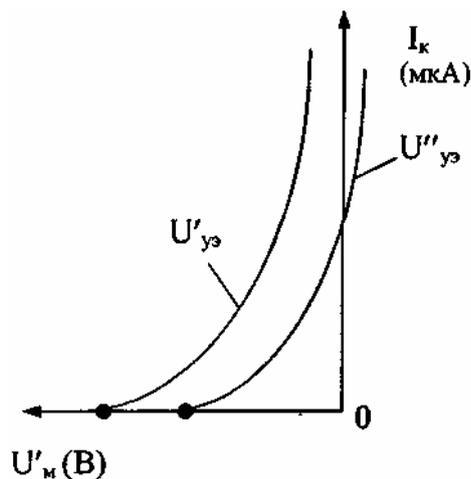


Рис. 3.3 - Модуляционные характеристики $U'_{yэ} > U''_{yэ}$; $I_k = f(U'_м)$

При $U'_м = U_{мз}$ ток катода равен нулю, ЭЛТ заперта, $U_{мз}$ - потенциал запираения. Когда ЭЛТ заперта, на экране нет пятна. Потенциал запираения зависит от потенциала ускоряющего электрода. Чем выше $U_{yэ}$, тем больше и потенциал запираения. Связь между катодным током и потенциалом модулятора выражается зависимостью:

$$I_k = b \left(\frac{U'_м - U_{мз}}{U_{мз}} \right)^\gamma |U_{мз}|^{3/2},$$

где I_k - в микроамперах; $U'_м$, $U_{мз}$ - в вольтах;

b - коэффициент $2,3 \div 2,8$ мкА/В^{3/2}; γ - $2,5 \div 3,5$.

В области запираания $\gamma=2,5$, а при $U_M=0$ $\gamma=3,5$.

Важным параметром модуляционной характеристики служит ΔU_m - модуляция:

$$\Delta U_m = |U_{m2}| - |U_{m1}|,$$

где U_{m1} - напряжение, при котором ток луча достигает номинального для данного типа трубки значения.

Величина модуляции ΔU_m связана с другим параметром - крутизной модуляционной характеристики (мА/В).

$$S_m = \frac{\Delta I_k}{\Delta U_m}.$$

Надо отметить, что крутизна S_m для трубок с магнитной фокусировкой значительно выше. Поэтому магнитная фокусировка применяется, когда необходима интенсивная модуляция луча, например, в радиолокационных индикаторах с яркостной отметкой.

После ускоряющего электрода электроны луча проходят область первого и второго анодов, где фокусируются и ускоряются. Проходя в плоскости электрода, электроны приобретают энергию, соответствующую потенциалу этого электрода. Покидая электронную пушку, электроны проходят через диафрагму второго анода и приобретают энергию, соответствующую потенциалу этого анода (10-25 кэВ).

3.3 Электростатические отклоняющие системы

Электростатическая отклоняющая система состоит из двух пар плоских параллельных пластин (8 и 9) рис. 3.1, расположенных друг за другом. Одна пара пластин служит для отклонения луча по X (горизонталь) другая - по Y (вертикаль).

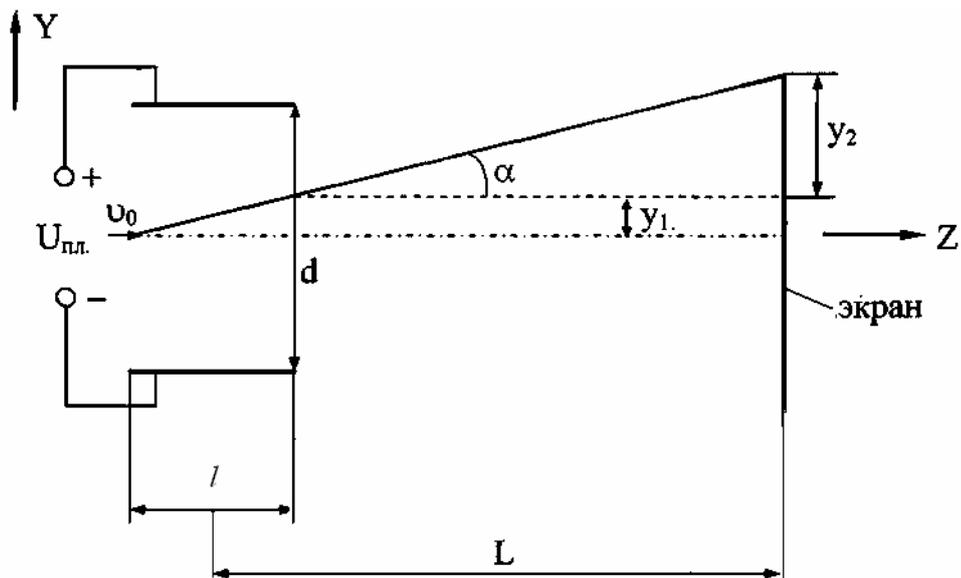


Рис. 3.4 - Отклонение луча по оси Y

Траектория движения электрона в области отклоняющих пластин по Y и после них до экрана показана на рис.3.4:

l - длина отклоняющих пластин;

L - расстояние от середины пластин до экрана;

U_{a2} - напряжение на втором аноде;

d - расстояние между пластинами;

$U_{пл}$ - напряжение на отклоняющих пластинах.

Если пренебречь краевым эффектом, то можно считать, что между пластинами существует однородное электрическое поле $E = U_{пл} / d$. Скорость электрона, приближающегося к отклоняющим пластинам, определяется напряжением на втором аноде.

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{a2}},$$

Полное отклонение будет:

$$y = y_1 + y_2;$$

$$y = \frac{U_{пл} l L}{2 d U_{a2}}.$$

Чувствительность к отклонению

Существенным параметром любой трубки является чувствительность к отклонению (ε). Это величина отклонения пятна на экране в мм при изменении на 1 В напряжения приложенного к отклоняющим пластинам

$$y = U_{nl} \cdot \varepsilon ,$$
$$\varepsilon = \frac{lL}{2dU_{a2}} .$$

Следовательно, значение чувствительности зависит от размеров пластин, обратно пропорционально квадрату скорости и прямо пропорционально расстоянию от пластин до экрана, и составляет (0,2 - 1) мм/В. Чтобы увеличить угол отклонения и чувствительность, применяют косорасставленные, изломанные и изогнутые пластины. Чувствительность к отклонению - это паспортный параметр трубки. Зная чувствительность к отклонению и измерив величину отклонения на экране, можно посчитать величину напряжения на пластинах (U_{nl}).

Частотные свойства отклоняющих пластин

Трубки с электростатическим отклонением имеют верхний частотный предел. Определяется предельная частота $f_{пред}$ выше которой нельзя подавать напряжение на отклоняющие пластины, по формуле:

$$f_{пред} = 15 \frac{\sqrt{U_{a2}}}{l} ,$$

где $f_{пред}$ - предельная частота в МГц; U_{a2} - напряжение на втором аноде в В; l - длина отклоняющихся пластин в см.

Физический смысл предельной частоты заключается в том, что пока электрон находится в пределах отклоняющих пластин, напряжение на них не должно изменяться. Иначе сигнал на экране будет искажен. Для современных трубок предельная частота составляет сотни мегагерц.

3.4 Магнитная отклоняющая система

Обычно она содержит две пары катушек, надеваемых на горловину трубки и образующих магнитные поля во взаимно перпендикулярных направлениях. Рассмотрим отклонение электронов электромагнитным полем одной пары катушек, считая, что поле ограничено диаметром катушки и в этом пространстве однородно.

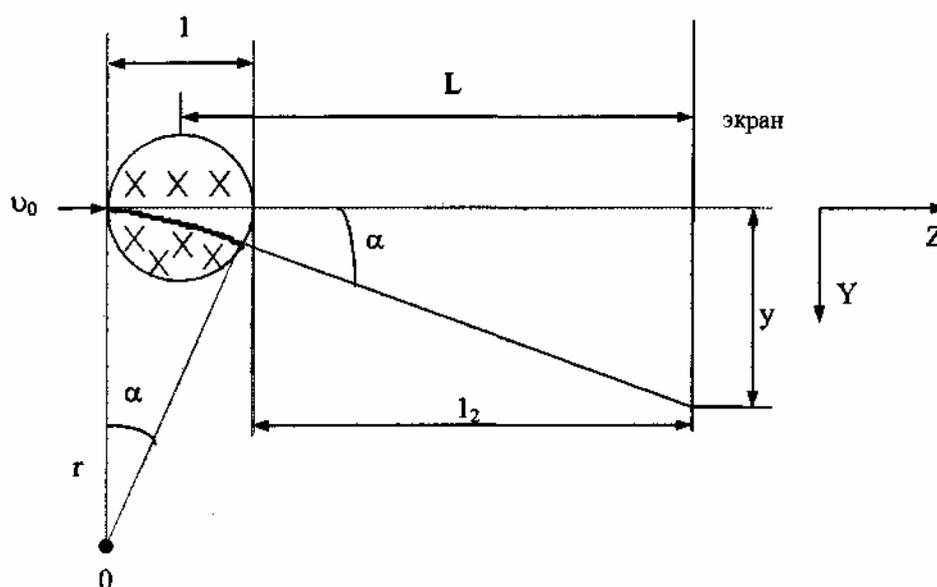


Рис. 3.5 - Отклонение луча магнитным полем по оси Y

Траектория движения электрона в магнитной отклоняющей системе представлена на рис. 3.5.

Силовые линии магнитного поля уходят от нас. Из физики известно, что электрон с начальной скоростью v_0 движется в магнитном поле по окружности с радиусом r :

$$r = \frac{mv_0}{eB},$$

где B — вектор магнитной индукции.

При выходе из магнитного поля электрон продолжает движение по касательной в точке выхода из поля. Он отклоняется от оси трубки на величину $y = L \operatorname{tg} \alpha$.

При малых углах $\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \Rightarrow y = L\alpha$. Величина центрального угла $\alpha = l/r$;

$$\alpha = \frac{eB}{mv_0}l.$$

Отклонение равно

$$y = \frac{eB}{mv_0}lL.$$

Подставив значение v_0 , получим

$$y = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{Ll}{\sqrt{U_a}} B.$$

Учитывая, что индукция $B = knI$, где n — число витков катушки; I - ток через катушку; k - коэффициент пропорциональности, получим

$$y = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{Ll}{\sqrt{U_a}} knI.$$

Чувствительность к отклонению

$$\varepsilon_m = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{Llk}{\sqrt{U_{a2}}}.$$

Это величина отклонения луча на экране в мм при изменении магнитного поля катушки на один ампервиток.

Видно, что отклонение луча магнитным полем в меньшей степени зависит от скорости электрона, поэтому магнитное отклонение применяется в ЭЛТ с высоким U_{a2} (кинескопы, радиолокационные и т.д. трубки).

К недостаткам магнитных отклоняющих систем можно отнести невозможность их использования при отклоняющих сигналах с частотой более 30 кГц.

Требования к отклоняющей системе ЭЛТ:

- 1) достаточно большая чувствительность к отклонению;
- 2) линейность (отклонение линейно по всему экрану);
- 3) не должна нарушать фокусировку луча;
- 4) сохраняя все предыдущие требования, должна иметь большой угол отклонения.

Отклонение луча в осциллографических трубках

Если поданы напряжения на все электроды электронной пушки ЭЛТ, то луч сформирован и виден в виде светящейся точки в центре экрана. Чтобы луч двигался по экрану, необходимо подать напряжение на обе пары отклоняющих пластин.

Осциллографические трубки применяются для анализа формы сигнала (напряжения или тока), т.е. для получения графика изменения измеряемой величины во времени. Для этого исследуемое напряжение прикладывается к одной паре пластин (обычно Y), а к другой паре X прикладывается напряжение пилообразной формы, называемое напряжением развертки (рис. 3.6).

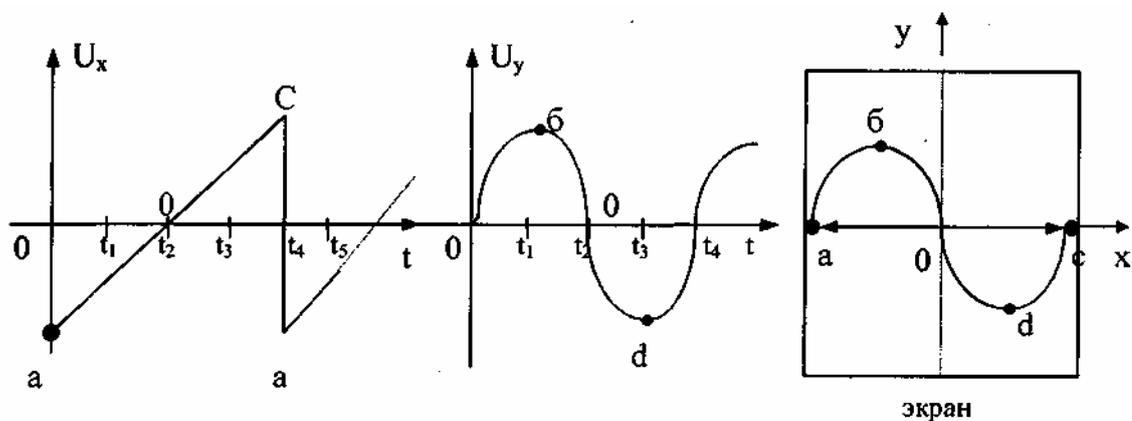


Рис. 3.6- Принцип получения осциллограмм.

При подаче пилообразного напряжения на пластины, отклоняющие по оси X, луч из центра резко перемещается на край экрана (точка *a*). Напряжение развертки линейно зависит от времени, и под действием этого напряжения пятно равномерно перемещается по экрану вдоль оси до точки *c*. Потом напряжение скачком меняется с положительного на отрицательное от точки *c* до точки *a*, и луч скачком возвращается в точку *a*. При подаче только напряжения развертки на экране видна прямая линия. Теперь дополнительно подадим напряжение на пластины, отклоняющие по Y. Пусть это будет измеряемое синусоидальное напряжение.

В нулевой момент времени по X луч смещен в точку *a*, а по Y напряжение равно нулю, луч на экране в точке *a*. За время от t_0 до t_1 по X луч

равномерно перемещается к центру, а по Y напряжение меняется до амплитудного, выписывая $1/4$ синусоиды.

За время от t_1 до t_2 по X луч равномерно перемещается до точки 0 , а по Y напряжение падает от амплитудного до нуля. Точно также записывается отрицательный полупериод синусоиды. При подаче показанных сигналов во времени на экране увидим один полный период синусоиды измеряемого напряжения. Если по X развертку не менять во времени, а период синусоиды уменьшить в 2 раза, то и на экране увидим 2 периода синусоиды.

3.5 Экран

На стекло наносится люминофор, а на люминофор - слой алюминия.

Слой люминофора (светосостав) преобразует кинетическую энергию электронов луча в энергию излучения в видимом диапазоне длин волн. Свечение люминофора - *катодолуминесценция*, экран - *люминесцирующий*.

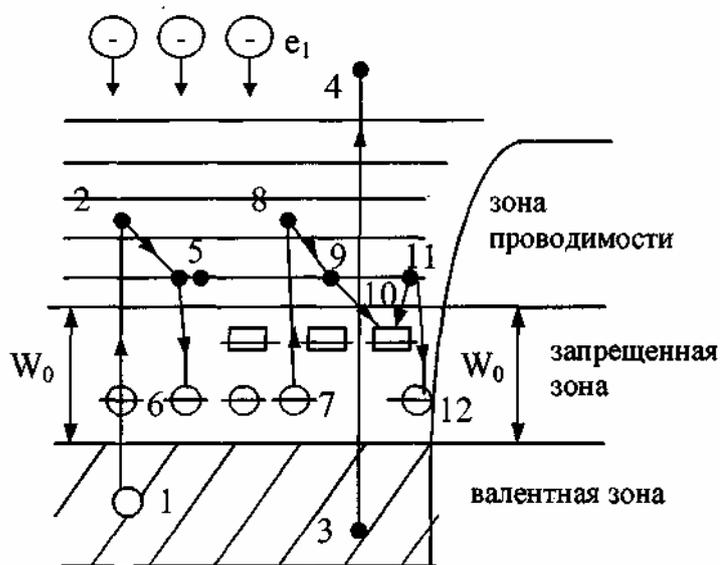


Рис. 3.7- Энергетическая диаграмма

Явление свечения катодолуминофора объясняется переходом возбужденных электронов с более высокого энергетического уровня на один из разрешенных низших уровней (рис. 3.7). При этом выделяется квант света.

Внутри запрещенной зоны ($W_0 \approx 2\text{эВ}$) имеются локальные разрешенные уровни, возникшие за счет примесей и дефектов. Катодолюминофоры близки к примесным полупроводникам, но являются хорошими диэлектриками.

Электроны луча (e_l) имеют большую энергию ($\sim 10\text{-}25$ кЭВ), бомбардируют люминофор и уходят вглубь кристалла. При этом электроны по пути отдают свою энергию,

Однако большую ее часть они отдают в конце пути, поскольку имеют малую скорость. Электроны в валентной зоне, получившие энергию от первичных электронов луча, могут быть переброшены из валентной зоны в зону проводимости (1-2; 7-8) или из валентной зоны в вакуум (3-4). Если в этом случае электрон вышел из кристалла, наблюдается вторичная эмиссия. Электроны, оставшиеся в зоне проводимости, повышают электропроводность кристаллов. Это явление - *возбужденная проводимость*. Покидают люминофор некоторые электроны, а остальные остаются в зоне проводимости, вызывая новые акты возбуждения и выход третичных электронов. Электроны, не вышедшие из кристалла, но оказавшиеся в зоне проводимости, быстро переходят на свободные нижние уровни (переходы 2-5; 8-9). У этих электронов есть две возможности для рекомбинации с дыркой (переход в валентную зону или на локальный уровень (5-6). Переход первый маловероятен. Более вероятен второй - с выделением кванта света. Поскольку примесных уровней много, спектр излучения - *полоса* (тепловые колебания размывают спектр).

Рассмотренный механизм катодолюминесценции, казалось бы, не зависит от параметров пучка электронов, а определяется люминофором.

Переходы 1-2-5-6 протекают быстро, поэтому разгорание и затухание свечения люминофора должно происходить мгновенно. Однако затухание иногда растягивается на минуты (послесвечение). Электроны задерживаются в электронных ловушках - дефектах кристаллической решетки (7-8-9-10-11-12).

Требования к люминофору:

1) высокая эффективность преобразования энергии электронов в световое излучение (КПД $\approx 20\%$);

- 2) определенный цвет свечения;
- 3) высокая физико-химическая стойкость;
- 4) важна вторичная электронная эмиссия (уносит заряд);
- 5) термостойкость - сохранение свойств.

Параметры экрана

Световая отдача (η) - это отношение силы света, излучаемого в направлении, перпендикулярном поверхности экрана (измеряемой в канделах), к мощности электронного луча:

$$\eta = \frac{J_c}{P_{эл}} \text{ [кд/Вт]}.$$

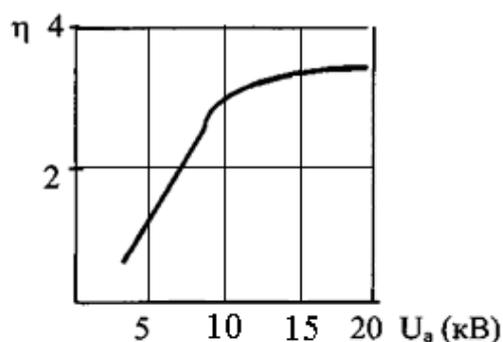


Рис. 3.8 - Изменение световой отдачи от ускоряющего напряжения

Яркость свечения (B) – сила света, излучаемого с 1 м^2 равномерно светящейся поверхности в направлении наблюдателя. Измеряется в кд/м^2 .

$$B = AJ(U_a - U_0)^n$$

где $A = \text{const}$ характеризует люминофор;

J - плотность тока электронного луча; U_a - ускоряющее напряжение;

U_0 - минимальное ускоряющее напряжение, при котором появляется свечение;

n - зависит от люминофора ($n=1 \div 3$).

Чем выше **разрешающая способность**, тем больше количество информации, воспроизведенной на экране. Оценивается числом отдельно различимых светящихся точек на 1 см^2 площади экрана и числом строк, приходящихся на 1 см экрана либо на всю высоту рабочей поверхности экрана.

Для высокой разрешающей способности нужен тонкий, хорошо сфокусированный луч, малая зернистость экрана.

Длительность послесвечения определяется (луча нет, а люминофор светится) временем свечения после выключения луча до момента, когда яркость свечения упала в 100 раз (от десятков микросекунд до нескольких секунд для разных люминофоров).

Потенциал экрана

При бомбардировке экрана (а он диэлектрик) электронами луча, которые имеют энергию в несколько кэВ, наблюдается вторичная эмиссия электронов.

Энергия электронов, бомбардирующих экран, соответствует потенциалу A_2 . От величины коэффициента вторичной эмиссии зависит потенциал экрана (рис. 3.9).

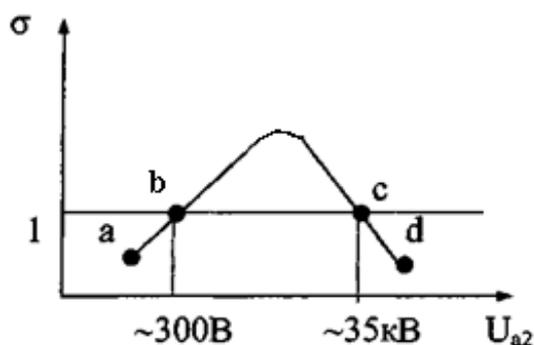


Рис. 3.9 Изменение коэффициента вторичной эмиссии σ от потенциала A_2

Если $\sigma < 1$, под лучом скапливаются электроны, экран заряжается отрицательно, достигает потенциала катода и отталкивает электроны луча.

При этих условиях экран не светится. Наблюдаются две области: а-б при $U_{a2} < 300$ В и с-д при $U_{a2} > 35$ кВ. $U_{a2} \approx 300$ В называют мертвым потенциалом.

Если напряжение на втором аноде меняется от б к с и $\sigma > 1$, то под лучом экран заряжается почти до потенциала A_2 и экран под действием луча светится.

Важно отвести вторичные электроны от поверхности экрана. Они могут возвращаться на экран, образуя отрицательный потенциал, что приводит к снижению скорости первичных электронов, а соответственно и яркости свечения.

Широкое распространение получили алюминированные экраны. В приборах этого типа на слой люминофора наносится тонкая пленка (примерно 1 мкм) алюминия, которая обычно соединяется со вторым анодом. В результате:

- 1) потенциал экрана всегда равен U_a и не зависит от σ ;
- 2) повышается светоотдача из-за отражения светового потока от пленки;
- 3) возрастает контрастность изображения из-за уменьшения засветки экрана рассеянным светом изнутри;
- 4) люминофор более долговечен, поскольку на него не попадают отрицательные ионы (они не могут пройти сквозь алюминиевую пленку из-за большой массы).

В трубках с большой скоростью движения луча по экрану для сохранения достаточной яркости необходимо увеличивать энергию электронов или потенциал второго анода. Однако при этом пропорционально уменьшается чувствительность к отклонению. Поэтому в современных высокочастотных ЭЛТ электронам придается большая скорость лишь после того, как они пройдут отклоняющую систему. При этом сохраняется высокая чувствительность и достигается требуемая яркость при большой скорости развертки. Это трубки с послеускорением. На раструбе этих трубок из аквадага нанесен кольцевой проводящий слой, который имеет отдельный высоковольтный вывод. Это третий анод, на который подается напряжение в 2÷2,5 раза больше, чем на второй анод. Уже отклоненный луч проходит в поле A_3 и ускоряется, обеспечивая более высокую яркость луча на экране, при этом:

- 1) повышается яркость экрана;
- 2) повышается разрешающая способность;
- 3) увеличивается скорость записи сигнала;
- 4) улучшается фокусировка;
- 5) чувствительность к отклонению не изменяется.

3.6 Осциллографические трубки

Осциллографическая трубка - одно-, двух- или многолучевой прибор, предназначенный для наблюдения или регистрации изменений во времени быстропротекающих процессов (частотой до 400 МГц, причем необходимо достаточно точно измерять амплитудные и фазовые характеристики сигналов).

Необходима высокая разрешающая способность (число отдельных разрешимых линий, укладываемых на 1 см экрана или на весь экран): до 2 ÷ 2,5 тысяч строк на экране.

Поэтому требуется луч, диаметром не более 0,5 мм. Чем меньше ток луча и выше ускоряющее напряжение, тем выше разрешающая способность.

Чем крупнее зерна люминофора, тем меньше разрешающая способность.

ЭЛТ должна обеспечивать большую скорость записи. Скажем, надо развернуть один период на весь экран. При $f=10$ МГц и при длине развертки 10 см скорость записи составит:

$$v_z = lf = 10^6 \text{ м/с}.$$

Повысить скорость записи можно, увеличивая яркость свечения (A_2) или используя более эффективный люминофор.

Необходимо анализировать сигналы с малыми амплитудами (надо получить большую чувствительность к отклонению).

Обычно в осциллографах по оси X осуществляется развертка во времени. Электронный луч, пробегая с постоянной скоростью по экрану, быстро возвращается в исходную точку (на время обратного пробега луч запирают по модулятору).

Дно колбы трубки делают плоским (сохраняется линейность). Форма колбы трубки позволяет поглощать отраженный внутри трубки свет. Боковые стенки колбы покрывают внутри проводящим слоем графита (аквадаг):

- 1) для улавливания вторичных электронов с экрана;
- 2) для улавливания электронов луча, если он рассеян;
- 3) для предохранения луча от внешних электрических полей;
- 4) для поглощения света с экрана, идущего внутрь колбы.

В большинстве трубок используется электростатическая фокусировка, собранная по двухлинзовой системе.

Ток луча примерно равен 100-500 мкА.

Применяют обычно электростатическое отклонение.

Цвет экрана - зеленый или желто-зеленый для фотографирования.

3.7 Радиолокационные трубки

Принципиально не отличаются от ЭЛТ. Обычно работают в режиме яркостной отметки. Луч разворачивается постоянно (обычно по круговой развертке), одновременно при круговой развертке отклоняется в радиальном направлении. При отсутствии сигнала луч заперт отрицательным напряжением модулятора. Приходящий (отраженный от цели) сигнал подводится к модулятору, отпирая луч. На экране появляется светящееся пятно. Положение его на экране определяет координаты лоцируемой цели.

Чем меньше размер пятна и чем точнее координаты пятна соответствуют координатам цели, тем точнее положение цели. Необходима:

- 1) высокая разрешающая способность;
- 2) высокая яркость;
- 3) экран с длительным послесвечением.

Поэтому трубки имеют:

- 1) высокие ускоряющие напряжения;
- 2) магнитную фокусировку;
- 3) магнитную отклоняющую систему.

Находят применение трубки с записью темной трассой - *скиатроны*. Эти трубки имеют экраны, покрытые солями калия, обладающие очень длительным временем сохранения темного следа электронного луча (несколько дней и даже месяцев). По мере надобности след необходимо стирать. Обесцвечивание экрана достигается кратковременным прогревом путем пропускания электрического тока через прозрачный проводящий слой, служащий подложкой для слоя хлористого калия.

3.8 Запоминающие трубки (потенциалоскопы)

Исследуемый сигнал в приборе записывается не только в виде светящегося изображения на экране, но и одновременно в виде потенциального рельефа на поверхности помещенного перед экраном диэлектрика, способного длительное время сохранять данный рельеф. Это позволяет многократно воспроизводить осциллограмму или увеличивать время ее свечения.

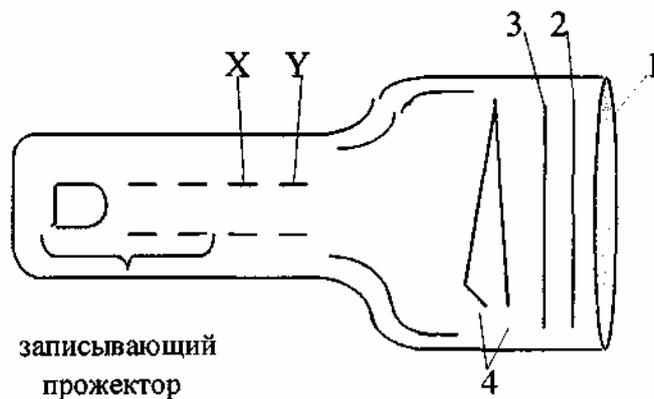


Рис. 3.10 - Потенциалоскоп:

1- экран; 2 - мишень; 3 - коллектор; 4 - воспроизводящий катод

Люминофор экрана потенциалоскопа (рис. 3.10) покрыт проводящим слоем, на который можно подавать +4 кВ. Перед экраном, нанесенном на тонкое токопроводящее покрытие (прозрачное), находится запоминающая секция *-мишень, коллектор.*

Мишень - мелкоструктурная сетка с шагом 100 мкм, покрытая со стороны прожектора тонким слоем высококачественного диэлектрика. Коллекторная сетка находится в непосредственной близости от мишени и электрически соединена с металлической подложкой или имеет отдельный вывод. Перед запоминающей секцией находится прямонакальный воспроизводящий катод зигзагообразной формы.

Запись сигнала

Перед записью сигнала поверхность диэлектрика мишени должна быть подготовлена: ей должен быть сообщен одинаковый для всех точек

отрицательный потенциал (по отношению к воспроизводящему катоду). Для этого на мишень подается небольшое (порядка 25 В) положительное напряжение U_m и поверхность мишени облучается равномерным потоком медленных электронов с воспроизводящего катода. Поскольку $\sigma < 1$, отрицательные электроны скапливаются до тех пор, пока $U_m = U_k$ и поступление новых электронов прекратится. После этого положительное напряжение с мишени снимают.

Запись сигнала осуществляется электронным лучом. При этом $\sigma > 1$ и попадающие на мишень электроны выбивают из диэлектрика вторичные электроны, которые уходят на коллектор. В результате место падения приобретает положительный потенциал ΔU_m .

При перемещении луча по мишени на ней образуется воспроизводящий траекторию луча с координатами X и Y потенциальный рельеф $\Delta U_m(x, y)$, который при хорошем качестве диэлектрика может сохраняться несколько суток.

Воспроизведение и стирание сигнала

Чтобы воспроизвести записанную осциллограмму на люминесцентном экране, мишень облучают широким нефокусированным пучком медленных электронов от воспроизводящего катода. Сетчатая поверхность мишени в местах, имеющих положительный ΔU_m , т.е. вдоль траектории записанного луча, пропускает электроны к экрану, где они воспроизводят кривую в течение одной минуты и более. Ускоряются электроны напряжением +4 кВ на подложке экрана.

Для стирания записи подается положительный импульс на мишень, и диэлектрик везде приобретает потенциал, равный U_k .

Скорость записи. Глубина потенциального рельефа определяется выражением

$$\Delta U_m = \frac{(\sigma - 1)J\tau}{C_0},$$

где J - плотность тока записывающего луча; τ — время нахождения луча на данном элементе мишени; C_0 - удельная емкость мишени.

Отечественные трубки выпускаются со скоростью записи 1200 км/с.

Есть трубки, где в качестве носителя потенциала используется тонкое диэлектрическое покрытие поверхности люминесцентного экрана. Такие бессеточные запоминающие трубки обладают более высокой разрешающей способностью.

3.9 Кинескоп

Картина на экране кинескопа формируется за счет различной яркости точек экрана. Это тоже ЭЛТ, но появляются новые требования:

- 1) достаточная яркость, чтобы смотреть в освещенной комнате;
- 2) высокая контрастность;
- 3) высокая разрешающая способность.

Попадая на точку экрана, электроны возбуждают свечение люминофора в этой точке. Яркость свечения зависит от интенсивности луча. Управляет количеством электронов (током луча) видеосигнал, поступающий от передающей телевизионной станции. Этот сигнал подается на модулятор кинескопа и в зависимости от амплитуды изменяет ток луча, следовательно, и яркость пятна, создаваемого им на экране. Одна точка не создает изображения, оно состоит из множества точек, имеющих различную яркость свечения. Поэтому луч надо смещать. Электронный луч движется так, как мы читаем книгу (построчно). Чтобы осуществить такое движение луча, на горизонтально отклоняющую катушку подается пилообразный сигнал, а на вертикальную катушку пилообразный сигнал, изменяющийся гораздо медленнее.

Для вещания телевизионная система имеет стандарт - 625 строк в кадре. Отклоняющие токи подобраны так, чтобы во время, пока пучок прочертит 625 строк, он сместился на всю высоту кадра.

Сетчатка глаза в течение $1/15$ с сохраняет изображение предмета. Если изображения на экране меняются реже 15 раз в секунду, то глаз будет замечать смену кадров.

Подают 25 кадров в секунду. Удобнее передавать 50 полукадров в секунду, тогда каждый кадр состоит из двух последовательных полей, содержащих четные и нечетные строки кадра. Поэтому $f=50$ кадров.

От частоты, с которой будет меняться яркость луча, зависит передача мелких деталей. В одном кадре может быть 250 000 изменений яркости луча (точек). $f=6,25$ МГц - с такой частотой может быть промодулирован сигнал, поступающий на модулятор кинескопа.

Для достижения необходимой яркости $U_{yc} \approx 16$ кВ. Диаметр пятна $\approx 0,4$ мм.

Экраны современных кинескопов алюминуются, и пленка Al надежно защищает люминофор от разрушения ударами отрицательных ионов, образующихся в межэлектродном пространстве.

Цветные кинескопы

Человек способен различить 10÷13 тыс. цветовых оттенков. Установлено, что цветовое зрение человека трехкомпонентно. Т.е. наименьшее количество цветов, из которых могут быть получены реальные цвета, равно трем (красный, зеленый и синий).

Глаз наиболее чувствителен к зеленому, потом к красному и менее к синему.

На передающей станции достаточно сложное многоцветье необходимо разложить на три цветовых потока, преобразовать их в электрические сигналы и передать. В кинескопе цветного телевизора надо принять три сигнала, смешать их в одно цветное изображение.

Значит на экране должны получаться три изображения передаваемой картинки.

Это возможно, если электронно-лучевая система состоит из трех пушек и интенсивность электронного луча каждой из них управляется одним сигналом цветности, а экран изготовлен из трех люминофоров, светящихся красным, зеленым и синим цветом, причем каждый только под действием своей пушки. Из изображений на экране одной и той же картинке в трех цветах глаз синтезирует цветное изображение, соответствующее оригиналу.

Сейчас используют две разновидности цветных кинескопов:

- 1) с «дельтовидным» расположением пушек и мозаичным экраном ( - дельтовидное);
- 2) с планарным расположением пушек и линейчатым, штриховым экраном (оси прожекторов в одной плоскости).

Первый принцип использует:

- 1) дельтовидное расположение пушек;
- 2) теньевую металлическую маску;
- 3) мозаичный экран.

Надо, чтобы луч попадал на экран только на «свои» зерна люминофора.

Это достигается:

- 1) специальной технологией изготовления экрана;
- 2) выбором угла наклона пушек к оси кинескопа;
- 3) теньевой маской;
- 4) системой магнитов, корректирующих движение электронных лучей.

За счет наклона осей и действия «сводящей» системы все три луча пересекаются (сводятся) в одной плоскости. В этой плоскости помещается теньевая маска - тонкая (0,15 мм) стальная пластина, в которой имеется около полумиллиона отверстий диаметром 0,25-:-0,3 мм. Отклонение всех трех лучей осуществляется одной магнитной отклоняющей системой. При любом угле отклонения в пределах экрана обеспечивается прохождение всех трех лучей через одно из отверстий маски.

За отверстием лучи несколько расходятся, и попадая на экран, расположенный примерно в 15 см от маски, высвечивают на нем небольшие

круги, центры которых являются вершинами равностороннего треугольника. На места, куда попадают лучи от красной, зеленой и синей пушки, надо нанести люминофоры, светящиеся именно этими цветами. Каждая группа из трех различных люминофоров образует *триаду*. Число триад около полумиллиона. Триада - элемент изображения.

На маске оседает 5/6 пучка без пользы.

При планарной системе используется маска щелевая. Сдвиг луча по вертикали не нарушает свечения. Наводить надо по горизонтали. Этот прием реализуется в кинескопах с самосведением, автоматическим сведением лучей. Они лучше, но сложнее и дороже.

3.10 Передающие телевизионные трубки

Передающая трубка преобразует оптическое изображение в видеосигнал. В простейшем случае это фотоэлемент, на катод которого попеременно проецируются отдельные элементы передаваемого изображения. Или много фотоэлементов, сигналы от каждого из которых передаются поочередно.

Наибольшее распространение получили трубки, в которых электронный луч развертывает оптическое изображение, спроецированное на фоточувствительную поверхность - это трубки без переноса изображения (иконоскоп, ортикон); или луч развертывает электронное изображение, перенесенное с фотокатода на специальную мишень (супериконоскоп, суперортикон).

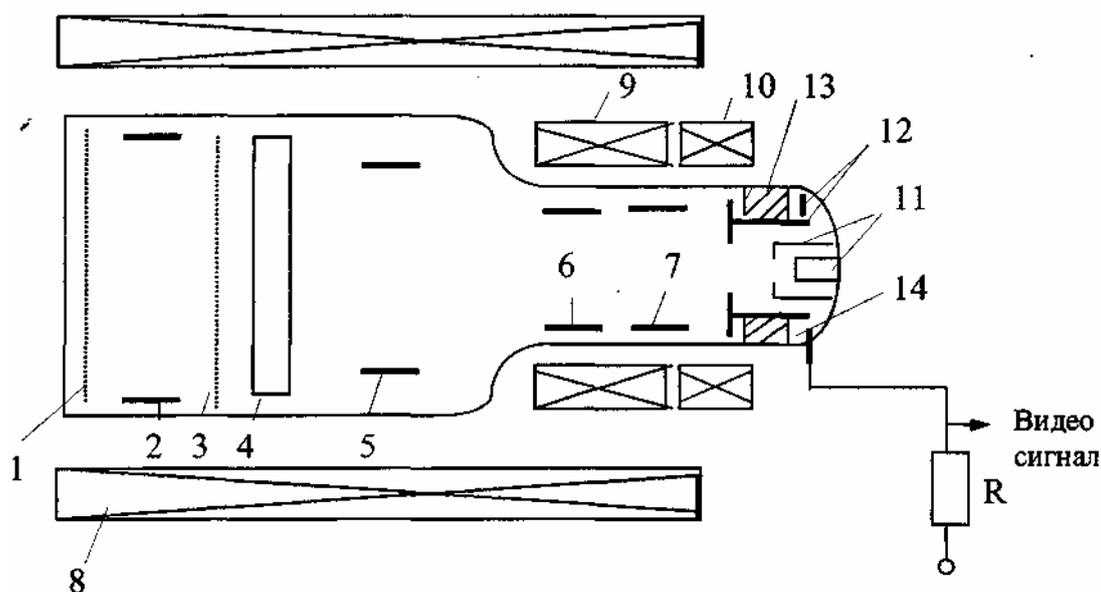


Рис. 3.11 - Суперортикон:

1 - полупрозрачный фотокатод; 2, 5, 6, 7 - ускоряющие электроды; 3 - сетка; 4 - мишень; 8 - фокусирующая катушка; 9 - отклоняющие катушки; 10 - корректирующие катушки; 11 - модулятор, катод; 12 - коллектор вторичных электронов, он же анод электронной пушки; 13 - диоды фотоумножителя; 14 - анод фотоумножителя

Суперортикон

Колба суперортикона состоит из двух цилиндров разного диаметра (рис. 3.11). На переднюю плоскую поверхность большого баллона с внутренней стороны нанесен сплошной полупрозрачный фотокатод, освещаемый снаружи трубки. В плоское дно меньшего цилиндра вварена электронная пушка. Трубка охвачена длинной катушкой (соленоидом), создающей однородное магнитное поле, силовые линии которого параллельны оси трубки.

С помощью стеклянной линзы на катоде создается оптическое изображение. Плотность тока электронов с катода из каждого элемента пропорциональна освещенности. Фотоэлектроны ускоряются электродом 2 и, ведомые магнитным полем, переносятся на мишень 4, выполненную из тонкого стекла. Мишень заряжена по отношению к фотокатоду положительно (в несколько сот вольт). Электроны выбивают вторичные, причем $\sigma > 1$.

Вторичные электроны, покидая диэлектрическую мишень, оставляют на ней зарядовый рельеф (при $\sigma > 1$ - положительный).

Светлые места имеют более положительный потенциал, темные - менее. Причем рельеф получается более глубоким, чем если бы электроны осаждались на диэлектрике, идет уже усиление сигнала (электронное).

Чтобы вторичные электроны не возвращались обратно, на расстоянии (30+60 мкм) помещают мелкоструктурную сетку 3, положительную относительно мишени. Мишень и сетка образуют конденсатор, накапливающий заряд при записи изображения.

Мишень - особенность суперортикона (4 -5 мкм), тонкая пленка из специального стекла, обладающего повышенной электропроводностью. Из-за малой толщины поперечное сопротивление небольшое, и потенциальный рельеф успевает проникнуть и на противоположную сторону. Продольное сопротивление достаточно велико, и нет заметного растекания заряда по поверхности и сглаживания рельефа

Теперь потенциальный рельеф необходимо считать, преобразовать в видеосигнал. Этим занимается электронный луч, который обегает мишень по закону телевизионной развертки, строка за строкой. Считывающий луч создается пушкой (катод 11, модулятор 11, анод 12). При токе луча 1-2 мкА диаметр луча у мишени 30÷40 мкм. Для получения неискаженного изображения надо, чтобы луч был во всех точках перпендикулярен мишени. Это достигается подбором потенциалов на электродах и магнитными катушками.

Для считывания используются электроны малой энергии ($\sigma < 1$). Они замедляются одним из электродов около мишени (5).

Если фотокатод затемнен, рельефа нет. При развертывании луча по такой мишени она заряжается электронами до нуля (катода). Электроны луча отталкиваются от мишени и возвращаются.

Возвращающиеся электроны ускоряются полем анода 12, который одновременно является первым эмиттером электронного умножителя. Он имеет $\sigma > 1$. Первичный ток усиливается в σ раз. Проходя по динодам, ток возрастает

в несколько тысяч раз и, стекая по R , создает ΔU_R , передаваемое на усилитель. В случае неосвещенной панели сигнал остается постоянным.

Спроецируем изображение. При развертке электронный луч покрывает каждый элемент мишени, оставляя на нем ровно столько электронов, сколько надо для нейтрализации его положительного потенциала.

Таким образом, отраженный луч будет негативно промодулирован передаваемым изображением. Переменная составляющая этого потока - видеосигнал.

Заряд на мишени накапливается, пока луч снова не придет на этот элемент (трубка с накоплением заряда).

4. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

4.1 Назначение электронных ламп

Электронной лампой называется электровакуумный прибор, работа которого основана на управлении током с помощью изменения потенциалов электродов. Выполняемые электронными лампами функции многообразны, однако можно выделить два основных назначения этих приборов. Первое — преобразование электрической энергии, например преобразование постоянного тока источника питания в переменный и, наоборот, переменного в постоянный. Второе — преобразование электрических сигналов: усиление, изменение спектра и т. п.

Во многих областях электроники, радиотехники и автоматики электронные лампы были обоснованно вытеснены полупроводниковыми и микроэлектронными приборами, имеющими меньшие габаритные размеры и массу, более высокий коэффициент полезного действия. Однако в ряде случаев электронные лампы обладают преимуществами по сравнению с полупроводниковыми приборами, а иногда являются вообще незаменимыми на данном этапе приборами. Широкий диапазон рабочих температур, достигающий до нескольких сотен градусов, высокая радиационная стойкость, стабильность

характеристик, высокие допустимые напряжения обуславливают дальнейшее развитие этих приборов.

Устройство электронных ламп

Устройство электронных ламп рассмотрим на примере триода, показанного на рис. 4.1. Триод включает в себя следующие узлы и детали: систему электродов, баллон, крепежные детали, ножку и газопоглотитель. Система электродов состоит из катода - источника электронов, анода - приемника электронов и сетки - управляющего электронным потоком электрода. В конструкцию многоэлектродных и специальных ламп могут входить несколько сеток, а также другие электроды.

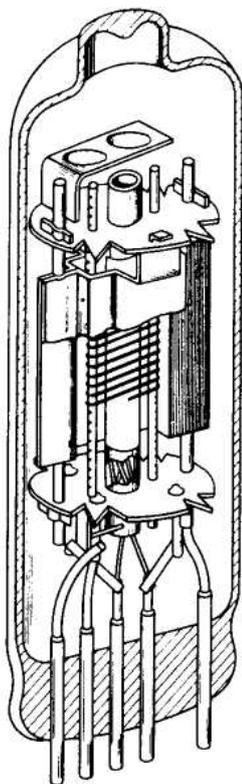


Рис.4.1. Конструкция сверхминиатюрного триода

Аноды электронных ламп малой и средней мощности представляют собой боковую поверхность прямого цилиндра либо часть цилиндрической поверхности с основанием различной формы. Материалом анодов служат алюминированные никель или железо, молибден и другие металлы.

Электроды и крепежные детали электронных ламп помещаются в баллон, из которого откачивается воздух. Степень разрежения в баллоне составляет 0,001-0,0001 Па. Баллоны электронных ламп изготавливают из газонепроницаемых материалов: стекла, керамики, металла.

Для поддержания высокого вакуума в баллоне электронной лампы в процессе ее эксплуатации используется *газопоглотитель*. При работе лампы происходит сильный нагрев электродов, в результате чего в баллоне могут появиться дополнительные газы, снижающие степень разрежения. Чистая поверхность активного металла газопоглотителя взаимодействует с газовой атмосферой, что приводит к улучшению вакуума в баллоне лампы.

В качестве поглощающего материала используются барий, магний, а также сплавы этих металлов с другими металлами. Материалами нераспыляемых газопоглотителей являются тантал, цирконий, титан и др

Для соединения электродов с внешней электрической цепью используют металлические проводники — вводы, называемые *ножками*, которые при изготовлении лампы герметически свариваются с баллоном. Вводы ножки приваривают к соответствующим электродам лампы. Наружные части вводов используют для соединения с электрической схемой.

Классификация электронных ламп

Электронные лампы классифицируют по различным признакам.

1. По виду преобразования электрической энергии выделяют лампы:

выпрямительные (для преобразования переменного тока в постоянный)

генераторные и модуляторные (для преобразования энергии источника постоянного тока или напряжения в энергию переменного тока специальной формы);

усилительные (для преобразования энергии источника постоянного тока или напряжения в энергию переменного тока, по форме совпадающего с усиливаемым сигналом);

частотно-преобразовательные и смесительные (для преобразования спектрального состава сигнала, т. е. энергии переменного тока одной частоты в энергию переменного тока другой частоты).

2. По количеству электродов среди электронных ламп различают:

диоды (лампы с двумя электродами);

триоды (трехэлектродные лампы);

тетроды (четырёхэлектродные лампы);

пентоды (пятиэлектродные лампы) и т. д. Следует отметить, что электронные лампы имеют разное количество сеток, так как катод и анод обязательно присутствуют в каждой лампе.

3. Различие по мощности обусловлено конструктивными особенностями электронных ламп. Критерием является максимальная допустимая мощность, рассеиваемая анодом лампы. Существуют лампы малой, средней и большой мощности.

4. По конструктивному оформлению лампы могут быть стеклянные, металлические, миниатюрные, сверхминиатюрные и т. д.

5. По частотному диапазону работы электронные лампы делят, на низкочастотные, высокочастотные и сверхвысокочастотные.

В справочниках по электронным лампам применяется смешанная классификация по перечисленным признакам, показывающая конкретное назначение данного типа приборов. Каждый тип электронных ламп имеет сокращенное условное обозначение, регламентируемое стандартом.

Электрические цепи и режимы работы электронных ламп

Управление током в электронной лампе осуществляется путем изменения электрических полей, создаваемых ее электродами. Напряжения между электродами лампы создаются внешними электрическими цепями. Для удобства расчетов потенциал катода принимается равным нулю, а напряжением на каком-либо электроде лампы считается разность потенциалов между этим электродом и катодом (*напряжение анода, напряжение сетки* и т.

д.). Каждый электрод лампы имеет свою электрическую цепь, в которой протекает ток этого электрода (*анодный ток, катодный ток* и т. д.).

Свою электрическую цепь имеет подогреватель катода. С помощью цепи накала, которая обеспечивает нагрев катода, путем изменения температуры катода также можно управлять током через лампу, однако этот принцип управления током практически никогда не используется.

4.2 Двухэлектродные лампы

Статические характеристики и параметры диода

На рис. 4.2 приведено семейство эмиссионных характеристик, представляющих зависимость анодного тока диода от напряжения накала $I_a = f(U_H)$ при неизменном для каждой отдельной характеристики анодном напряжении. При небольших напряжениях накала (до U'_H , U_H'' и U_H''') диод работает в режиме насыщения и все эмиттированные катодом электроны попадают на анод, т. е. $I_a = I_s$. Анодный ток растет при увеличении напряжения накала по закону, определяющему зависимость тока эмиссии от температуры катода. При напряжениях накала, превышающих U'_H , U_H'' и U_H''' , диод переходит в режим объемного заряда, характеризующийся слабой зависимостью тока анода от напряжения накала, т. е. $I_a < I_s$. Увеличение анодного напряжения приводит к увеличению значения напряжения накала, при котором происходит переход диода в режим объемного заряда.

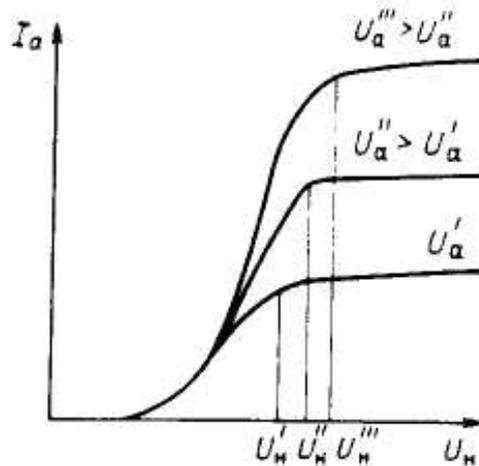


Рис. 4.2 Семейство эмиссионных характеристик

Основной характеристикой диода является зависимость анодного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении накала — *анодная характеристика* $I_a = f(U_a)$. Анодный ток диода связан с напряжением анода законом степени трех вторых.

Закон степени трех вторых обычно записывают в виде

$$I_a = GU_a^{3/2} \quad (4.1)$$

где G — сомножитель, зависящий только от конструкции диода, так называемый *первеанс лампы*.

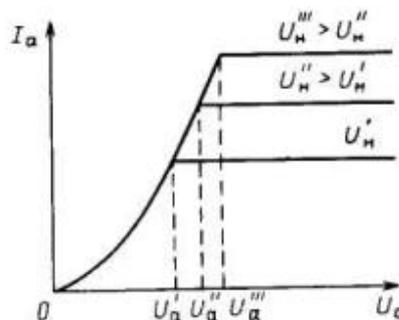


Рис. 4.3 Семейство анодных характеристик идеализированного диода

На рис. 4.3 изображено семейство анодных характеристик диода $I_a = f(U_a)$ при постоянном для каждой отдельной характеристики напряжении накала. До определенного напряжения анода U_a' , U_a'' , и U_a''' характеристики подчиняются закону степени трех вторых. Если анодные напряжения больше указанных

значений, диод переходит в режим насыщения и анодный ток не зависит от анодного напряжения.

На рис. 4.4 приведены реальная анодная характеристика диода с вольфрамовым катодом 6Д2С (кривая 1) и теоретическая характеристика (кривая 2), рассчитанная по закону степени трех вторых с учетом геометрических размеров электродов этой лампы.

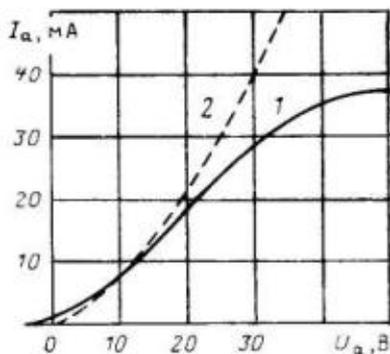


Рис.4.4 Реальная (1) и теоретическая (2) характеристики диода с вольфрамовым катодом 6Д2С.

Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что реальная характеристика отличается от теоретической. Это объясняется тем, что при выводе закона степени трех вторых был сделан ряд предположений, упрощающих задачу. Анодный ток на реальной характеристике начинается при небольшом отрицательном напряжении на аноде, что связано с наличием начальных скоростей электронов. Начальная кинетическая энергия некоторых эмиттированных электронов позволяет им преодолеть небольшое тормозящее поле анода.

Более пологий ход реальной характеристики объясняется неравномерным распределением температуры по поверхности катода. Концы катода, находящиеся в местах закрепления в дисках изоляторов, имеют более низкую температуру, чем средняя его часть. Этой же причиной объясняется плавный переход в режим насыщения ламп с вольфрамовым катодом. Участки катода, имеющие различную температуру, переходят в режим насыщения при разных

анодных напряжениях. Другой причиной плавного перехода в режим насыщения является неэквипотенциальность поверхности прямонакальных катодов. Падение напряжения на катоде при протекании тока накала приводит к тому, что разность потенциалов между анодом и различными участками катода не будет одинаковой.

Для оценки свойств диода при его практическом применении используются два основных параметра, показывающие, как меняются анодный ток при изменении анодного напряжения: крутизна анодной характеристики и внутреннее сопротивление диода.

Крутизна S в заданной точке характеристики определяется как тангенс угла α наклона касательной в этой точке к оси абсцисс (рис. 4.5)

$$S = dI_a / dU_a .$$

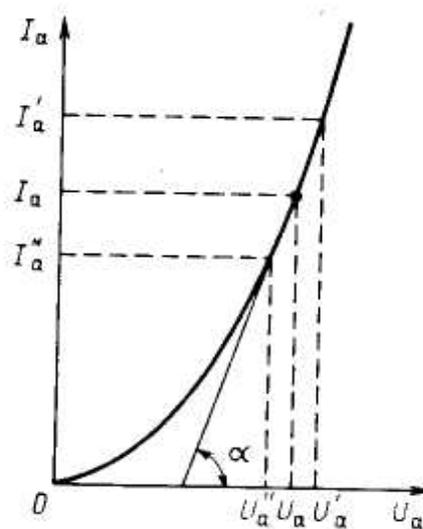


Рис.4.5 Определение статических параметров диода по анодной характеристике

Крутизна имеет размерность проводимости и обычно указывается в миллиамперах на вольт. Ввиду того, что анодная характеристика диода нелинейна, крутизна характеристики не является постоянной, а зависит от анодного напряжения. Эта зависимость может быть получена из закона степени трех вторых дифференцированием выражения (4.1)

$$S = \frac{3}{2} G U_a^{1/2} .$$

Практически крутизна может быть определена по анодной характеристике как отношение приращения тока к приращению напряжения вблизи заданной точки

$$S = \frac{I_a' - I_a''}{U_a' - U_a''} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}.$$

В справочниках крутизна указывается для номинального режима работы лампы.

Внутреннее сопротивление R_i - величина, обратно пропорциональная крутизне

$$R_i = 1/S.$$

Крутизна и внутреннее сопротивление являются дифференциальными параметрами лампы и указывают проводимость и сопротивление диода переменному току с малой амплитудой.

Работа диода с нагрузкой

Обычно в анодную или катодную цепь диода включается сопротивление нагрузки. Такой режим работы лампы называется рабочим. Рассмотрим простейший случай, когда нагрузкой диода является активное сопротивление R_a (рис. 4.6).

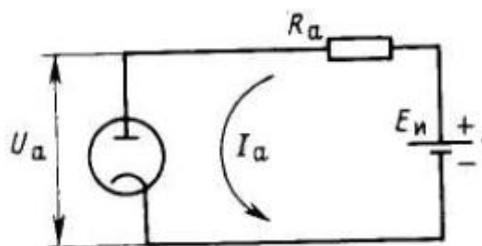


Рис. 4.6 Схема включения диода с нагрузкой в анодной цепи

Напряжение на диоде в рабочем режиме будет меньше напряжения источника питания на значение падения напряжения на нагрузке при протекании анодного тока

$$U_a = E_u - I_a R_a \quad (4.2)$$

При определенном напряжении источника питания E_u падение напряжения на лампе будет зависеть от значения анодного тока. Для определения тока через диод при заданных значениях напряжения источника питания и сопротивления нагрузки построим статическую анодную характеристику диода и нагрузочную прямую. Построить нагрузочную прямую можно с помощью уравнения (4.2) по двум точкам. Эта прямая проходит на оси абсцисс через точку $U_a = E_u$ (при $I_a = 0$), а на оси ординат через точку $I_a = E_u/R_a$ (при $U_a = 0$). Ток в диоде и нагрузке протекает общий, поэтому рабочей точкой A будет точка пересечения анодной характеристики диода с нагрузочной прямой (рис. 4.7). Эта точка является решением уравнения (4.2). Проекция рабочей точки на ось абсцисс позволит определить падение напряжения на диоде U_a и на сопротивлении нагрузки $U_R = I_a R_a$.

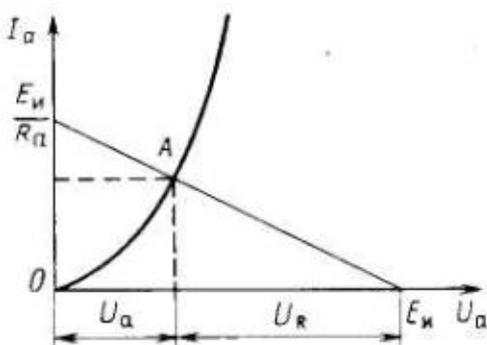


Рис. 4.7 Статическая анодная характеристика диода и нагрузочная прямая

Применение диодов. Односторонняя проводимость диодов лежит в основе их применения для выпрямления переменного тока. Диоды, предназначенные для этой цели, носят название *кентронов*. При выпрямлении напряжений до десяти киловольт в настоящее время полупроводниковые диоды практически полностью вытеснили вакуумные. Однако при напряжениях, составляющих несколько десятков киловольт, и небольших токах успешно применяются вакуумные диоды. Маломощные высоковольтные выпрямители на диодах применяются, например, в схемах питания электронно-лучевых приборов.

На нелинейности характеристики диодов основано их применение для преобразования высокочастотных сигналов: детектирование, преобразование частоты.

4.3 Трехэлектродные лампы

Физические процессы в триоде

Триодом называется трехэлектродная электронная лампа, имеющая кроме анода и катода третий электрод - сетку. Введение сетки позволяет управлять током в лампе без изменения анодного напряжения. Сетка расположена между анодом и катодом триода.

Анод триода имеет положительный потенциал относительно катода. Сетка может иметь как отрицательный, так и положительный потенциал. Результирующее поле у поверхности катода определяется полями сетки и анода. Управляющее действие сетки основано на изменении электрического поля у поверхности катода, от значения которого зависит анодный ток лампы. Одна из схем включения триода показана на рис. 4.8.

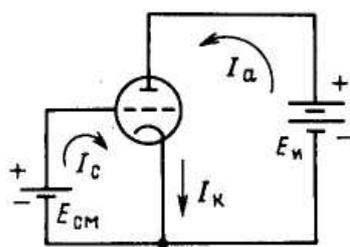


Рис. 4. 8. Одна из схем включения триода

Эффективное управление анодным током возможно только в режиме объемного заряда, т. е. при наличии минимума потенциала у поверхности катода. Именно глубину этого минимума регулирует напряжение на управляющем электроде — сетке. Следует обратить внимание на то, что режим объемного заряда триода сохраняется и до определенного положительного

напряжения сетки. При положительном напряжении сетки часть электронов из объемного заряда попадает на ее витки, образуя сеточный ток. Анодный ток триода, как правило, значительно больше сеточного. Таким образом, в общем случае в триоде существуют три тока: катодный, анодный и сеточный.

$$I_{\kappa} = I_a + I_c.$$

Ток триода может быть записан в виде

$$I_{\kappa} = G(U_c + DU_a)^{3/2} \quad (4.3)$$

Величина D называется *проницаемостью сетки*, она показывает, насколько слабее воздействие потенциала анода на поле перед катодом по сравнению с воздействием потенциала сетки. Чем гуще намотаны витки сетки и чем ближе она расположена к катоду, тем сильнее сказывается ее экранирующее действие, т. е. тем меньше проницаемость сетки.

Статические характеристики и параметры триода

Катодный, анодный и сеточный токи триода, как следует из выражения (4.3), определяются значениями напряжений на аноде и сетке лампы. Напряжение накала будем считать постоянным, поэтому

$$I_{\kappa} = f(U_c; U_a); \quad I_a = f(U_c; U_a); \quad I_c = f(U_c; U_a).$$

Из возможных характеристик триода в основном представляют интерес следующие характеристики:

- 1) анодно-сеточная $I_a = f(U_c)$ при $U_a = \text{const}$;
- 2) анодная $I_a = f(U_a)$ при $U_c = \text{const}$;
- 3) сеточная $I_c = f(U_c)$ при $U_a = \text{const}$;
- 4) сеточно-анодная $I_c = f(U_a)$ при $U_c = \text{const}$.

Каждая из указанных характеристик является зависимостью тока анода или сетки от напряжения на одном из электродов относительно катода при постоянстве напряжения на другом электроде.

При отрицательных напряжениях на сетке сеточный ток очень мал и $I_{\kappa} \approx I_a$. Поэтому в данном случае представляют интерес две характеристики триода:

анодно-сеточная и анодная. Согласно закону степени трех вторых анодный ток можно найти из выражения

$$I_a = G(U_c + DU_a)^{3/2} \quad (4.4)$$

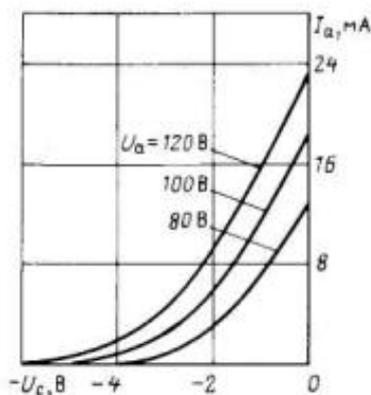


Рис. 4.9 Семейство анодно-сеточных характеристик триода 6Н18Б

При различных постоянных напряжениях анода эта зависимость будет описывать семейство анодно-сеточных характеристик триода. На рис. 4.9 приведено семейство анодно-сеточных характеристик сверхминиатюрного двойного триода 6Н18Б. Запирающее напряжение сетки можно найти из выражения (4.4), приняв в нем $I_a = 0$:

$$U_{c, \text{зан}} = -DU_a.$$

Выражение (4.4) при фиксированных напряжениях сетки описывает семейство анодных характеристик триода. На рис. 4.10 показано семейство анодных характеристик лампы 6Н18Б.

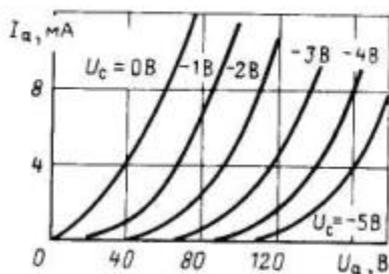


Рис. 4.10 Семейство анодных характеристик триода 6Н18Б

Приравняв анодный ток нулю, из формулы (4.4) найдем напряжение запираения анода, при котором появляется ток в цепи анода,

$$U_{a,зан} = -U_c / D.$$

Для практического применения триодов используют три основных параметра, которые устанавливают связь между изменениями анодного тока, напряжения анода и напряжения сетки. Такими параметрами являются крутизна характеристики, внутреннее сопротивление и коэффициент усиления.

Статическая крутизна в заданной точке анодно-сеточной характеристики определяется как тангенс угла наклона касательной в этой точке к оси абсцисс

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_c} \right|_{U_a=const}$$

Как и в диоде, крутизна измеряется в миллиамперах на вольт. Если напряжение на сетке отрицательное, то для заданных значений напряжений на электродах, зная конструктивные параметры триода, можно получить аналитическое выражение крутизны. Дифференцируя уравнение (4.4), получаем

$$S = \frac{3}{2} G(U_c + DU_a)^{1/2}.$$

Для большинства триодов приемно-усилительных ламп крутизна лежит в пределах от 1 до 50 мА/В. У генераторных триодов значение крутизны может быть значительно большим.

Внутреннее сопротивление триода показывает связь между изменениями анодного тока и анодного напряжения при неизменном напряжении на сетке и определяется как котангенс угла наклона касательной в заданной точке анодной характеристики к оси абсцисс

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_c=const}.$$

Внутреннее сопротивление у триодов различного назначения лежит в широких пределах — от сотен ом до единиц мегаом. У приемно-усилительных триодов внутреннее сопротивление составляет единицы — десятки килоом.

Статический коэффициент усиления является параметром лампы, который позволяет сравнивать воздействия анодного и сеточного напряжений на анодный ток. Если изменить напряжение на сетке, то это вызовет изменение анодного тока. Коэффициент усиления показывает, во сколько раз нужно увеличить напряжение анода по сравнению с изменением напряжения сетки, чтобы скомпенсировать воздействие на анодный ток изменения сеточного напряжения

$$\mu = - \left. \frac{dU_a}{dU_c} \right|_{I_a = \text{const}}$$

Знак минус указывает на то, что для компенсации сеточного воздействия на анодный ток изменение анодного напряжения должно быть противоположно по знаку.

Статические параметры триода S , R_i и μ связаны между собой простой зависимостью. Изменение анодного тока dI_a является суммой изменений от воздействия напряжения сетки SdU_c и напряжения анода dU_a/R_i . Если считать, что ток остался неизменным и $dI_a = 0$, то можно записать $SdU_c = -dU_a/R_i$, или

$$SR_i = \mu.$$

Это уравнение, связывающее основные параметры лампы, носит название *внутреннего уравнения триода*.

В справочниках статические параметры указываются для номинального режима — определенных значений U_a и U_c . Для нахождения параметров при любых напряжениях анода и сетки можно применить графический способ, используя семейство анодно-сеточных или анодных характеристик. Например, через точку A , соответствующую заданному режиму на одной из кривых семейства анодно-сеточных характеристик, проводят прямую, параллельную оси абсцисс, до пересечения с ближайшей характеристикой семейства (точка B , рис. 4.11). Затем через точку B проводят прямую, параллельную оси ординат, до пересечения с первой характеристикой семейства (точка C). Получившийся прямоугольный треугольник, который называют характеристическим,

позволяет определить все три рассмотренных выше статических параметра триода.

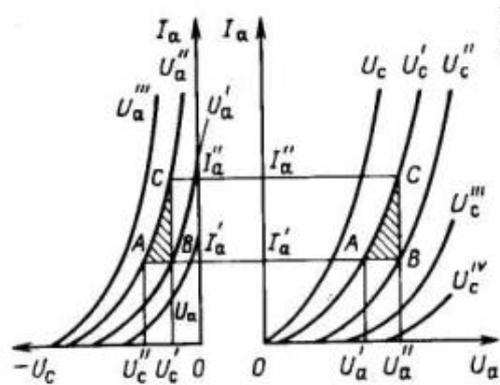


Рис. 4.11 Определение статических параметров триода

Координаты точек A и C , лежащих на одной характеристике, соответствующей определенному значению анодного напряжения, позволяют найти крутизну

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} = \frac{I_a'' - I_a'}{|U_c''| - |U_c'|}$$

Из координат точек B и C при постоянном напряжении сетки можно найти внутреннее сопротивление

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{U_a'' - U_a'}{|I_a''| - |I_a'|}$$

Коэффициент усиления может быть найден из координат точек A и B , относящихся к одному и тому же значению I_a :

$$\mu = -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} = -\frac{U_a'' - U_a'}{|U_c''| - |U_c'|}$$

Аналогичным образом могут быть определены статические параметры триода по семейству анодных характеристик.

Рабочий режим триода

При работе триода в реальных схемах в цепи электродов включается нагрузка. Рассмотрим простейший случай, когда в анодную цепь триода включен резистор (см. рис. 4.12). Напряжение на аноде триода в рабочем режиме будет определяться выражением (5.8), как у диода. Рабочему режиму триода соответствуют рабочие характеристики. Основной характеристикой является рабочая анодно-сеточная характеристика $I_a = f(U_c)$ при $E_{II} = \text{const}$.

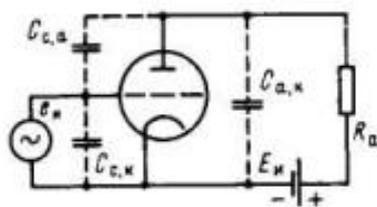


Рис. 4.12 Схема включения триода с нагрузкой в анодной цепи

При наличии резистора в анодной цепи напряжение анода не является постоянным, а зависит от сеточного напряжения. Ход рабочей анодно-сеточной характеристики проще всего определить графическим путем

На рис. 4.13, б представлено семейство статических анодных характеристик триода. При заданных значениях E_u и R_a строится нагрузочная прямая. Значения анодных токов, соответствующие точкам пересечения нагрузочной прямой с характеристиками семейства, используются для построения рабочей анодно-сеточной характеристики. Как видно из рис. 4.13, а, рабочая анодно-сеточная характеристика (кривая 1) идет более полого, чем статическая, приведенная для сравнения на том же рисунке (кривая 2). Следовательно, рабочая крутизна меньше статической и зависит от анодной нагрузки. Можно показать, что

$$S_{\text{раб}} = SR_i / (R_a + R_i).$$

Следует отметить, что рабочая крутизна является параметром не триода, а усилительного каскада, построенного на данном триоде.

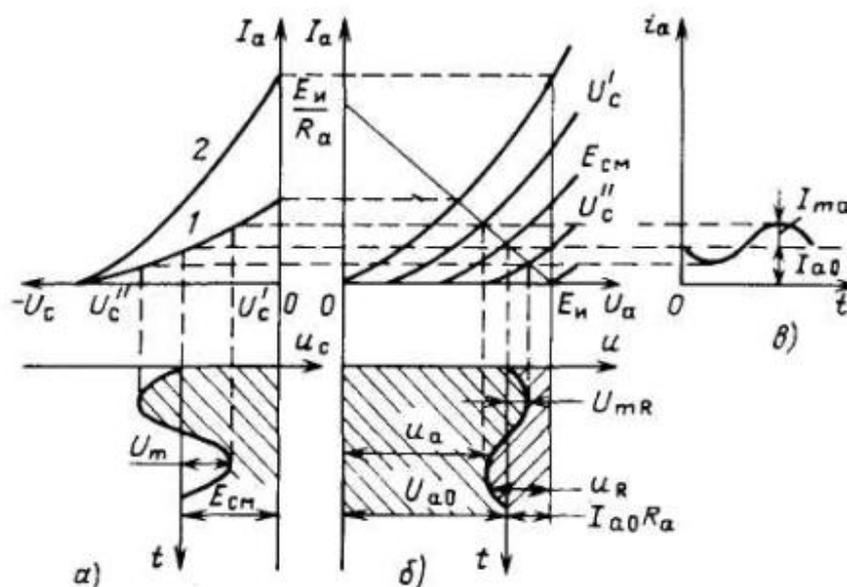


Рис. 4.13 Работа триода с нагрузкой:

а- форма напряжения на сетке; рабочая (1) и статическая (2) анодно-сеточные характеристики; *б*- форма напряжения на лампе и на нагрузке; семейство анодных характеристик триода и нагрузочная прямая; *в*- форма анодного тока триода

На рис. 4.13, *в* показана форма анодного тока, а на рис. 4.13, *б* -напряжения на аноде и на сопротивлении нагрузки $u_R = i_a R_a$ при подаче на сетку лампы гармонического сигнала. Напряжение на сетке триода с учетом постоянного напряжения смещения E_{cm} , определяющего положение рабочей точки, можно представить зависимостью

$$u_c = E_{cm} + U_m \sin \omega t,$$

где U_m — амплитуда гармонического сигнала.

При построении кривых мгновенные значения анодного тока находят путем переноса мгновенных значений напряжения на сетке на рабочую анодно-сеточную характеристику. Затем мгновенные значения анодного тока переносят на нагрузочную прямую и определяют форму напряжения на аноде и сопротивлении нагрузки.

Применение триодов. Триоды малой мощности в большинстве радиоэлектронных устройств в настоящее время вытеснены полупроводниковыми приборами, однако в исключительных случаях они находят применение как усилительные элементы схем. В основном триоды

широко используют как мощные электронные приборы для радиопередающих устройств, промышленных генераторов высокой частоты.

5 ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

5.1 Явление газового усиления

Прохождение тока через газообразную среду называют газовым разрядом.

Все газовые разряды можно разделить на два вида: самостоятельные и несамостоятельные. Разряд несамостоятельный, если он горит только при подаче электронов в разрядный промежуток. Причем электроны могут подаваться от любого катода (термокатода, фотокатода). Как только электроны перестают эмиттироваться катодом, разряд гаснет.

Самостоятельный разряд развивается от «случайных электронов» (рентгеновское облучение солнцем) и горит только при подаче напряжения между анодом и катодом. Катоды в самостоятельном разряде, как правило, холодные.

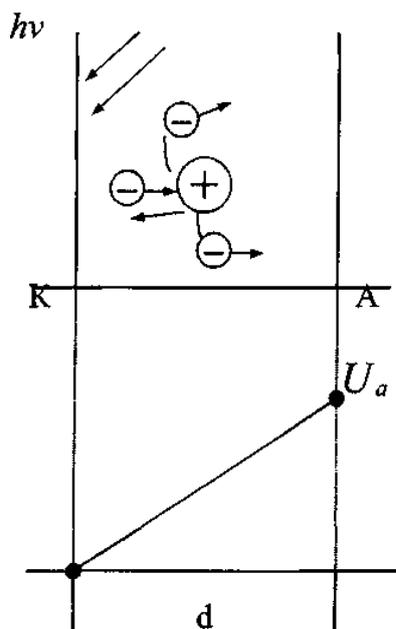


Рис.5.1 - Схема развития несамостоятельного разряда

Рассмотрим развитие лавины в несамостоятельном разряде (рис.5.1). На катод падает поток света ($h\nu$) и обеспечивает выход электронов с катода за счет фотоэмиссии. Электроны ускоряются в промежутке анод-катод (d) на расстоянии, равном средней длине свободного пробега, набирают энергию, достаточную для ионизации атомов. Происходит ионизация атомов, в результате появляется еще один электрон и ион. Ион движется к катоду, а два электрона - к аноду. В следующий акт ионизации образуются 4 электрона и 2 иона и т.д. Появляется так называемая лавина. Ионы, бомбардируя катод, вызывают дополнительную ионно-электронную эмиссию с катода, увеличивая число частиц в последующей лавине.

Ионы, ускоряясь к катоду, способны ионизировать атомы. Все эти процессы обеспечивают развитие разряда. Если под действием света с катода идет ток $I_{ек}$, а в результате многих лавин в цепи анода установится ток I_a , возникает вопрос какая связь между ними.

Таундсенд ввел коэффициент объемной электронной ионизации α , показывающий, сколько ионизаций совершает электрон на 1 м пути в газе, α - первый коэффициент Таундсенда. β - второй коэффициент Таундсенда, это коэффициент объемной ионной ионизации, показывающий, сколько ионизации совершает ион на 1 м пути в газе. Исследования показали, что этот коэффициент невелик, и мы его не будем учитывать.

γ - третий коэффициент Таундсенда, коэффициент ионно-электронной эмиссии, показывающий сколько электронов выбивает из катода один ион, пришедший на него. В результате Таундсенд получил уравнение газового усиления:

$$I_a = I_{ек} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

где $I_{ек}$ - ток эмиссии с катода; I_a - ток разряда.

5.2 Условие возникновения самостоятельного разряда

При выводе уравнения газового усиления предполагалось, что из-за малых значений γ и небольших значений αd величина $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$.

Это значит, что знаменатель уравнения представляет конечную положительную величину.

Если уменьшить ток $I_{ек}$, то будет уменьшаться и анодный ток. При $I_{ек} = 0$ будет и $I_a = 0$. Это характерно для несамостоятельного разряда.

Если при $I_{ек} = const$ увеличивать ионизирующую способность электронов (изменяя давление и напряженность электрического поля), то I_a будет увеличиваться за счет увеличения $e^{\alpha d}$ в числителе и за счет уменьшения знаменателя $1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)$. Однако, пока выполняется неравенство $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$, анодный ток будет протекать, если есть ток эмиссии, т.е. разряд остается несамостоятельным.

Если, увеличивая α , выполнить условие $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$, то весь знаменатель равен нулю и при $I_{ек} = 0$ появится неопределенность. При малых $I_{ек}$ уравнение дает большие I_a . Физически это означает, что ток I_a будет и при $I_{ек} = 0$.

Лавины настолько мощные, что эмиссия электронов из катода под действием ионной бомбардировки обеспечивает разряд.

Таким образом, $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ – условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный.

Условие: разряд становится самостоятельным, если один из выходящих из катода электронов порождает такое количество ионов, которое, приходя к катоду, вновь выбивает из него не менее одного электрона.

Виды разрядов

На схеме рис. 5.2 показан диод (катод-анод), на катод падает поток света ($h\nu$), между катодом и анодом приложено напряжение, которое можно изменять при помощи R_6 . Жирная точка в диоде показывает, что это прибор ионный (он

наполнен газом). Если менять напряжение E_a , то можно получить полную ВАХ разрядов. По оси X показано изменение $I_{\text{разряда}} - I_a$; по оси $Y - U_a$. Можно выделить 8 областей на характеристике разрядов (рис. 5.2, б). 1 - режим объемного пространственного заряда, 2 - насыщения. Эти области соответствуют режимам обычного диодного вакуумного промежутка и подчиняются тем же законам. Надо отметить, что ток фотоэмиссии невелик и измеряется в микроамперах. 3 - режим газового усиления, образуются лавины, ток растет. Это темновой несамостоятельный разряд. Ток измеряется сотнями микроампер. Этот разряд горит в ионном фотоэлементе. 4 - режим перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный. Ток растет, а напряжение разряда падает. Режим неустойчивый, т.к динамическое сопротивление отрицательное. 5 - режим самостоятельного тлеющего разряда. Ток - мА, причем ток растет при постоянном напряжении между катодом и анодом. 6 - область аномального тлеющего разряда. Ток растет с ростом U_a . 7 - переходная область из тлеющего разряда в самостоятельный дуговой. 8 - самостоятельный дуговой разряд, $U_a \approx U_i$ ток может достигать сотен килоампер. Прибор, как правило, работает в условиях одного разряда, а обеспечивает это R_b , которое не дает перескакивать из одной области характеристики в другую.

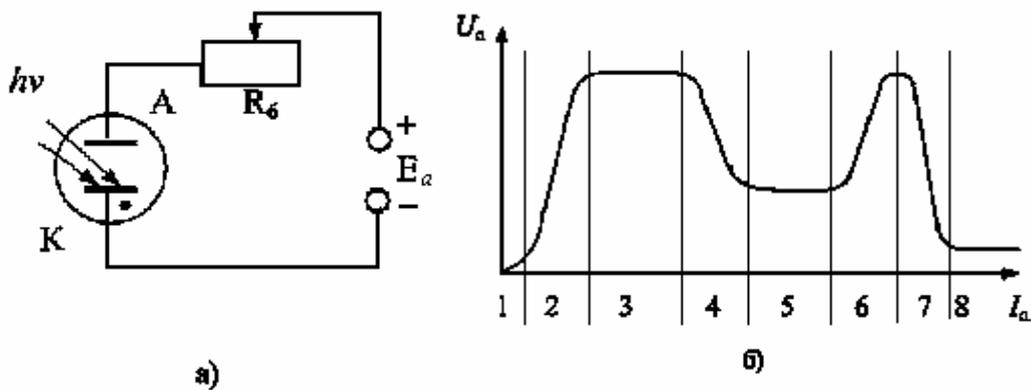


Рис. 5.2 - Электрическая схема (а), вольт-амперная характеристика разрядов (б).

Балластное сопротивление обязательно в схемах ионных приборов. Каждый тип разряда обеспечивает работу целого класса приборов, мы остановимся на тлеющем разряде.

5.3 Свойства тлеющего разряда

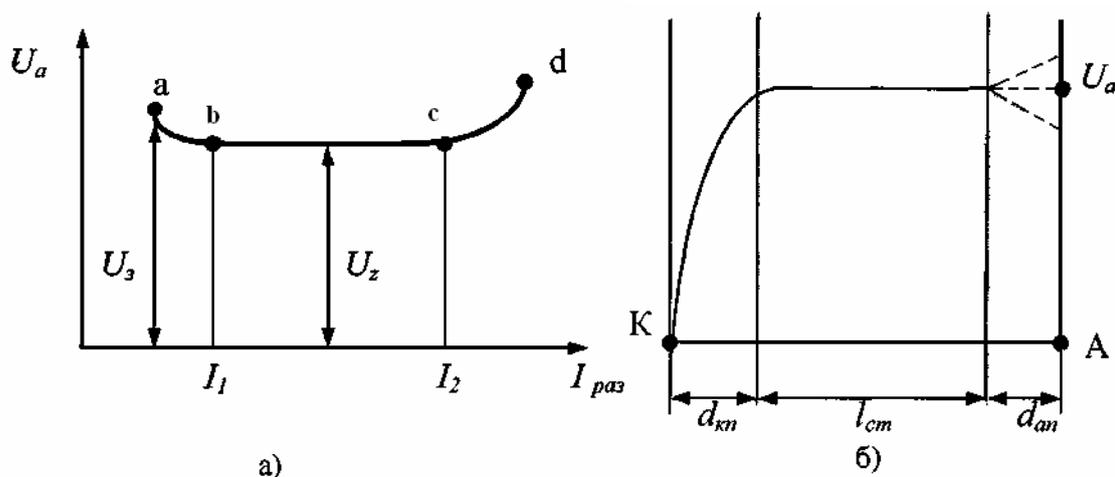


Рис.5.3 - Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда (а), распределение потенциала между электродами в тлеющем разряде (б),

Точка a на ВАХ - это точка зажигания разряда (U_3), после зажигания разряда напряжение падает, а ток возрастает. Участок ВАХ (bc) - область горения нормального тлеющего разряда. Напряжение в этой области равно напряжению горения (U_2). Как правило, $U_3 > U_2$. Причем и U_3 и U_2 зависят от давления, рода газа, материала электродов, геометрии электродов, расстояния между катодом и анодом. Значит, и U_3 и U_2 - параметры приборов, а вот ток разряда растет от I_1 до I_2 при почти постоянном напряжении. Кроме постоянного U_2 , в тлеющем разряде на участке $b-c$ остается постоянной плотность тока на катоде. Ток разряда растет за счет увеличения рабочей катодной поверхности (светящейся поверхности катода). Если в точке b будет светиться малая часть катода, то в точке c будет светиться весь катод. Это важно для понимания работы индикаторных приборов. Напряжение между электродами распределяется тоже неравномерно. Можно выделить три области (рис. 5.3, б). Около катода область $d_{кп}$ - катодного падения. В этой области падает почти все приложенное между катодом и анодом напряжение, здесь электроны и ионы ускоряются, это самая важная область разряда.

Вторая область $l_{см}$ - столб плазмы, в этой области напряженность поля почти не изменяется от точки к точке. Это область квазинейтральной плазмы, которая состоит из электронов, ионов и атомов. Причем все они двигаются

хаотически, а $n_i \approx n_e$ поэтому плазма нейтральна. В этой области интенсивно идет процесс возбуждения, а он всегда сопровождается выделением света, область светится. Третья область d_{an} - анодного падения. Величина анодного падения может быть положительной относительно плазмы, может быть равной потенциалу плазмы и может быть отрицательной относительно плазмы и составляет обычно единицы вольт. Потенциал горения тлеющего разряда составляет сотни вольт (100÷200 В), ток разряда измеряется в мА.

5.4 Общие сведения о газоразрядных приборах

Газоразрядными называют наполненные газом или паром электровакуумные приборы, в которых движение электронов происходит в условиях ионизации наполнителя.

Конструктивно газоразрядные приборы представляют собой систему из двух или более электродов, помещенных в герметизированный стеклянный баллон. Баллон заполняется обычно инертным газом (гелий, неон, аргон, криптон), водородом или парами ртути. Носителями электрических зарядов в газоразрядных приборах являются не только электроны, но и ионы.

Газоразрядные приборы делятся на неуправляемые и управляемые. К *неуправляемым* относятся двухэлектродные приборы (стабилитроны, газотроны), к *управляемым* -многоэлектродные (тиратроны). По типу катода различают газоразрядные приборы с *холодным (ненакаливаемым) катодом*, в которых используется нормальный тлеющий или самостоятельный дуговой разряд, и с *горячим (накаливаемым) катодом*, в которых используется несамостоятельный дуговой разряд.

5.5 Газоразрядные приборы с горячим катодом

К газоразрядным приборам с горячим катодом относятся газотроны и тиратроны несамостоятельного дугового разряда. В них применяются оксидные

катоды прямого накала или оксидные подогревные катоды. В качестве наполнителя используются инертные газы, пары ртути либо водород.

Газотроном называют газонаполненный диод с термоэлектронным катодом. На рис. 5.4 показана схема его включения (а) и вольт-амперная характеристика (б).

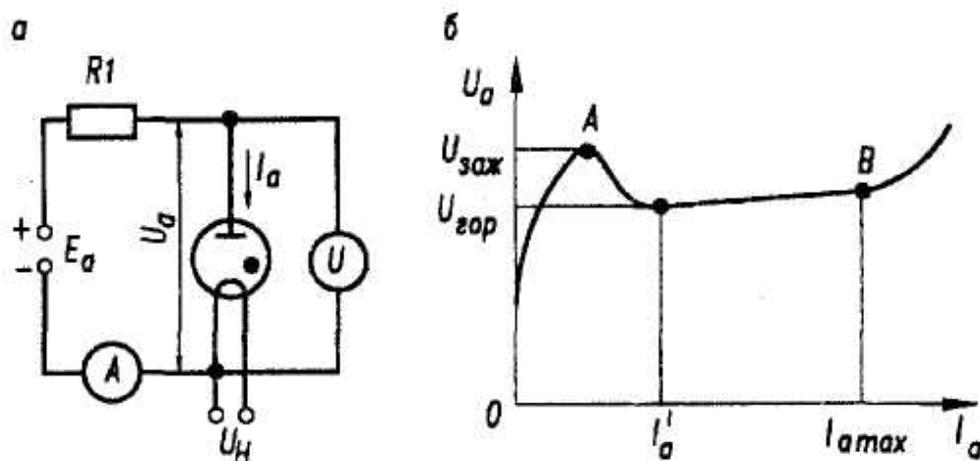


Рис. 5.4. Схема включения (а) и вольт-амперная характеристика (б) газотрона

Резистор $R1$ ограничивает ток газотрона после возникновения дугового разряда. При напряжении на аноде, соответствующем точке A на характеристике и называемом *напряжением зажигания* $U_{заж}$, возникает электрический разряд в газе, сопровождающийся его ионизацией. Увеличение числа положительных ионов приводит к снижению потенциального барьера у катода и лавинному нарастанию тока. Возникает несамостоятельный дуговой разряд, характеризующийся током I_0 и напряжением горения $U_{гор}$ (обычно 10... 15 В). Следовательно, значение тока I'_a может быть определено таким образом:

$$I'_a = (E_a - U_{гор}) / R_1$$

Основными параметрами газотронов являются следующие: напряжение зажигания; напряжение горения; допустимое обратное напряжение $U_{a.дон.обр}$ — которое определяет возможное значение выпрямленного напряжения (у серийных газотронов достигает 30 кВ, а у специальных секционированных — до

300 кВ); средний допустимый анодный ток $I_{a, \text{доп}}$, который не должен превышать значения, определяемого на вольт-амперной характеристике точкой B .

Газотроны, наполненные инертными газами, обозначаются буквами "ГГ", а парами ртути - "ГР". В обозначении содержится также дробное число, в числителе которого указывается значение выпрямленного тока в амперах, а в знаменателе - допустимое обратное напряжение в киловольтах (например, ГГ-0,5/5; ГР-0,125/1,5).

Тиратроном называют газоразрядный прибор, в котором возникновение разряда в промежутке анод-катод осуществляется с помощью управляющих электродов или сеток.

Тиратроны малой мощности имеют конструкцию, аналогичную конструкции вакуумных триодов. В тиратронах средней и большой мощности конструкция электродов обеспечивает защиту катода от воздействия электрического поля анода. В отличие от вакуумного триода сетка в тиратроне служит не для управления анодным током, а для изменения напряжения зажигания самостоятельного дугового разряда.

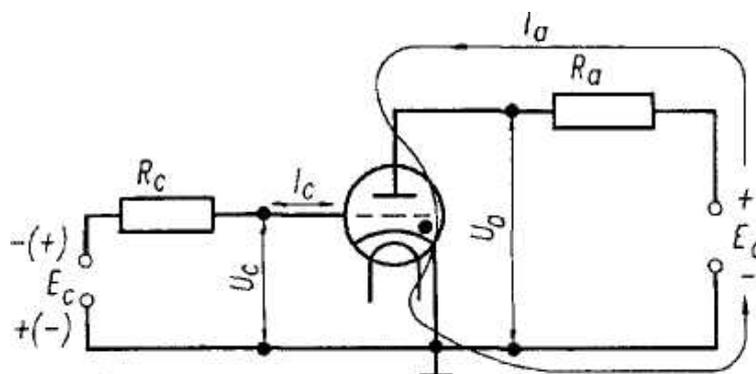


Рис. 5.5. Схема включения тиратрона дугового разряда

5.6 Газоразрядные приборы с холодным катодом

Стабилитроны

Стабилитронами называют газоразрядные приборы, у которых напряжение между электродами на рабочем участке характеристики

незначительно возрастает при увеличении разрядного тока. В зависимости от вида используемого электрического разряда в газе различают *стабилитроны тлеющего и коронного разрядов*.

Электродная система стабилитрона состоит из цилиндрического холодного катода, вдоль оси которого располагается в виде стержня анод. Катод, изготавливаемый из никеля, железа или молибдена, активизируется цезием либо редкоземельными элементами, позволяющими получать требуемые параметры стабилитрона. К катоду приваривают поджигающий электрод, улучшающий условия возникновения разряда. В качестве наполнителя используют инертные газы.

Основной характеристикой стабилитрона является его вольт-амперная характеристика, изображенная на рис. 5.6, а. Рабочей областью вольт-амперной характеристики стабилитрона является участок *AB*, соответствующий нормальному тлеющему разряду. В результате процессов ионизации и деионизации у катода наблюдается характерное тлеющее свечение, расширяющееся при увеличении тока. Таким образом, ширина области *AB* пропорциональна площади катода.

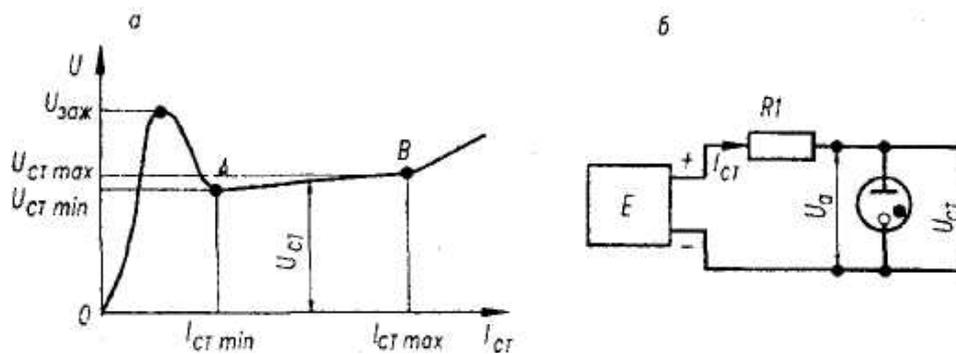


Рис. 5.6. Вольт-амперная характеристика (а) и схема включения (б) стабилитрона тлеющего разряда

Схема включения стабилитрона показана на рис. 5.6, б. Если на анод подано положительное напряжение, большее, чем напряжение зажигания $U_{заж}$, в стабилитроне возникает тлеющий разряд. При токе, большем $I_{ст\ min}$ (точка *A* на рис. 5.6), устанавливается нормальный тлеющий разряд и падение напряжения на стабилитроне $U_{ст}$ остается практически постоянным, пока вся поверхность

катода не покроеется свечением (точка B на рис. 5.6). Значение тока стабилитрона при заданном $U_{ст}$ определяется по формуле $I_{cm} = (E - U_{cm}) / R_1$

Резистор R_1 так же, как и в приборах дугового разряда, является функционально необходимым элементом, ограничивающим значение тока.

Параметрами стабилитрона являются: напряжение зажигания $U_{заж}$, напряжение стабилизации U_{cm} , минимальный ток стабилизации $I_{ст\ min}$, максимальный ток стабилизации $I_{ст\ max}$, дифференциальное сопротивление стабилизации на рабочем участке AB $r_{ст} = \Delta U_{ст} / \Delta I_{ст}$.

Стабилитроны коронного разряда отличаются от стабилитронов тлеющего разряда более высоким давлением наполнителя и отсутствием поджигающего электрода, поэтому они имеют более высокое напряжение стабилизации.

Стабилитроны обозначаются буквами "СГ". Например, СПП имеет $U_{ст} = 143... 145$ В, $I_{ст} = 5...30$ мА, а СГ304С - $U_{cr} = 3800...4200$ В, $I_{ст} = 0,05... 1$ мА.

Тиратроны тлеющего разряда

Тиратрон тлеющего разряда представляет собой газонаполненный прибор с холодным катодом, в котором для управления моментом зажигания используются дополнительные управляющие электроды (сетки). Примером тиратрона тлеющего разряда с одной сеткой является МТХ-90, устройство электродной системы которого показано на рис. 5.7. Она состоит из катода 1, выполненного в виде цилиндра, проволочного анода 2 и металлической сетки 3, изготовленной в виде шайбы. Наполнителем тиратрона является смесь неона с аргоном. На рис. 5.8 показана схема включения тиратрона МТХ-90.

Анодная цепь питается от источника E_a , напряжение которого меньше напряжения зажигания при нулевом напряжении сетки. При подаче на сетку положительного напряжения порядка десятков вольт между сеткой и катодом возникает вспомогательный тихий разряд. Вследствие этого уменьшается напряжение зажигания тлеющего разряда между анодом и катодом $U_{a-зж}$. В тот момент, когда напряжение $U_{a-зж}$ становится равным напряжению E_a на аноде

выключенного тиратрона, зажигается тлеющий разряд, т. е. тиратрон включается и анодная цепь замыкается.

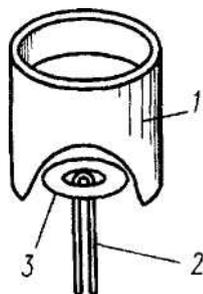


Рис. 5.7. Электродная система тиратрона тлеющего разряда

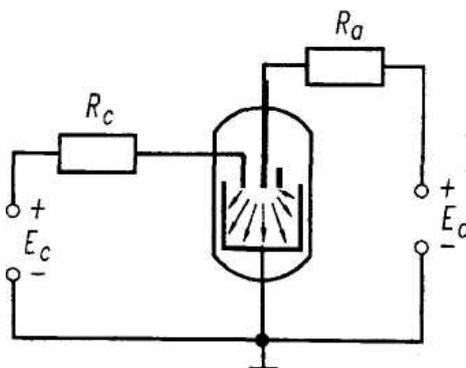


Рис. 5.8. Схема включения тиратрона МТХ-90

Основными параметрами тиратронов тлеющего разряда являются: допустимое анодное напряжение $U_{a \max}$, минимальное напряжение горения $U_{гор \min}$, ширина пусковой области ΔI_c .

Тиратроны тлеющего разряда обладают небольшими размерами, высокой механической прочностью и широким диапазоном рабочих температур (от -60 до $+100$ °С). Эти достоинства наряду с высокой долговечностью и большой экономичностью обуславливают применение их в импульсной технике, радиометрических пересчетных приборах, амплитудных анализаторах и вычислительной технике.

Первым элементом обозначения тиратронов с холодным катодом являются буквы "ТХ" или "ТХИ" для импульсных тиратронов.

Индикаторные газоразрядные приборы

Индикаторными газоразрядными называют приборы, в которых используется свечение газа при тлеющем разряде. Они применяются для сигнализации о наличии напряжения или тока в цепях, а также для отображения различной информации. Широкое распространение в качестве индикаторных газоразрядных приборов получили неоновые лампы, знаковые индикаторы и линейные газоразрядные индикаторы.

Простейшими из этих приборов являются неоновые лампы. Конструктивно они оформляются в виде стеклянного баллона, заполненного смесью инертных

газов (неона с примесью аргона или гелия), в котором размещаются два электрода: катод и анод. Размеры и форма электродов изменяются в зависимости от назначения лампы. Под действием напряжения сигнала, поступающего на электроды лампы, возникает тлеющий разряд, сопровождаемый характерным свечением. Для исключения дугового разряда неоновые лампы включаются в цепь последовательно с ограничительным резистором, обеспечивающим поддержание тлеющего разряда. Тлеющий разряд в неоне светится красно-оранжевым цветом. Кроме ламп с красно-оранжевым цветом свечения, разработаны цветные индикаторные лампы. В этих лампах ультрафиолетовое излучение тлеющего разряда возбуждает слой люминофора, нанесенный или на специальную подложку, или на внутреннюю поверхность баллона. В результате люминофор светится определенным цветом.

Основными параметрами неоновых ламп являются: напряжение зажигания, напряжение горения, сила света, яркость и цвет свечения, а также анодный ток. Примерами индикаторных ламп могут служить МН-3, ТН-0,2, ТЛЖ-3-2 (с желтым цветом свечения).

В качестве индикаторных приборов используются также тиратроны тлеющего разряда. Принцип их работы рассмотрен в п. 8.3.2. У индикаторных тиратронов в торце баллона, через который наблюдается свечение, впаиваются линзы.

Знаковые индикаторы тлеющего разряда позволяют высвечивать цифры, буквы и другие символы. Конструктивно знаковый индикатор состоит из баллона, наполненного смесью инертных газов, и электродной системы. Электродная система имеет один общий анод, выполненный в виде редкой сетки, и несколько индикаторных катодов, изогнутых в форме цифр или знаков.

К аноду и одному из индикаторных катодов через ограничительный резистор подается напряжение, превышающее напряжение зажигания тлеющего разряда. Возникающий при этом тлеющий разряд имеет форму

катода. Коммутацией напряжения на разные катоды осуществляется изменение изображений цифр или знаков.

Система обозначений знаковых индикаторов состоит из букв "ИН" (индикатор неоновый) и числа, характеризующего порядковый номер разработки (например, ИН-1, ИН-16).

Линейные газоразрядные индикаторы (ЛГИ) дают возможность отображать информацию о напряжении или токе в цепи в виде светящихся точек либо линии. Различают *аналоговые* и *дискретные* ЛГИ. У аналоговых ЛГИ информация отображается в виде светящейся линии (или ряда точек) длина которой пропорциональна приложенному напряжению или току в цепи. Конструктивно аналоговый ЛГИ представляет собой заполненный смесью инертных газов стеклянный баллон, внутри которого расположена электродная система, состоящая из длинного цилиндрического анода, вдоль оси которого расположен катод. Свечение наблюдается через прорезь, сделанную по всей длине анода.

При подаче на ЛГИ напряжения между анодом и катодом возникает тлеющий разряд. Зажигание разряда у начала катода обеспечивается сближением в этой части анода и катода или использованием специального поджигающего электрода. Изменение длины линии свечения (участка катода, охваченного тлеющим разрядом) в зависимости от проходящего тока происходит линейно. Таким образом, по длине светящейся линии на нанесенной шкале можно непосредственно отсчитывать значение напряжения или тока. Примерами аналоговых ЛГИ являются ИН-9 и ИН-13.

В дискретных ЛГИ аноды выполнены в виде группы элементов. Под действием импульсов, поступающих на схему управления, возникает тлеющий разряд между катодом и одним из анодов. Схема управления обеспечивает перемещение разряда вдоль линейки анодов. Считывание информации осуществляется по расположению светящейся точки. Примерами дискретных ЛГИ являются приборы типа ИН-20 и ИН-26.

Индикаторные панели

Газоразрядные индикаторные панели (ГИП) называют матричными, т.к. они представляют множество светоизлучающих элементов, образуемых на пересечениях ортогональных элементов.

ГИП постоянного тока изображена на рис. 5.9.

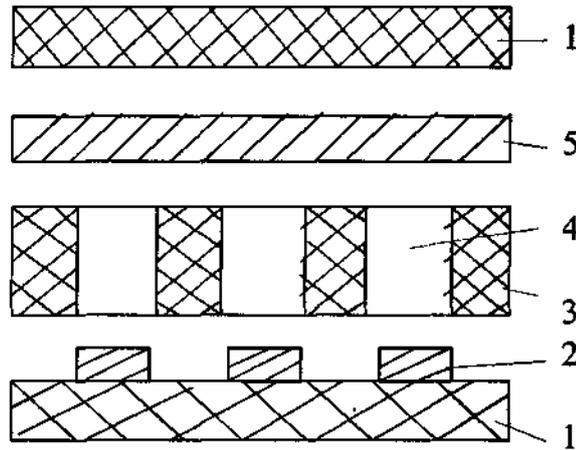


Рис. 5.9 - ГИП постоянного тока:

- 1 - подложки прозрачные, диэлектрические;
- 2 - катоды в виде полос металла, нанесенных на подложки распылением;
- 3 - диэлектрическая матрица;
- 4 - отверстия связи;
- 5 - полоски металла - аноды

Отверстия связи совмещены с местами пересечения электродов. Пространство между подложками заполнено газом, цвет свечения зависит от газа.

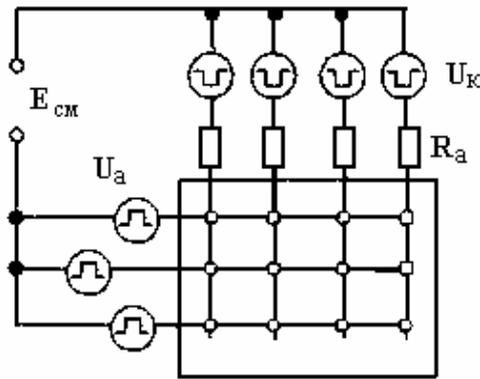


Рис. 5.10 - Схема включения ГИП постоянного тока с внешней адресацией

ГИП с внешними резисторами в цепях столбцов (R_k) U_a - напряжение строк и U_k - напряжение столбцов. По столбцу все ячейки включаются одновременно. Ток в ячейках, подключенных в строках, может ограничиваться разными резисторами, и они могут включаться одновременно.

ГИП не обладает внутренней памятью и работает в режиме регенерации изображения.

Нормальное формирование изображения в схеме обеспечивается, когда при совпадении импульсов по строке и столбцу промежуток пробивается, т.е.

$$E_{см} + U_k + U_a \geq U_з,$$

а при подаче импульсов только по строке или столбцу разряд не зажигается.

$$E_{см} + U_a < U_з; \quad E_{см} + U_k < U_з.$$

ГИП с самосканированием (рис. 5.11) обеспечивает устойчивое зажигание разряда от импульса к импульсу.

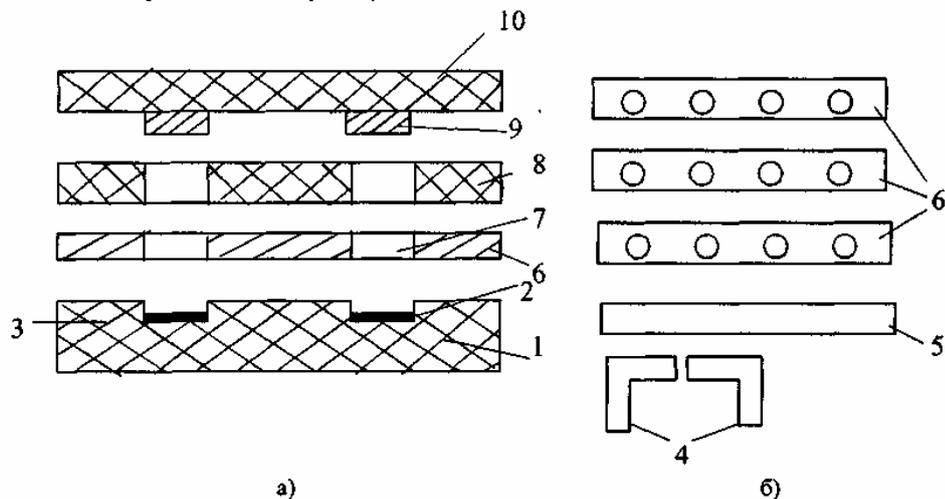


Рис. 5.11 - Устройство ГИП с самосканированием: а - вид сбоку; б - вид сверху

На рис. 5.11 цифрами обозначены: 1 - прозрачная, диэлектрическая подложка; 2 - канавки; 3 - аноды сканирования; 4 - дежурные электроды; 5 - катод сброса, он один и не имеет отверстий связи; 6 - катоды; 7 - отверстия связи; 8 - диэлектрическая матрица с отверстиями связи; 9 - индикаторные аноды; 10 - диэлектрическая подложка.

Сейчас изготавливают ГИПС 222x7. В этой панели 222 катода и 7 анодов.

Цифры, показанные на схеме (рис. 5.12), соответствуют электродам на рис. 5.11. Дежурные электроды (4) имеют отдельные выводы, запитаны через R_n от источника питания E_d . Между дежурными электродами горит постоянно разряд с током в несколько микроампер. Рядом с дежурными электродами расположен катод сброса (5), он имеет отдельный вывод (U_{kc}) - Катоды (222) подсоединены к трем шинам. Катоды 1, 4, 7, 10 и т.д. имеют выводы U_{k1} катоды 2, 5, 8, 11 и т.д. имеют вывод U_{k2} ; катоды 3, 6, 9, 12 и т.д. имеют вывод U_{k3} . Аноды сканирования и индикаторные аноды имеют выводы и подсоединяются к источникам питания через R_n .

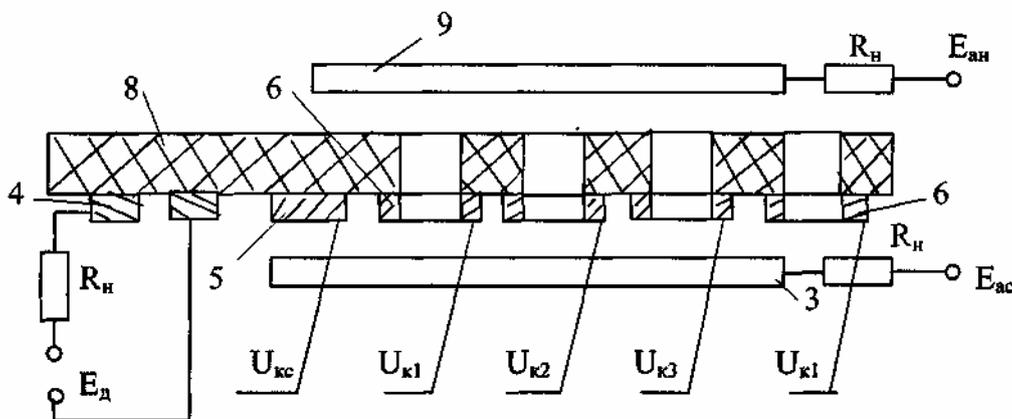


Рис. 5.12 - Электрическая схема ГИПС

Напряжения в виде прямоугольных импульсов подаются в определенные отрезки времени (рис. 5.13). В течение времени ($t_0 - t_1$) подается отрицательный импульс на катод сброса, около катода сброса расположен дежурный разряд, его электроны помогают зажечь разряд на катод сброса. Во время ($t_1 - t_2$) подается импульс напряжения на катоды U_{k1} (1, 4, 7 и т.д.). Разряд зажигается на первый катод, т.е. около него находится катод сброса и соответственно электроны, помогающие зажечь разряд. Во время ($t_2 - t_3$) разряд переходит на

катод 2, $(t_3 - t_4)$ - на катод 3, $(t_4 - t_5)$ - на катод 4 и т.д. На все 222 катода сканирует разряд, происходит шаговое перемещение разряда. Когда разряд доходит до последнего катода, чтобы начать сканирование, надо снова подать импульс на катод сброса. При этом движение сканирующего разряда не видно оператору, он находится со стороны индикаторных анодов.

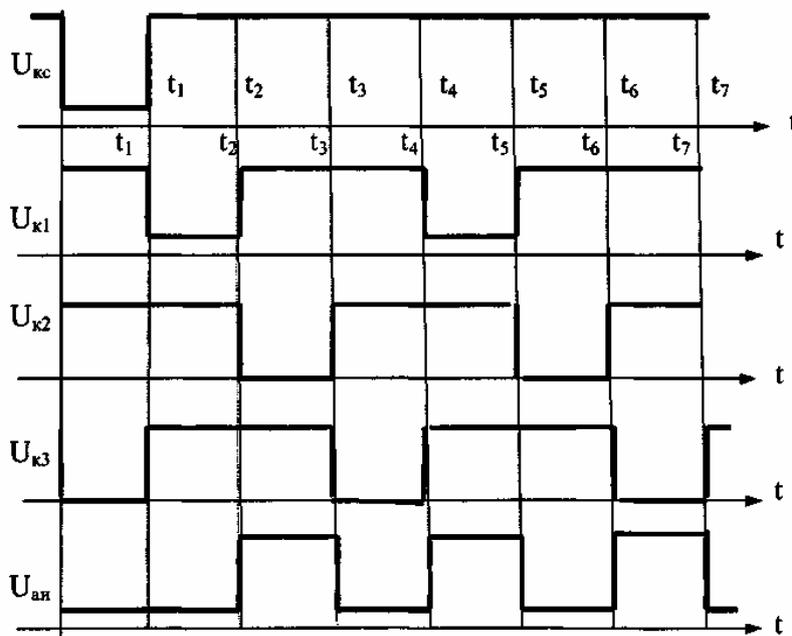


Рис. 5.13 - Импульсы напряжений, подаваемых на электроды

Для формирования изображения используется индикаторный разряд, возникающий в отверстиях диэлектрической матрицы при подаче положительных импульсов $U_{ан}$ на аноды индикации. Выборка индикаторной ячейки основана на том, что разряд возникает в ячейках, если совпадают два события: на анод индикации поступает импульс $U_{ан}$, а разряд сканирования находится в том же столбце, что и данная ячейка индикации. В системе индикации, так же как при сканировании, разряд одновременно происходит только на одном катоде.

Наиболее часто эти ГИПы применяются для воспроизведения буквенно-цифровой информации.

Источники информации для изучения дисциплины

1. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1979.
2. Батушев В.А. Электронные приборы. – М.: Высшая школа, 1969 (1980).
3. Каганов И. Л. Ионные приборы. – М.: Энергия, 1972.
4. Гуртовник А.Г. Электровакуумные приборы и основы их конструирования. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. Электронные приборы / под ред. Шишкина Г.Г.– М.: Энергоатомиздат, 1989. – 494с.
6. Абрамян Е.А. и др. Интенсивные электронные пучки: физика, техника, применение. – М.: Энергоатомиздат., 1984. – 232с.
7. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: "Сов. радио", 1971.
8. Яблонский Ф.М., Троицкий Ю. В. Средства отображения информации. – М.: Высшая школа, 1985.
9. Василевский А.М., Тихонов В.В. Оптическая электроника. – Л.: Энергоиздат, 1990.
10. Яблонский Ф.М. Газоразрядные приборы для отображения информации. – М.: Энергия, 1979.
11. Симкин С.А. Физические явления в электровакуумных и газоразрядных приборах: Методические указания к лабораторным работам по дисциплине «Физические основы электронной техники» - Тольятти: ТолПИ, 1989.