

# *Лабораторная работа №14*

## *«Контакт металл – полупроводник»*

**Цель работы:** определение контактной разности потенциалов контакта металл-полупроводник

### **1. Контактная разность потенциалов и толщина слоя объемного заряда**

Рассмотрим явления в контакте металл – полупроводник при отсутствии поверхностных состояний. Возьмем контакт электронного полупроводника (*n*-типа) и металла в предположении, что работа выхода электрона из полупроводника  $\Phi_{II}$  меньше работы выхода электрона из металла  $\Phi_M$ , то есть  $\Phi_{II} < \Phi_M$ .

На рисунке 1а показана зонная энергетическая диаграмма металла (Me) и полупроводника (п/п) не находящихся в контакте друг с другом. Термодинамическая работа выхода – это расстояние от уровня вакуума  $E_0$  до уровня Ферми в металле  $F_M$  или в полупроводнике  $F_{II}$ :

$$\Phi_M = E_0 - F_M; \quad \Phi_{II} = E_0 - F_{II}. \quad (1)$$

Если металл и полупроводник привести в непосредственный контакт (рис.1б), то электроны будут переходить преимущественно из полупроводника в металл, так как уровень Ферми в полупроводнике в момент соединения с металлом лежит выше, чем в металле,  $F_{II} > F_M$ . При этом металл заряжается отрицательно, а полупроводник – положительно. Направленный поток электронов проходит над потенциальным барьером, который возникает в приконтактной области полупроводника (рис. 1в). Этот поток электронов будет иметь место до тех пор, пока уровни Ферми  $F_{II}$  и  $F_M$  не выровняются, после чего установится динамическое равновесие (токи  $j_{II}$  и  $j_M$  будут равны друг другу). Между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов:

$$U_K = \frac{F_{II} - F_M}{e} = \frac{\Phi_M - \Phi_{II}}{e} = \frac{\varphi_M - F}{e}, \quad (2)$$

где  $e$  – абсолютная величина заряда электрона.

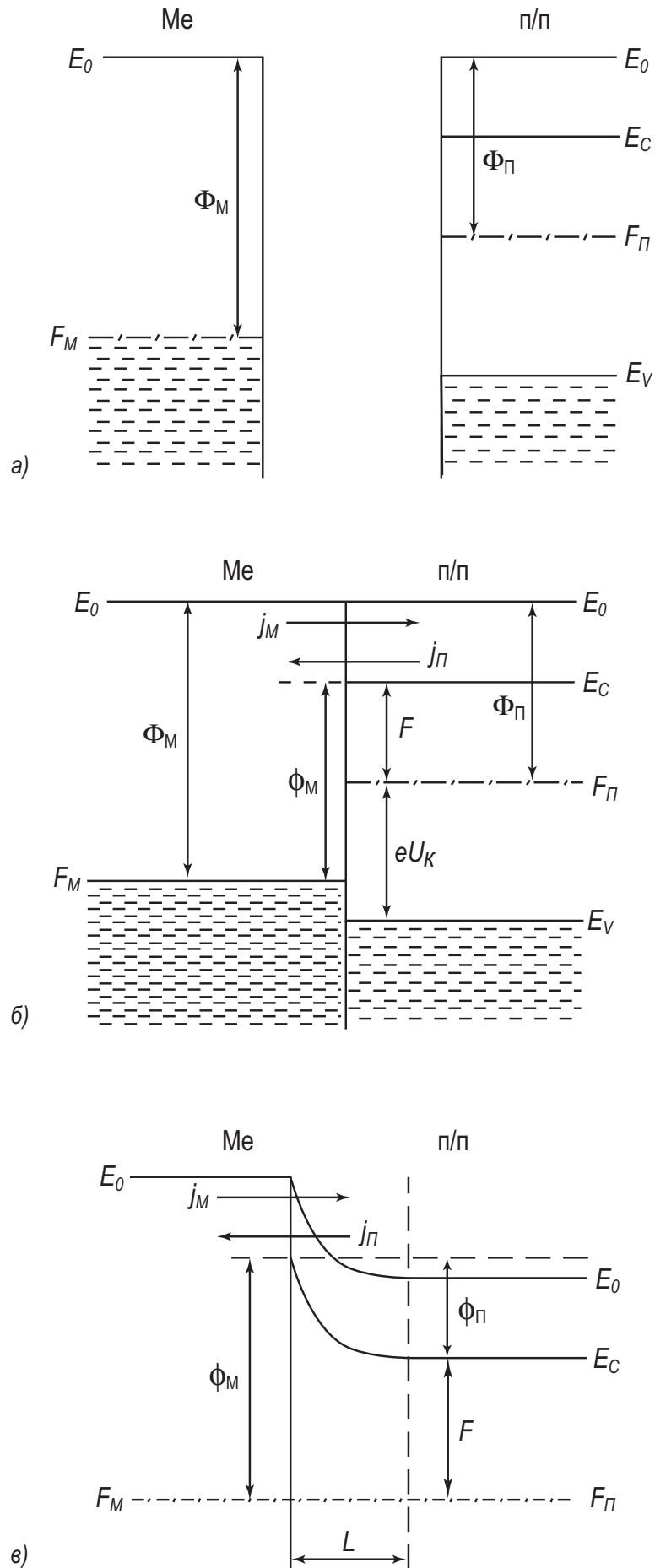
Здесь при выводе этой формулы разность уровней  $F_{II} - F_M$  берется из рис. 1а или рис. 1б, так как после установления равновесия (рис. 1в)  $F_{II} = F_M$ . Величина  $\varphi_M$  – это высота потенциального барьера со стороны металла, она имеет смысл работы выхода электронов из металла в полупроводник, равной расстоянию от уровня Ферми до зоны проводимости на границе. Величина  $F = E_C - F_{II}$  в глубине проводника, рис. 1в. При этом имеет место следующее равенство:

$$\varphi_M = e \cdot U_K + F. \quad (3)$$

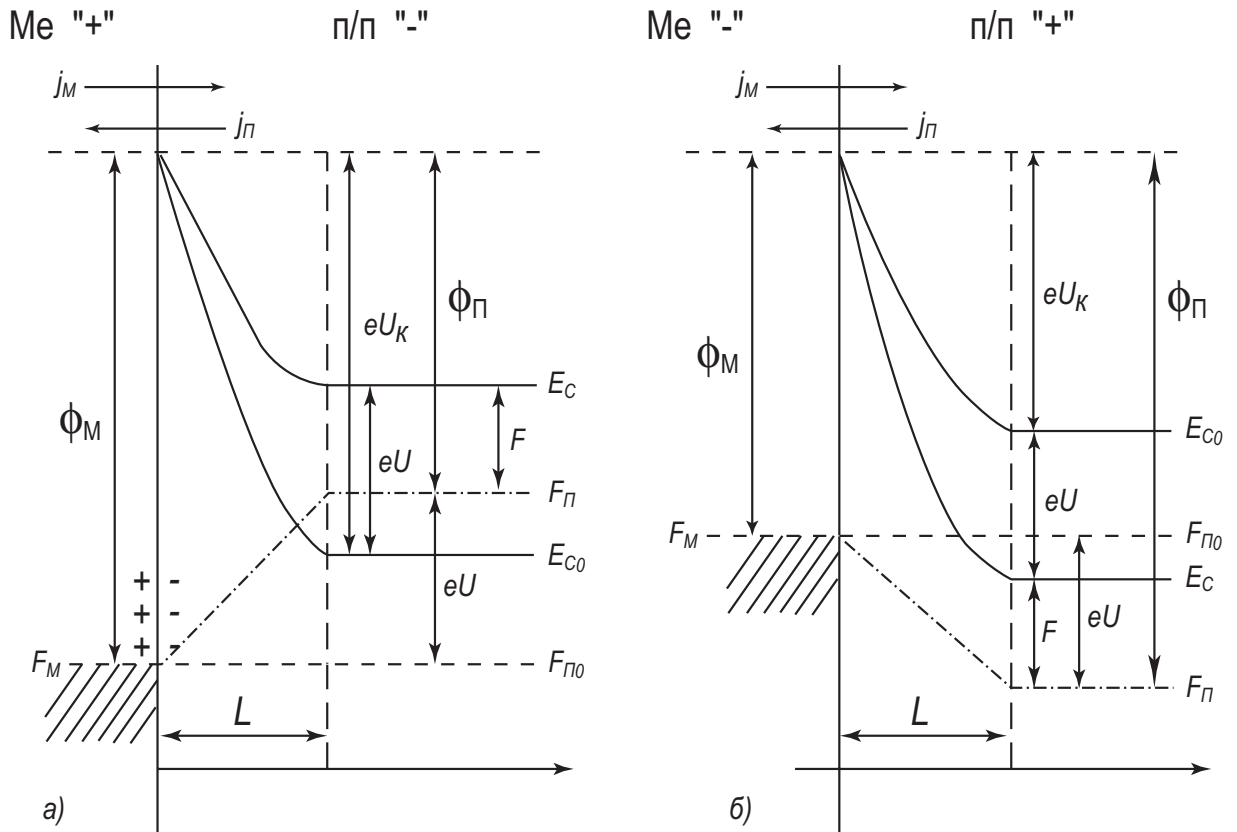
Итак, в приконтактной области полупроводника возникает слой положительного объемного заряда толщиной  $L$ , рис. 1в. Из этого слоя все электроны ушли в металл. В физике полупроводников доказывается, что толщина этого слоя

$$L = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{en_0}}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $n_0$  – концентрация свободных электронов в глубине полупроводника (т.е. при  $x > L$ ).



**Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма контакта металл – полупроводник (Me – п/п)**  
 а) Me и п/п далеко друг от друга;  
 б) момент соприкосновения Me и п/п;  
 в) после установления термодинамического равновесия



**Рис. 2. Зонная диаграмма контакта металл-полупроводник**

- а) при положительном напряжении;  
 б) при отрицательном напряжении

Величина  $L$  обычно составляет  $10 \div 100$  нм. Концентрация свободных электронов в металле значительно больше, чем в полупроводнике, поэтому толщина отрицательного слоя объёмного заряда в металле ничтожно мала и она не даёт вклада в контактную разность потенциалов. Толщина слоя объёмного заряда  $L$  называется *длиной экранирования Дебая*. Этот слой экранирует внутреннюю часть полупроводника от проникновения туда контактного поля.

Рассмотрим условие динамического равновесия при контакте металла и полупроводника, рис. 1в. Ток термоэлектронной эмиссии электронов из металла в полупроводник над потенциальным барьером высотой  $\phi_M$  дается уравнением Ричардсона-Дэшмена:

$$j_M = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{\phi_M}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $A$  – постоянная,  $T$  – абсолютная температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $S$  – площадь контакта.

Обратный ток термоэлектронной эмиссии электронов из полупроводника в металл  $j_P$  равен, см. рис. 1в:

$$j_P = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{eU_K + F}{kT}\right), \quad (6)$$

где величина  $eU_K + F$  играет роль работы выхода электрона из полупроводника в металл. При динамическом равновесии  $j_M = j_P$ . Этот же вывод следует и из уравнения (3).

## 2. Вольт-амперная характеристика контакта

Наличие потенциального барьера на границе металл – полупроводник приводит к тому, что возможно явление выпрямления переменного тока, а ВАХ для постоянного тока будет несимметричной.

За положительное напряжение  $U$  примем такое напряжение, когда металл имеет положительный потенциал относительно полупроводника. Так как в области объемного заряда  $L$  (в приконтактной области полупроводника) свободных электронов практически нет, то удельное сопротивление этой области очень велико и все внешнее напряжение будет падать здесь.

При  $U > 0$  все уровни в полупроводнике сдвинутся вверх на величину  $eU$ , рис. 2а. Переход электронов из полупроводника в металл облегчится, высота барьера со стороны полупроводника уменьшится, а со стороны металла высота барьера останется той же самой  $\varphi_M$ . Результирующий поток электронов направлен от полупроводника к металлу и увеличивается с ростом напряжения.

При  $U < 0$  все уровни в полупроводнике сдвинутся вверх на величину  $eU$ , рис. 2б, и высота потенциального барьера со стороны полупроводника увеличится, а со стороны металла вновь не изменится. Вследствие этого поток электронов  $j_{\Pi}$  со стороны полупроводника уменьшится, и при увеличении  $U$  этот поток станет очень мал. Поэтому через барьер будет проходить только постоянный поток электронов из металла и результирующий поток будет идти из металла в полупроводник.

В общем случае при любой полярности напряжения результирующий ток  $j = j_{\Pi} - j_M$ .

Из диаграммы на рис. 2 при любой полярности приложенного напряжения получим:

- ток, обусловленный термодинамической эмиссией электронов из металла в полупроводник по-прежнему дается формулой (5).

- ток, обусловленный термодинамической эмиссией электронов из полупроводника в металл:

$$j_{\Pi} = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_{\Pi}}{kT}\right) = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi_M - eU_K)}{kT}\right). \quad (7)$$

- уравнение (3) остается справедливым и при наличии внешнего напряжения. Результирующий ток

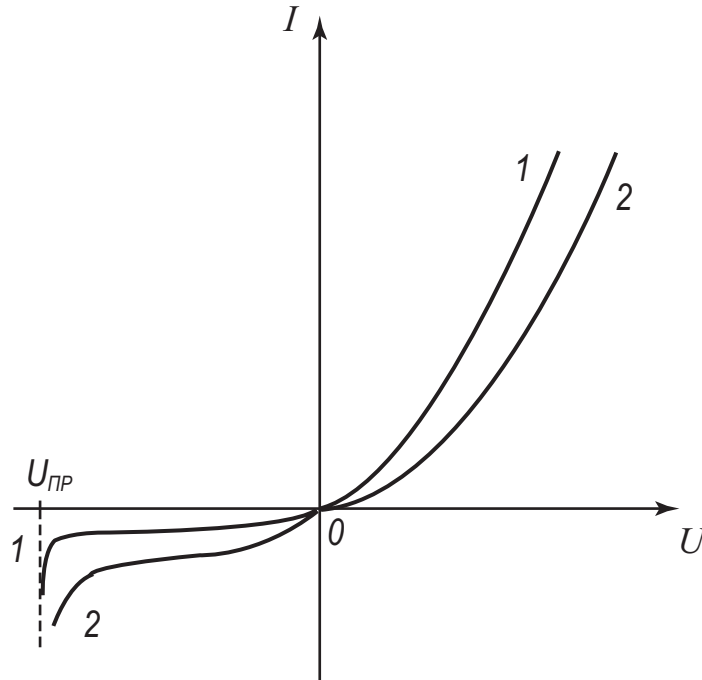
$$j = j_M \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (8)$$

где  $j_M$  дается формулой (5). Используя уравнение (3), можно записать для тока:

$$j_M = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_M}{kT}\right) = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{eU_K + F}{kT}\right).$$

ВАХ, построенная по уравнению (8), показана на рис. 3 (кривая 1). При  $U \gg \frac{kT}{e}$  ток быстро

(экспоненциально) растет. При  $|U| \gg \frac{kT}{e}$  (но  $U < 0$ ) ток становится постоянным  $j_S \equiv j_M$ , то есть не зависящим от  $U$ , и малым. Этот ток  $j_S$  получил название тока насыщения.



**Рис. 3. Вольт-амперная характеристика выпрямляющего контакта полупроводника с металлом**

1 – диодная теория; 2 – диффузионная теория

Вышеприведенный вывод ВАХ получил название *диодной теории*. Эта теория справедлива, если токи  $j_M$  и  $j_P$  обусловлены термоэлектронной эмиссией, когда электроны вылетают из металла или полупроводника с тепловыми скоростями  $v_T$ . Но в нашем случае эти электроны вылетают не в вакуум, а должны пролететь через слой объемного заряда толщиной  $L$  без столкновений с атомами решетки полупроводника.

Если же длина свободного пробега электрона  $l$  значительно меньше толщины барьера  $L$  ( $l \ll L$ ), то электрон в процессе перехода испытывает много столкновений с решеткой и быстро теряет свою тепловую скорость направленного движения. И электрон будет двигаться через барьер под действием электрического поля напряженностью  $E$  с дрейфовой скоростью

$$v_d = \mu \cdot E,$$

где  $\mu$  – подвижность электронов.

Величина токов будет определяться формулой:

$$J = S \cdot e \cdot \mu \cdot n(x) \cdot E(x), \quad (10)$$

где поле  $E(x)$  и концентрация  $n(x)$  электронов может зависеть от координаты  $x$ . Так будет в области барьера, где объемный заряд, обусловленный контактной разностью потенциалов, делает поле  $E(x)$  неоднородным.

Ток, протекающий через полупроводник, должен быть одинаков в любом поперечном сечении полупроводника. Вычислим этот ток при  $x = 0$ , который протекает над вершиной потенциального барьера. Из физики полупроводников известно, что концентрация электронов в зоне проводимости равна:

$$n = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_P}{kT}\right) = N_C \cdot \exp\left(-\frac{F}{kT}\right), \quad (11)$$

где  $N_C$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника.

При отсутствии внешнего напряжения, как видно из рис. 1, вблизи границы  $F = E_C - E_P = \varphi_M$ . Поэтому концентрация свободных электронов в полупроводнике у самой границы (при  $x = 0$ ):

$$n_s = N_C \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_M}{kT}\right). \quad (12)$$

Как видно из рис. 2а и 2б, величина  $n_s$  не изменяется при приложении внешнего напряжения любой полярности, так как около границы величина  $F = E_C - E_{II} = \varphi_M$  от напряжения  $U$  не зависит. Напряженность электрического поля  $E_s$  в полупроводнике около границы с металлом (при  $x = 0$ )

$$E_s = \frac{U + U_{\kappa}}{L}, \quad (13)$$

так как здесь поля, создаваемые внешним напряжением  $U$  и контактной разностью потенциалов  $U_{\kappa}$  складываются.

При  $U = 0$  в состоянии динамического равновесия результирующий ток  $j = j_{II} - j_M = 0$ . Из уравнений (10), (12) и (13) при  $U = 0$  получим:

$$j_s = S \cdot e \cdot \mu \cdot n_s \cdot E_s = S \cdot e \cdot \mu \cdot n_s \cdot E_s = S \cdot e \cdot \mu \cdot N_C \cdot \frac{U_{\kappa}}{L} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_M}{kT}\right) \equiv j_{II}. \quad (14)$$

Это уравнение по своему смыслу определяет ток, создаваемый потоком электронов из полупроводника в металл под действием контактного поля  $E_{\kappa} = \frac{U_{\kappa}}{L}$ . Но при равновесии  $j_M = j_{II}$ . Это значит, что из металла в полупроводник течёт такой же электронный ток  $j_M$  (14), но он имеет диффузионную природу, так как в слое объёмного заряда  $n = n(x)$  – концентрация свободных электронов зависит от координаты.

При подаче напряжения  $U$  из тех же уравнений (10), (12) и (13) получим, что диффузионный поток электронов из металла через барьерный слой в полупроводнике создает ток

$$j_s \equiv j_M = S \cdot e \cdot \mu \cdot n_s \cdot E_s = S \cdot e \cdot \mu \cdot N_C \cdot \frac{U_{\kappa} + U}{L} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_M}{kT}\right). \quad (15)$$

Видно, что напряжение  $U$  увеличивает диффузионный ток (сравните уравнения (14) и (15)). Связано это с тем, что напряжение  $U$  изменяет вид распределения  $n(x)$ .

Однако обратный поток электронов из полупроводника в металл  $j$  изменяется из-за изменения высоты потенциального барьера со стороны полупроводника под влиянием напряжения  $U$  (рис. 2),  $j_{II} = j_M \cdot \exp\left(\frac{eU}{kT}\right)$ . В итоге результирующий ток  $j = j_{II} - j_M$  будет равен

$$j = j_s \cdot \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (16)$$

что по форме совпадает с уравнением (8), но только ток насыщения  $j_s$  определяется не уравнением (9), а уравнением (15). Используя (3), получим:

$$j_s \equiv j_M = S \cdot e \cdot \mu \cdot N_C \cdot \frac{U_{\kappa} + U}{L} \cdot \exp\left(-\frac{eU + F}{kT}\right) \quad (17)$$

Эта теория получила название *диффузионной теории*. ВАХ, даваемая уравнением (16), показана на рис. 3 (кривая 2). Ток «насыщения»  $j_s$  из (13) теперь зависит от приложенного напряжения, что часто наблюдается экспериментально. В учебниках по физике полупроводников уравнение (17) обычно записывают следующим образом:

$$j_s = S \cdot e \cdot \mu \cdot n_0 \cdot \frac{U_{\kappa} + U}{L} \cdot \exp\left(-\frac{eU_{\kappa}}{kT}\right), \quad (18)$$

где

$$n_0 = N_C \cdot \exp\left(-\frac{F}{kT}\right),$$

$n_0$  – концентрация свободных электронов в глубине полупроводника (при  $x > L$ ).

В заключение отметим, что слой объёмного заряда  $L$  получил название запирающего слоя, а потенциальный барьер – барьера Шоттки. Напряжение  $U > 0$  называется прямым, а  $U < 0$  – обратным. Поэтому соответственно говорят о прямых и обратных токах через контакт.

Одностороннюю проводимость контактов металл – полупроводник используют для изготовления полупроводниковых усилителей переменного тока. Для выпрямления технических токов низкой частоты ( $f = 50$  Гц) широко применяют селеновые выпрямители, в которых запирающий слой образуется у границы слоя Se и металлического электрода. Металлический электрод обычно состоит из сплава различных металлов (например, Bi, Cd и Sn). В меднозакисных выпрямителях запирающий слой возникает на границе между медной пластиной и слоем закиси меди  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Для выпрямления токов высокой частоты применяют германиевые и кремниевые «точечные» СВЧ-детекторы. К пластине полупроводника прижимается или приваривается металлическая проволока малого диаметра (микроны).

Контакты металл – полупроводник разных других конфигураций широко используют для создания быстродействующих нелинейных элементов, которые часто называются диодами Шоттки.

В уравнениях (8) диодной теории и (16) диффузионной теории величины токов  $j_{\Pi}$  и  $j_s$  определяются при  $U \rightarrow 0$ .

Воспользуемся уравнением вольт-амперной характеристики диффузионной теории (16) и определим дифференциальную проводимость  $p$ - $n$  перехода при очень малых значениях напряжения.

$$\left. \frac{dj}{dU} \right|_{U \rightarrow 0} = R^{-1} = \left. \frac{j_s e}{kT} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \right|_{U \rightarrow 0} \rightarrow \frac{j_s e}{kT},$$

где

$$j_s = Se\mu n_0 \frac{U_{\kappa}}{L} \exp\left(-\frac{eU_{\kappa}}{kT}\right)$$

$$\ln R = -\ln j_s + \ln \frac{kT}{e} = \frac{eU_{\kappa}}{kT} + \ln A,$$

где

$$A = \ln j_0 + \ln \frac{U_{\kappa}}{L} + \ln \frac{kT}{e}.$$

Графическая зависимость  $\ln R \sim \frac{1}{T}$  позволяет определить величину контактной разности потенциалов  $U_{\kappa}$ .

$$\frac{\Delta \ln R}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{eU_{\kappa}}{k}.$$

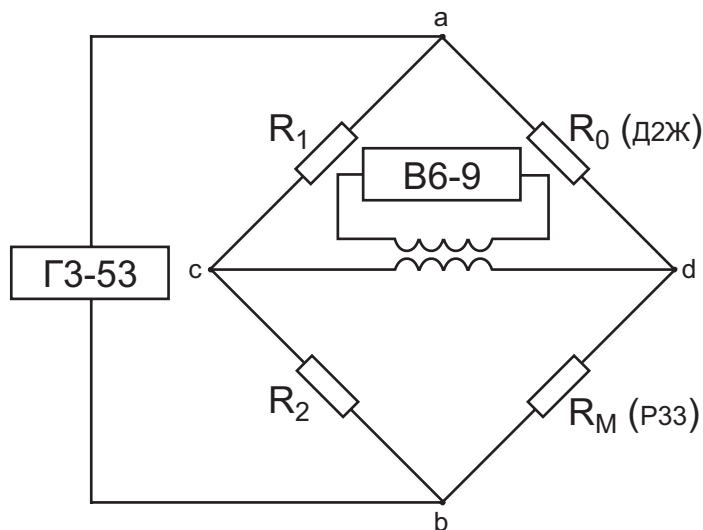
Тангенс угла наклона экспериментальной зависимости  $\ln R \sim \frac{1}{T}$ , домноженный на  $\frac{k}{e}$ , дает значение  $U_{\kappa}$ .

$$U_{\kappa} = \frac{k}{e} \cdot \frac{\Delta \ln R}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)}.$$

Если все величины имеют размерность системы СИ, то величина контактной разности потенциалов  $U_{\kappa}$  выражена в вольтах.

## Описание установки

Установка для определения контактной разности потенциалов представляет собой мостовую схему (рис. 6).



**Рис. 4. Мостовая схема измерений**

$r_1, r_2$  – эталонные сопротивления;  $r_3$  – потенциометр P33;  $R_0$  – Д2Ж, германиевый точечный диод

В качестве нулевого прибора используется узкополосный усилитель, настроенный на частоту 50 Гц. На выходе этого усилителя включен ламповый индикатор настройки. Момент балансировки моста отмечается по максимальному раскрытию сектора индикатора. Температура измеряется контактным термометром, соединенным с вентилятором.

## Задание

1. Снять зависимость  $R_0$  от  $T$  в пределах  $20 \div 70$  °С через каждые  $3-5$ °. Построить график зависимости  $\ln(R_0)$  от  $\frac{1}{T}$ . Определить по тангенсу угла наклона этого графика  $U_K$ .
2. Получить вольт-амперные характеристики точечного диода в прямом и обратном направлении для диапазона температур  $20 \div 70$  °С.

При прямом включении диода менять напряжение до 1 В. Переключатель выпрямителя должен находиться в положении 6 В. Напряжение регулируется потенциометром выпрямителя.

При обратном включении диода менять напряжение до 100 В (при высоких температурах – до  $70$  °С) ручкой потенциометра на плате (4,7 МОм). Переключатель выпрямителя должен находиться в положении 300 В. Построить ВАХ в прямом направлении в координатах зависимости  $\lg(I)$  от  $U$ . Вычислить  $\text{tg}$  угла наклона. При умножении на температуру должна получиться

постоянная величина, равная  $\frac{e}{k}$ .

### Осторожно!

1. Нагревать диод можно только до  $70$  °С!
2. Подавать напряжение в прямом направлении не выше 1 В, в обратном – не выше 100 В!
3. Перед включением убедиться, что ручки потенциометров находятся в крайнем левом положении!