

Гальваномагнитные эффекты

При совместном действии электрического E и магнитного B полей в веществе возникает ряд кинетических явлений, приводящих к изменению в продольном направлении (вдоль которого приложено электрическое поле E) *электропроводности* и *теплопроводности*, а также возникновению поперечной разности потенциалов и температур по отношению к направлениям электрического и магнитного полей. Такие явления обычно называют *гальваномагнитными эффектами*.

Среди многочисленных гальваномагнитных эффектов хорошо изучены *эффект Холла*, *эффект магнетосопротивления* или изменения продольного сопротивления в магнитном поле, *эффект Эттингсгаузена* или возникновение поперечной разности температур (поперечный гальванотермомагнитный эффект) и *эффект Нернста* или возникновение продольной разности температур (продольный гальванотермомагнитный эффект).

Гальваномагнитные эффекты

Термины «поперечный» и «продольный» относятся к направлению градиента температур. По отношению к магнитному полю гальваномагнитные эффекты делятся на *четные и нечетные*. Эффект называется нечетным, если он не меняет знак при изменении направления магнитного поля на противоположное. Если знак эффекта меняется, то он называется четным. К нечетным эффектам относятся *эффекты Холла и Эттингсгаузена*. К четным относятся *эффект магнетосопротивления и эффект Нернста*. Гальваномагнитные явления можно рассматривать в адиабатических (когда твердое тело не обменивается энергией с окружающей средой, и в нем возникает градиент температур) и в изотермических условиях (когда происходит обмен энергией с окружающей средой и $\text{grad } T = \nabla T = 0$).

В первом случае эффект будет адиабатическим, во втором – изотермическим. Эффекты Холла и магнетосопротивления обычно рассматриваются в изотермических условиях.

Гальваномагнитные эффекты

Качественную картину гальваномагнитных эффектов можно понять, рассматривая движение заряженной частицы в скрещенных магнитном и электрическом полях. Как известно из электродинамики, сила, действующая на электрический заряд в электромагнитном поле, является силой Лоренца:

$$F = eE + e[v, B].$$

В скрещенных полях ($E \perp B$) носитель заряда будет двигаться по циклоиде, или некоторой другой траектории, получающейся в результате сложения двух видов движения частицы: вращения по окружности под действием электрического и магнитного поля и перемещения под действием электрического поля со скоростью дрейфа.

Гальваномагнитные эффекты

Таким образом, наложение магнитного поля на проводник, по которому течет электрический ток, будет изменять траекторию носителей заряда, «закручивая» их по круговой орбите тем сильнее, чем больше магнитное поле. Критерием величины магнитного поля можно считать соотношение между радиусом кривизны r_0 траектории и длиной свободного пробега λ . Если радиус кривизны траектории движения электрона много больше его средней длины свободного пробега $r_0 \gg \lambda$ то движение электронов мало искажается, и такие поля называются *слабыми*. В противном случае поле является *сильным*, так как оно закручивает носители заряда уже так сильно, что они резко меняют свою траекторию и, следовательно, механизм рассеяния.

Гальваномагнитные эффекты

Критерием величины магнитного поля можно также считать соотношения $\mu B \ll 1$ для слабого поля и $\mu B \gg 1$ для сильного поля. Из таких критериев величины магнитного поля видно, что понятие «слабого» или «сильного» поля зависит не только от «внешнего» фактора – величины индукции магнитного поля B , но и от подвижности носителей заряда (μ) в кристалле, то есть от свойств вещества. При этом может оказаться, что одно и то же поле для одного значения подвижности будет слабым, а для другого значения подвижности – сильным.

Эффект Холла

Наличие в твердых телах носителей тока обуславливает важное явление, получившее название *эффекта Холла*. Механизм возникновения эффекта Холла состоит в следующем. Пусть по проводнику прямоугольной формы, имеющему длину L , ширину b и толщину a , течет ток плотности j в направлении оси y от точки A к точке B (рисунок 1).

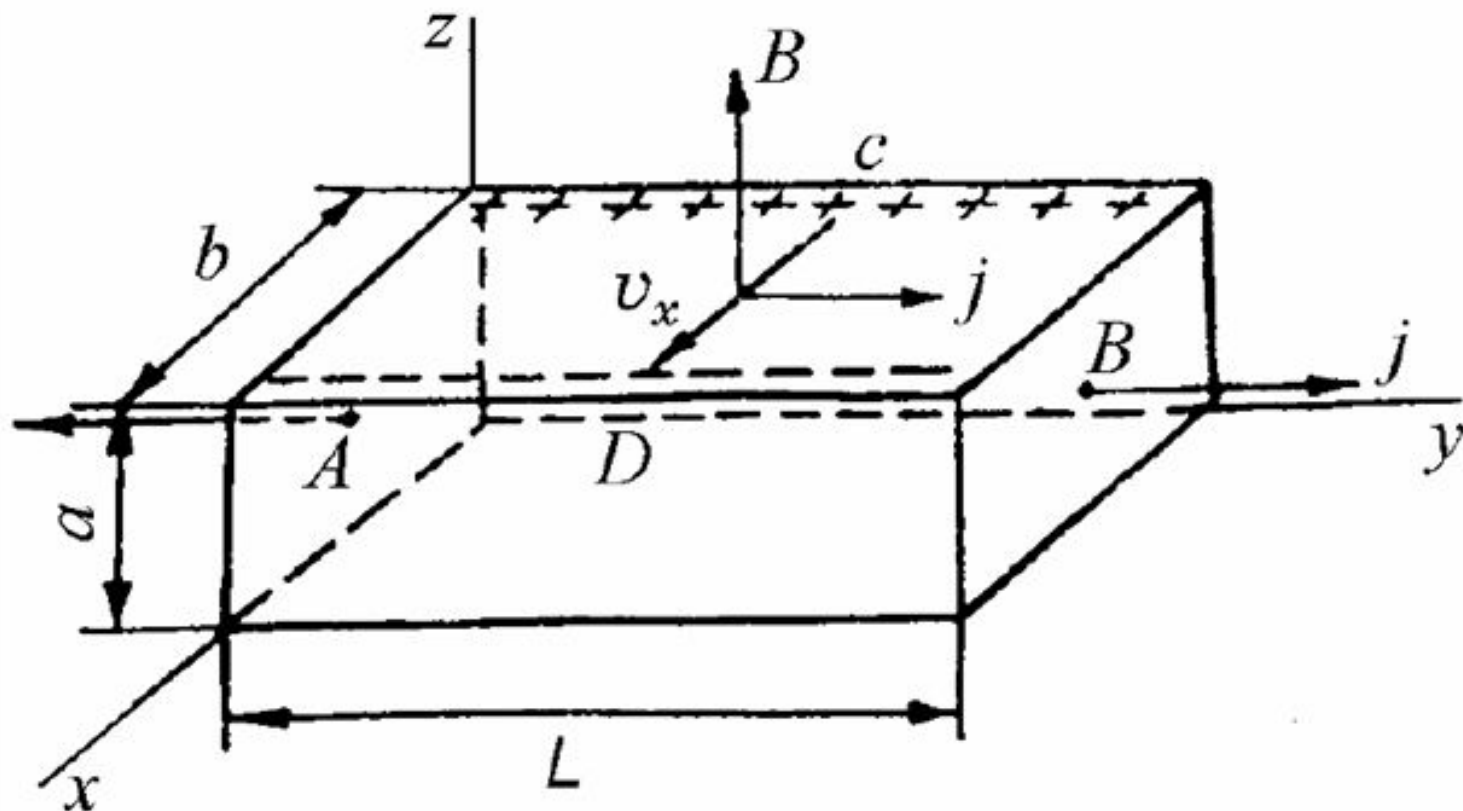


Рисунок 1. Механизм возникновения эффекта Холла.

Эффект Холла

Рассмотрим на боковых сторонах проводника точки C и D , разность потенциалов между которыми равна нулю. Если теперь проводник внести в магнитное поле, индукция которого направлена перпендикулярно проводнику вдоль оси z , то между точками C и D возникает разность потенциалов U_x , называемая *электродвижущей силой эффекта Холла*.

Как показывает опыт, при не слишком сильных полях разность потенциалов U_x оказывается пропорциональной индукции поля B , плотности тока j и ширине проводника b :

$$U_x = R_x \cdot B \cdot j \cdot b \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности R_x является константой материала и называется *постоянной Холла*, имеющей размерность $\text{м}^3/\text{Кл}$.

Эффект Холла

Рассмотрим физическую природу эффекта Холла в металлах. Обозначим через v скорость направленного движения электронов, вызванного протеканием электрического тока через образец. Как известно, на движущиеся в магнитном поле заряды действует сила Лоренца, направленная перпендикулярно векторам v и B :

$$F_l = -e[vB] \quad (2)$$

Под действием силы Лоренца электрон будет отклоняться от первоначального направления движения к одной из граней. Вследствие этого одна сторона прямоугольного проводника заряжается отрицательно, а другая – обедненная электронами – положительно.

Эффект Холла

В результате внутри образца возникает поперечное электрическое поле Холла $E_x = U_x/b$. Процесс будет идти до тех пор, пока электрическое поле E_x не станет достаточно большим и не скомпенсирует силу, вызвавшую отклонение носителей заряда к боковым граням. При равновесии $eE_x + e[vB] = 0$. Тогда разность потенциалов между точками D и C равна $U_x = b \cdot |E_x| = b \cdot |vB|$.

Учитывая, что плотность тока в проводнике $j = (-en)v$, где n – концентрация электронов, скорость их движения равна $v = -j/(ne)$.

Эффект Холла

Подставляя это значение в выражение для U_x , получим

$$U_x = \frac{b}{ne} |jB| \quad (3)$$

Сравнение этого выражения с (1) дает для постоянной Холла значение $R_x = 1/ne$. Постоянная Холла считается положительной, если векторы j , B и E_x образуют правовинтовую систему координат, и отрицательной, если эти векторы образуют левовинтовую систему координат. Таким образом, знак R_x совпадает со знаком носителей заряда.

Эффект Холла

В таблице 1 приведены результаты экспериментального определения постоянной Холла для ряда чистых металлов и сравнение с теоретическим расчетом, в предположении, что концентрация электронного газа n равна числу валентных электронов.

Таблица 1

**Экспериментальные и расчетные значения постоянной Холла
для чистых металлов**

Металл	Na	Cs	Cu	Ag	Au	Bi	Be	Cd	Zn
$R_{X \text{ эксп}},$ $10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$	-25	-78	-5,5	-8,9	-7,1	$-5 \cdot 10^4$	+24	+6	+10
$R_{X \text{ расч}},$ $10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$	-24	-73	-7,4	-10	-10	-4,1	-2,5	-6,4	-4,6

Эффект Холла

Из приведенных в таблице 1 данных следует, что удовлетворительное согласие теории с экспериментом существует для металлов первой группы таблицы Д. И. Менделеева и значительно менее удовлетворительное согласие для металлов других групп. Аномально высокое значение постоянной Холла имеют элементы V группы периодической системы Bi, Sb и As. У висмута, например, R_H почти в 10^4 раз больше, чем у меди. У ряда металлов (Na, Cs, Cu, Ag и др.) эффект Холла имеет отрицательный знак, у других металлов (Be, Cd, Zn и др.) – положительный.

Так как все металлы обладают электронной проводимостью, то, казалось бы, знак эффекта Холла у всех у них должен быть одинаков, вследствие того, что под действием магнитного поля поток электронов отклоняется вполне определенным образом. Тем не менее, у ряда металлов знак постоянной Холла оказался как раз противоположным. Объяснение этому явлению частично дает зонная теория твердого тела.

Эффект Холла

Из зонной теории известно, что если зона проводимости металла заполнена электронами менее, чем наполовину, то электроны такой зоны ведут себя нормально, как частицы, обладающие положительной эффективной массой и отрицательным зарядом. Знак постоянной Холла у таких металлов будет отрицательным (нормальный эффект Холла). К таким металлам относятся, например, элементы I группы таблицы Д. И. Менделеева.

Эффект Холла

Если же зона проводимости металла заполнена почти полностью, то остающиеся в ней незаполненные уровни – дырки – ведут себя как частицы, обладающие положительной эффективной массой и положительным зарядом. Такие металлы имеют дырочную проводимость, вследствие чего знак постоянной Холла у них положительный (аномальный эффект Холла). К таким металлам относятся цинк, кадмий, бериллий и др. Аномально высокая постоянная Холла у висмута объясняется низкой концентрацией электронов вне почти заполненных зон.

Эффект Холла

При описании эффекта Холла не учитывались процессы рассеяния. Более строгое рассмотрение эффекта Холла на основе кинетического уравнения Больцмана показывает, что коэффициент Холла R_X должен учитывать механизм рассеяния носителей заряда через некоторую константу A :

$$R_X = \pm \frac{A}{ne} \quad (4)$$

где n – концентрация электронов или дырок в зависимости от знака правой части формулы (4).

Эффект Холла

Таким образом, с учетом определения проводимости $\sigma = en\mu$ можно записать выражение для дрейфовой подвижности носителей заряда:

$$\mu_d = \frac{|R_X|\sigma}{A} \quad (5)$$

откуда следует, что из измерений коэффициента Холла и электропроводности с точностью до константы A можно определить дрейфовую подвижность. Величину $A\mu_d$, имеющую, очевидно, размерность подвижности, называют *холловской подвижностью*:

$$\mu_X = A \cdot \mu_d \quad (6)$$

Эффект Холла

Соотношение (4) позволяет находить истинную дрейфовую подвижность при известном механизме рассеяния, определяющем величину A . Так как механизмы рассеяния достаточно хорошо описываются степенной зависимостью времени релаксации или длины свободного пробега от энергии, величина A принимает различные значения в зависимости от характера механизма рассеяния. Для *ковалентных кристаллов* при рассеянии на акустических фононах длина свободного пробега не зависит от энергии ($r = 0$):

$$A = (3\pi/8) \quad \text{и} \quad R = (3\pi/8) \cdot (1/ne) \approx 1.17(1/ne) \quad (7)$$

Эффект Холла

В полупроводниках с ионной решеткой при рассеянии на оптических фононах и температурах ниже температуры Дебая ($T \ll \theta_D$), $r = 1/2$:

$$A \approx 0.99 \quad \text{и} \quad R \approx 0.99 \left(\frac{1}{ne} \right) \quad (8)$$

при температурах $T > \theta_D$, $r = 1$:

$$A \approx 1.11 \quad \text{и} \quad R \approx 1.11 \left(\frac{1}{ne} \right) \quad (9)$$

Эффект Холла

При рассеянии на ионах примеси, а также рассеянии электронов на дырках $r = 2$:

$$A \approx 1.93 \quad \text{и} \quad R \approx 1.93 \left(\frac{1}{ne} \right) \quad (10)$$

при рассеянии носителей заряда на нейтральных примесных атомах:

$$A = 1 \quad \text{и} \quad R = \left(\frac{1}{ne} \right) \quad (11)$$

Величина A получена из теоретических расчетов на основании кинетического уравнения Больцмана.

Эффект Холла

В вырожденных полупроводниках, как и в металлах, в электропроводности принимают участие только электроны, находящиеся на самых высоких уровнях энергии (вблизи поверхности Ферми для металлов). Следовательно, в этом случае можно не учитывать распределения электронов по энергиям. Тогда время релаксации можно считать постоянным. В этом случае $A=1$ и холловская подвижность равна дрейфовой:

$$\mu_X = \mu_d \quad (12)$$

Эффект Холла

При смешанной электропроводности, когда в процессе переноса участвуют и электроны, и дырки, анализ эффекта Холла усложняется. Как известно, сила Лоренца для электронов и дырок направлена в одну сторону. Следовательно, электроны и дырки отклоняются в одну сторону. Учитывая разные подвижности и концентрации электронов и дырок, в данном случае нельзя говорить о взаимной компенсации объемных зарядов электронов и дырок. Тогда на одной поперечной грани будет скапливаться отрицательный заряд, а на другой – положительный некомпенсированный заряд. Таким образом, и в этом случае возникает поперечное холловское поле, тормозящее движение носителей одного знака (например, электронов) и ускоряющее движение других (дырок).

Эффект Холла

Холловское поле будет возрастать до тех пор, пока оно не уравнивает потоки электронов и дырок. Применяя для анализа эффекта Холла кинетическое уравнение, можно получить для смешанной электропроводности:

$$R_X = \frac{A \mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{e (\mu_p p + \mu_n n)} \quad (13)$$

Постоянная A определяется механизмами рассеяния, о которых говорилось выше. Из формулы (12) следует, что, если в собственном полупроводнике ($n = p$) подвижности электронов и дырок одинаковы, то холловское поле равно нулю.

Эффект Холла

Можно заметить, рассматривая уравнения $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ и (12), что для смешанной проводимости измерение электропроводности и постоянной Холла не дает достаточных данных для нахождения подвижности и концентрации электронов и дырок. В этом случае к уравнениям $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ и (12) нужно добавить независимые дополнительные уравнения, которые могут быть получены из измерений других кинетических эффектов.

Эффект Холла

Эффект Холла получил широкое практическое применение. Это один из наиболее эффективных методов изучения энергетического спектра носителей заряда в металлах и полупроводниках. На его основе оказалось возможным создание ряда устройств и приборов для измерения токов высокой частоты, измерения постоянных и переменных магнитных полей. На эффекте Холла основано действие магнитных насосов для стимулирования циркуляции жидких металлов и других проводящих жидкостей, а также *магнитогидродинамических* (МГД) генераторов энергии.

Эффект магнетосопротивления

Магнитное поле приводит не только к возникновению эффекта Холла, но и влияет на величину электропроводности, то есть изменяет сопротивление образца в магнитном поле (*эффект магнетосопротивления*). Количественно этот эффект определяется отношением изменения сопротивления в магнитном поле $\Delta\rho = \rho(B) - \rho(0)$ к сопротивлению в отсутствие поля $\rho(0)$:

$$H = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} = \frac{\Delta\rho}{\rho(0)} \quad (1)$$

где H – кинетический коэффициент магнетосопротивления.

Физической причиной эффекта магнетосопротивления является распределение носителей заряда по скорости и анизотропия времени релаксации и эффективной массы носителей, когда изоэнергетические поверхности несферичны.

Эффект магнетосопротивления

Действительно, если бы все носители заряда двигались с одной средней дрейфовой скоростью, имели одинаковую длину свободного пробега и эффективную изотропную массу, то в результате компенсации магнитной силы Лоренца холловским полем, носители двигались бы прямолинейно, без изменения длины свободного пробега.

Так как при неизменной длине пробега скорость носителя не изменяется, то, следовательно, не меняется и электропроводность образца. Однако электроны имеют определенное распределение по энергиям и скоростям, и поэтому при включении магнитного поля траектория их движения уже не будет прямолинейной, поскольку указанная компенсация будет выполняться только для носителей со средней скоростью.

Эффект магнетосопротивления

На носители со скоростью меньшей, чем средняя, больше действует электрическое холловское поле E_x , в то же время на носители со скоростями большими, чем средняя скорость, сильнее действует магнитная составляющая силы Лоренца $e[v, B]$, отклоняющая носители в противоположную сторону.

И в том, и другом случае отклонения скорости движения носителя от средней величины эффективная длина свободного пробега в магнитном поле уменьшится. Такой разброс носителей по скоростям уменьшит вклад быстрых и медленных носителей заряда в электропроводность в магнитном поле.

Эффект магнетосопротивления

Для примесных полупроводников с одним типом носителей и учетом статистического распределения по скоростям теория дает следующее выражение для кинетического коэффициента магнетосопротивления:

$$H = C \mu_{n,p} B^2 \quad (2)$$

где C – коэффициент, зависящий от механизма рассеяния, и, следовательно, также определяемый степенной зависимостью длины свободного пробега от энергии носителей заряда.

Например, при рассеянии носителей заряда на акустических фононах $C = \pi/10$, а при рассеянии на ионах примеси $C = 1$.

Как следует из формулы (2), измерение сопротивления в магнитном поле позволяет найти подвижность носителей, если известен механизм рассеяния.

Эффект Эттингсгаузена

Эффект Эттингсгаузена состоит в возникновении в образце градиента температуры в направлении, перпендикулярном магнитному полю B и вектору плотности тока j , текущего в направлении приложенного электрического поля E :

$$\nabla T = A_E [j, B] \quad (1)$$

или

$$\nabla_z T = A_E j_x B_x \quad (2)$$

где A_E – кинетический коэффициент эффекта Эттингсгаузена.

Эффект Эттингсгаузена

Физический смысл эффекта Эттингсгаузена обусловлен теми же причинами, что и магнетосопротивление: разным действием холловского поля и магнитной силы Лоренца на быстрые и медленные носители заряда. Как уже мы рассматривали, для носителей, скорость которых больше средней, магнитная составляющая силы Лоренца превышает действие поперечного электрического холловского поля E_H , и они будут отклоняться к одной из граней образца в направлении z .

Эффект Эттингсгаузена

Для носителей заряда, скорость которых меньше средней, холловское поле будет действовать сильнее, чем сила Лоренца, и они отклонятся к противоположной грани вдоль направления z . Очевидно, что более быстрые носители, скапливаясь у одной из граней, будут отдавать свою энергию кристаллической решетке, и эта грань будет нагреваться. Противоположная грань, на которой скапливаются медленные носители, будет охлаждаться, так как, приходя к термодинамическому равновесию, носители будут забирать энергию у кристаллической решетки. Таким образом, вдоль направления z поперек магнитного и электрического полей наряду с поперечным полем Холла возникнет поперечный градиент температур $\nabla_z T$.

Эффект Нернста

Эффект Нернста также связан с различным действием холловского поля и магнитной силы Лоренца на носители заряда, движущиеся с разной скоростью. Более медленные носители будут сильнее закручиваться магнитным полем, чем быстрые. Вследствие разного отклонения «горячих» и «холодных» носителей будет изменяться их вклад в энергию, переносимую вдоль электрического поля в продольном направлении x . Более быстрые («горячие») носители будут накапливаться у той грани вдоль направления x , к которой они движутся, и нагревать ее. Более медленные носители из-за замедления их магнитным полем будут собираться у противоположной грани вдоль направления, вызывая ее охлаждение.

Эффект Нернста

Таким образом, при отсутствии теплового потока вдоль направления электрического поля E возникает продольный градиент температур:

$$\nabla_x T = A_N j_y B_x \quad (1)$$

где A_N – кинетический коэффициент эффекта Нернста.

Заметим, что знак продольного градиента температур не зависит от направления магнитного поля, но меняется при изменении направления тока.

Гальваномагнитные эффекты рассматриваются более строго на основе кинетического уравнения Больцмана.

Работа выхода электронов

Согласно классической теории электропроводности свободные электроны в металлах находятся в состоянии непрекращающегося беспорядочного движения. Однако, при нормальных температурах металл они не покидают, что говорит о существовании в поверхностном слое металла задерживающего электрического поля. Чтобы покинуть металл, электрон должен совершить работу по преодолению этого поля, которую называют работой выхода.

Причины возникновения поля таковы.

- 1) Электроны, участвуя в тепловом движении, могут отрываться от поверхности металла и даже удаляться на небольшие расстояния (порядка нескольких межатомных). Над поверхностью металла возникает тонкое облако из электронов, концентрация которых убывает по мере удаления от поверхности.

Работа выхода электронов

2) Под слоем электронов на поверхности металла согласно закону сохранения заряда в местах, которые покинули электроны, появляются избыточные положительные заряды. Эти заряды в силу кулоновского взаимодействия заставляют электроны возвращаться обратно. В результате у поверхности металла возникает двойной электрический слой, состоящий из приповерхностных электронов и положительных ионов на поверхности (рисунок 1).

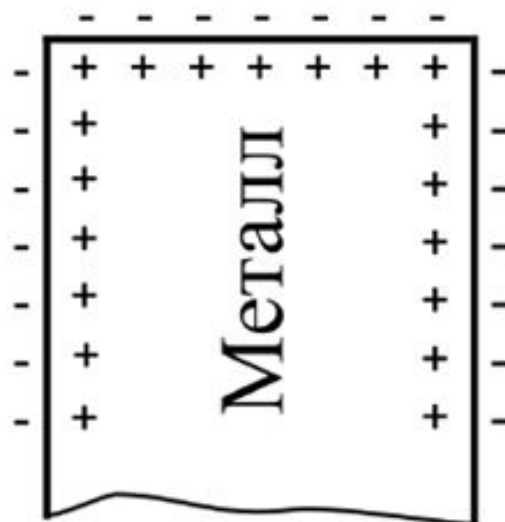


Рисунок 1

Работа выхода электронов

Работа выхода электрона из металла определяется выражением $A=eU$, где e – заряд электрона, U – разность потенциалов между точками внутри металла и за пределами двойного электрического слоя, то есть в вакууме. За пределами двойного электрического слоя (в вакууме) поле отсутствует, и его потенциал полагаем равным нулю. В таком случае $A=e\phi$, где ϕ – потенциал поля внутри металла, называемый потенциалом выхода.

Потенциальная энергия свободного электрона внутри металла $W=-e\phi$, так как она меньше его потенциальной энергии за пределами, где она согласно приведенным рассуждениям равна нулю.

Работа выхода электронов

Работа выхода электронов из металла, как правило, выражается в электрон-вольтах (эВ). Электронвольт – внесистемная единица измерения энергии, равная энергии, которую приобретает частица с элементарным электрическим зарядом при перемещении в электрическом поле между двумя точками с разностью потенциалов 1 В. ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Для большинства металлов работа выхода электронов составляет несколько электронвольт (4,5 эВ – для вольфрама; 4,4 эВ – для железа; 1,9 эВ – для цезия и т. д.).

Контакт двух металлов

При контакте двух разных металлов между ними возникает разность потенциалов, которую называют контактной разностью потенциалов. Явление открыто в 1797 г. итальянским ученым Алессандро Вольта (1745–1827), который установил и два закона, носящие его имя:

1. При контакте двух разных металлов между ними возникает разность потенциалов, зависящая от их химического состава и температуры;

2. Разность потенциалов между концами разомкнутой цепи, составленной из нескольких, последовательно соединенных металлических проводников, которые находятся при одинаковой температуре, не зависит от промежуточных проводников и полностью определяется контактной разностью потенциалов крайних проводников.

Контакт двух металлов

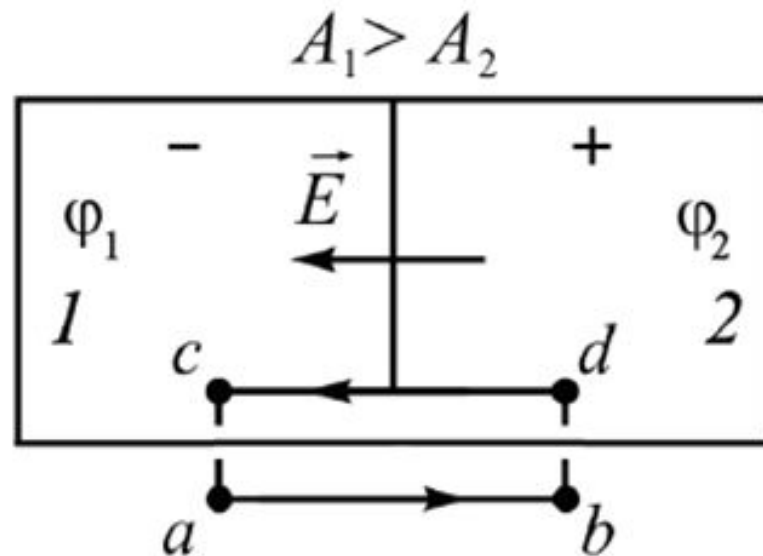
Вольта расположил металлы в следующем порядке: Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd и установил, что при их контакте металл, стоящий впереди в этом ряду заряжается положительно, а второй – отрицательно (так называемый ряд Вольты).

Возникновение контактной разности потенциалов удовлетворительно объясняет классическая теория электропроводности, согласно которой существуют две причины ее возникновения:

- 1) различная работа выхода электронов из металлов;
- 2) различная концентрация в проводниках свободных электронов.

Контакт двух металлов

На рисунке 2 схематично представлен контакт двух металлов. Для определенности: работа выхода электронов из металла 1 больше работы выхода электронов из металла 2 ($A_1 > A_2$), а концентрация свободных электронов в металле 1 больше их концентрации в металле 2 ($n_1 > n_2$).



Контакт двух металлов

В результате такого контакта:

1) Возникает разность потенциалов между любыми двумя точками (на рисунок 2 точки а и b), которые находятся в непосредственной близости от поверхности проводников, однако вне их. Разность потенциалов между любыми двум пунктами а и b, которые находятся в непосредственной близости к поверхности проводников, называется *внешней контактной разностью потенциалов*:

$$\Delta\varphi_{12} = \varphi_a - \varphi_b \quad (1)$$

Под словами «в непосредственной близости» следует понимать расстояния в несколько атомных слоев, которые измеряются от поверхности металлов до выбранной точки. Причем, эти расстояния чуть больше толщины двойного электрического слоя. В силу эквипотенциальности поверхностей разность (1) не зависит от положения точек а и b, лишь бы они находились в непосредственной близости от поверхностей своих металлов.

Контакт двух металлов

2. Начинается диффузия электронов из одного металла в другой. Так как диффундирующий поток из металла 1 в металл 2 будет больше, чем наоборот (за счет большей концентрации носителей заряда $n_1 > n_2$), то металл 1 зарядится положительно, а металл 2 – отрицательно. Между металлами возникает разность потенциалов, которая называется *внутренней контактной разностью потенциалов*:

$$\Delta\varphi_{12}' = \varphi_c - \varphi_d \quad (2)$$

При окончательно установившейся разности потенциалов потоки электронов из одного металла в другой придут в состояние динамического равновесия. Это значит, что поток из металла 1 в металл 2 равен потоку из металла 2 в металл 1. Концентрация свободных электронов в металлах очень большая, и их переход из одного металла в другой исходные концентрации n_1 и n_2 практически не изменит.

Контакт двух металлов

Связь между внутренней и внешней разностями потенциалов можно установить следующим образом. Работа по перемещению заряда по замкнутому контуру в потенциальном поле равна нулю. В случае контура $abcd$ (рисунок 2) эта работа равна:

$$e(\varphi_a - \varphi_b) - A_2 + e(\varphi_d - \varphi_c) + A_1 = 0 \quad (3)$$

Тогда с учетом формул 1 и 2:

$$e\Delta\varphi_{12} - A_2 - e\Delta\varphi_{12}' + A_1 = 0 \quad (4)$$

Откуда

$$\Delta\varphi_{12} = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \Delta\varphi_{12}' \quad (5)$$

Контакт двух металлов

Внутреннюю контактную разность потенциалов найдем исходя из классической теории проводимости металлов. Эта разность обусловлена разностью концентраций свободных электронов в металлах. В таком случае к распределению электронов в системе из двух металлов можно применить классическое распределение частиц по энергиям в потенциальном поле Больцмана:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(-\frac{W_1 - W_2}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{kT}\right) \quad (6)$$

где $W_1 = e\varphi_1$ и $W_2 = e\varphi_2$ – потенциальная энергия электрона в металлах 1 и 2 соответственно.

Контакт двух металлов

Прологарифмируем выражение (6):

$$\ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) = \left(-\frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{kT}\right) \quad (7)$$

Тогда внутренняя контактная разность потенциалов примет вид

$$\Delta\varphi_{12}' = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (8)$$

Формула (8) не является строгой, однако, ею вполне можно пользоваться при расчетах. Для оценки численного значения внутренней контактной разности потенциалов, которая может возникать между двумя металлами, нужно учитывать, что концентрация свободных электронов в разных металлах может отличаться друг от друга не более чем в три раза.

Контакт двух металлов

Для оценки численного значения внешней контактной разности потенциалов, нужно учитывать, что работа выхода электронов из разных металлов лежит в интервале 2–5 эВ. Тогда согласно первому слагаемому в выражении (5) внешняя контактная разность потенциалов для большинства пар металлов составляет не менее 1 эВ и вторым слагаемым в выражении (5) можно пренебречь ($\Delta\varphi_{12} \gg \Delta\varphi_{12}' \Rightarrow \Delta\varphi_{12} = -(A_1 - A_2)/e$).

Полная контактная разность потенциалов между двумя металлическими контактами равна:

$$\Delta\varphi_{\text{полн.}} = \Delta\varphi_{12} + \Delta\varphi_{12}' = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (9)$$

С помощью формулы (9) легко доказать второй закон А. Вольты.

Контакт металл – полупроводник

Если контакт металла и полупроводника идеален (то есть какие-либо промежуточные слои и поверхностные состояния отсутствуют), то происходит диффузия электронов из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. В зависимости от соотношения работ выхода и типа электропроводности полупроводника возможны четыре типичных ситуации при контакте металла и полупроводника (рисунок 1). Если работа выхода W_m электрона из металла больше работы выхода W_s из полупроводника, то электроны с большей вероятностью будут переходить из полупроводника в металл. Это приводит к образованию обедненного электронами (или же инверсного, если $W_m \gg W_s$) приконтактного слоя в полупроводнике *n-типа проводимости* (рисунок 1а). В полупроводнике *p-типа проводимости* образуется обогащенный дырками слой (рисунок 1в). Если же соотношение работ выхода противоположное, то электроны переходят из металла в полупроводник.

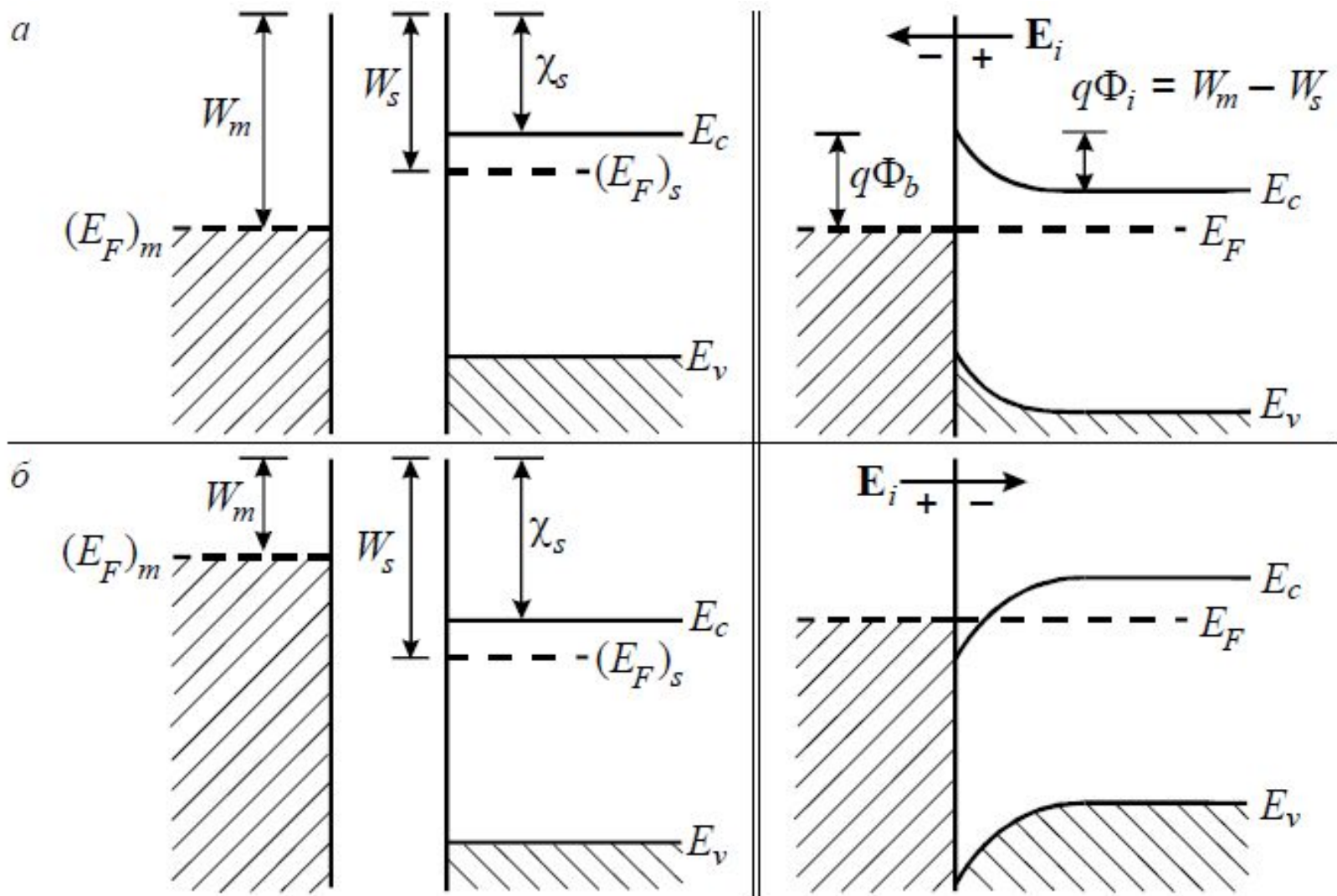


Рисунок 1. Зонная диаграмма металла и полупроводника (слева – до электрического контакта, справа – после контакта и установления равновесия): а, б – для полупроводника n -типа электропроводности; а – при $W_m > W_s$; б – при $W_m < W_s$. $q\Phi_i = W_m - W_s$ – высота энергетического потенциального барьера для основных носителей заряда полупроводника (изгиб зон)

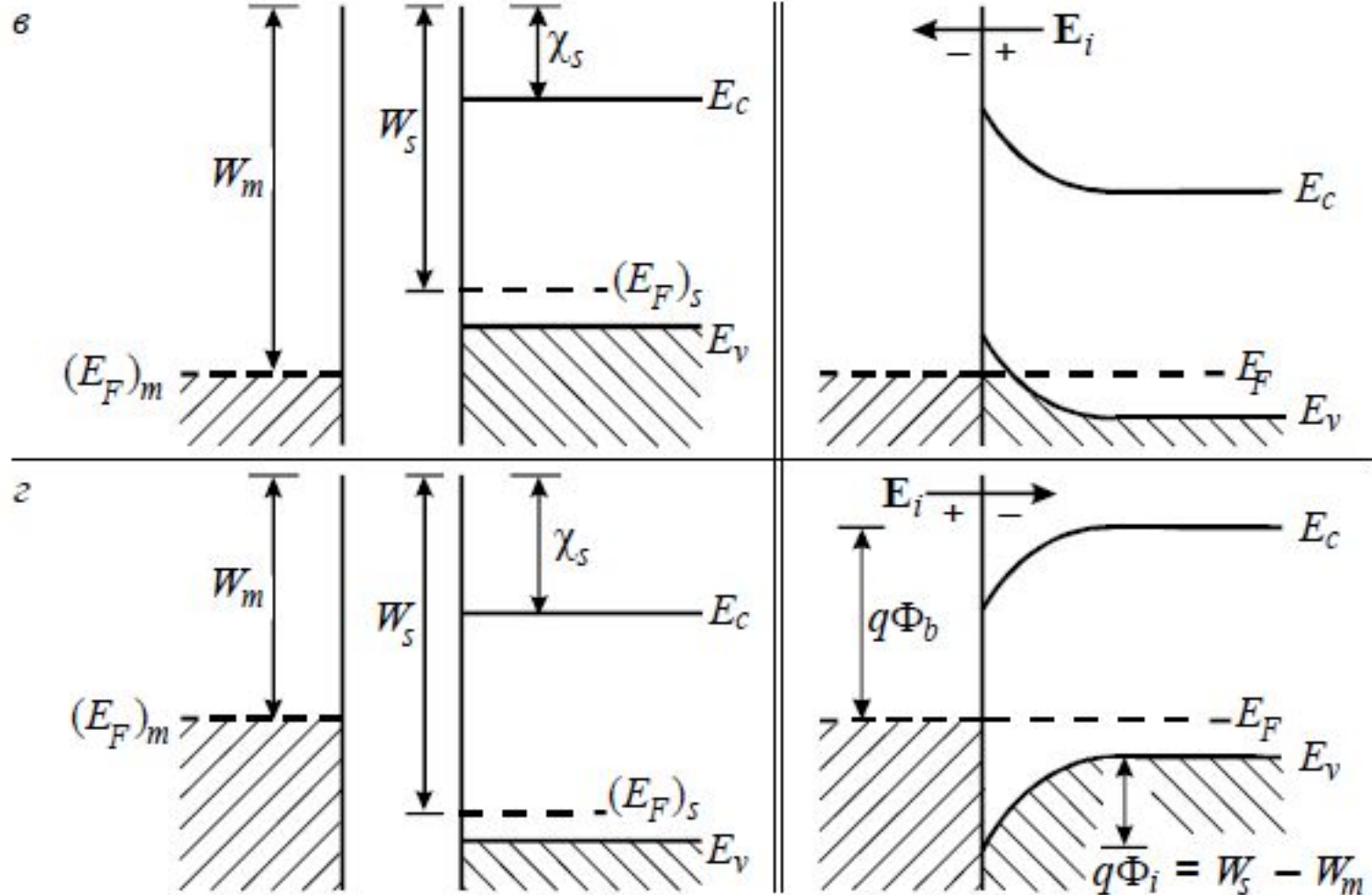


Рисунок 1. Зонная диаграмма металла и полупроводника (слева – до электрического контакта, справа – после контакта и установления равновесия): в, г – для полупроводника р-типа; в – при $W_m > W_s$; г – при $W_m < W_s$. $q\Phi_i = |W_m - W_s|$ – высота энергетического потенциального барьера для основных носителей заряда полупроводника (изгиб зон)

Контакт металл – полупроводник

В результате в полупроводнике *n*-типа электропроводности образуется обогащенный электронами слой (рисунок 1б), а в полупроводнике *p*-типа – обедненный дырками слой (рисунок 1г). Таким образом, пространственный заряд формируется при контакте металла с полупроводником любого типа электропроводности вне зависимости от соотношения работ выхода. Однако в обедненных слоях пространственный заряд состоит из ионизированных атомов примеси (доноров или же акцепторов), и сами слои из-за обеднения основными носителями заряда обладают большим по сравнению с остальным объемом полупроводника электрическим сопротивлением. При наличии обедненного (или инверсного) слоя контакт металл/полупроводник в общем случае обладает выпрямляющими свойствами (рисунок 1а, г), так как внешнее напряжение, падая в основном на высокоомном переходе, будет изменять высоту потенциального барьера, изменяя тем самым условия прохождения носителей заряда через контакт.

Контакт металл – полупроводник

Приконтактный слой, обогащенный основными носителями заряда, имеет малое сопротивление (по сравнению с остальным объемом полупроводника) и не обладает свойством выпрямлять переменный электрический ток (рисунок 1 б, в). Если ток и разность потенциалов от внешнего источника на контакте подчиняются закону Ома, то он называется *омическим*. Омические контакты в различных полупроводниковых приборах встречаются так же часто, как и выпрямляющие.

На рисунке 1 χ_s – электронное сродство (глубина потенциальных ям) для различных типов полупроводников в контакте металл – полупроводник; работа выхода с учетом электронного сродства $A_{\text{вых.}} = W_s - \chi_s$; $(E_F)_m$, $(E_F)_s$ – уровни энергии Ферми в металле и полупроводнике соответственно (энергия Ферми – энергетический уровень с наибольшей вероятностью (1/2) обнаружения частицы при любых температурах, кроме $T = 0$); E_v , E_c – границы валентной зоны и зоны проводимости соответственно.

Контакт металл – полупроводник

Через некоторое время после установления контакта наступает равновесие, возникает электрическое поле E_i , которое уравнивает диффузионные потоки электронов, их суммарный поток становится равен нулю.

Ток в полупроводнике появляется как следствие направленного перемещения носителей заряда. Различают два возможных случая появления тока в полупроводнике. Ток, обусловленный внешним электрическим полем, получил название *дрейфового тока*.

Ток, возникающий в результате диффузии носителей из области, где их концентрация повышена, в направлении области с более низкой концентрацией, называется *диффузным бездрейфовым током*.

Контакт металл – полупроводник

Механизм возникновения диффузного тока можно объяснить так. Пусть по каким-либо причинам концентрация электронов в различных точках полупроводника неодинакова. Очевидно, что вероятность столкновения электронов друг с другом больше там, где концентрация их выше. Поэтому электрон, совершая хаотическое тепловое движение, в соответствии с общими законами теплового движения будет стремиться перейти в область меньших столкновений. В результате носители заряда, совершающие тепловое движение, будут смещаться из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией их, что приведет к возникновению диффузного тока.