

Лабораторная работа 3

Измерения электрофизических параметров полупроводника

Цель работы определить тип проводимости, удельного электрического сопротивления (УЭС), подвижности и времени жизни носителей заряда (ННЗ) в образцах полупроводникового кремния и освоить базовые теоретические основы применяемых методов.

Используемое оборудование: Установки «РОМЕТР» и «ГАУМЕТР-2М», установка для определения типа проводимости, электромагнит ФЛ-1, амперметр М 367, милливольтметр В7-35, источник питания постоянного тока Б5-43, вольтамперометр цифровой Щ1518.

Примесная электропроводность

Экспериментально установлено, что некоторые примеси и некоторые виды дефектов решётки существенно влияют на электрофизические свойства полупроводников. Например, добавление в кремний бора в количестве одного атома на 10^5 атомов кремния увеличивают проводимость при комнатной температуре в тысячу раз по сравнению с чистым кремнием. Гораздо чаще приходится иметь дело именно с примесной проводимостью полупроводника, поскольку технологически сложно и невыгодно с точки зрения практического использования получать так называемую *полупроводниковую чистоту*. В полупроводниках большую роль играют донорные и акцепторные примеси (то есть мелкие примеси, уровни энергии которых расположены вблизи краёв разрешённых зон). Если атом примеси поставляет электроны в зону проводимости, то такая примесь называется донорной примесью или *донором*; если атом примеси поставляет дырки в валентную зону, то такая примесь называется акцепторной примесью или *акцептором*.

Выпрямление электрического тока на контакте металл-полупроводник

Рассмотрим некоторые особенности механизма процессов, происходящих при контактных измерениях электропроводности полупроводника. Для этого возьмем полупроводник n-типа с работой выхода A , меньшей работы выхода A_m из металла. Ниже показаны энергетические диаграммы до (рис. 1а) и после (рис. 1б) приведения в контакт.

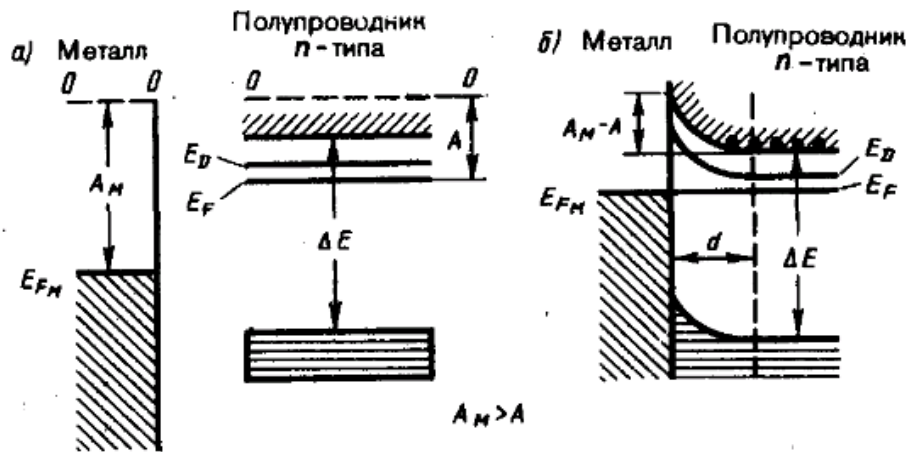


Рис. 1. Зонная структура контакта металл-полупроводник

Если $A_M > A$, то при контакте электроны из полупроводника будут переходить в металл, в результате чего контактный слой полупроводника зарядится положительно, а металл — отрицательно. Этот процесс будет происходить до достижения равновесного состояния, характеризуемого выравниванием уровней Ферми для металла и полупроводника. На контакте образуется двойной электрический слой d , поле которого (контактная разность потенциалов) препятствует дальнейшему переходу электронов. Вследствие малой концентрации электронов проводимости в полупроводнике (порядка, скажем, 10^{15} см^{-3} вместо 10^{21} см^{-3} в металлах) толщина контактного слоя в полупроводнике достигает примерно 10^{-6} см , т. е. примерно в 10 000 раз больше, чем в металле. Контактный спой полупроводника обеднён основными носителями тока — электронами в зоне проводимости, и его сопротивление значительно больше, чем в остальном объеме полупроводника. Такой контактный слой называется запирающим.

При $d=10^{-6} \text{ см}$ и $\Delta\phi \gg 1 \text{ В}$ напряженность электрического поля контактного слоя $E = \Delta\phi/d \gg 10^8 \text{ В/м}$. Такое контактное поле не может сильно повлиять на структуру спектра (например, на ширину запрещенной зоны, на энергию активации примесей и т. д.) и его действие сводится лишь к параллельному искривлению всех энергетических уровней полупроводника в области контакта (рис. 1б). Так как в случае контакта уровни Ферми выравниваются, а работы выхода — величины постоянные, то при $A_M > A$ энергия электронов в контактном слое полупроводника больше, чем в остальном объеме. Поэтому в контактном слое дно зоны проводимости поднимается вверх, удаляясь от уровня Ферми. Соответственно происходит и искривление верхнего края валентной зоны, а также донорного уровня. Помимо рассмотренного выше примера возможны еще следующие три случая контакта металла с примесными полупроводниками: а) $A_M < A$, полупроводник

n-типа; б) $A_M > A$, полупроводник p-типа; в) $A_M < A$, полупроводник p-типа. Соответствующие зонные схемы показаны на рис. 2.

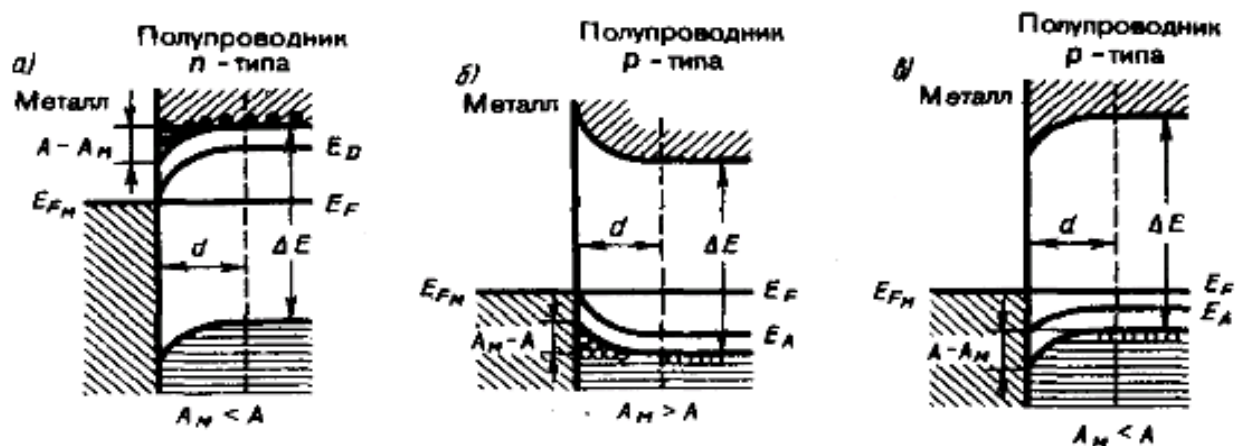


Рис. 2. Зонная структура контакта металл-полупроводник (продолжение)

Если $A_M < A$, то при контакте металла с полупроводником n-типа электроны из металла переходят в полупроводник и образуют в контактном слое полупроводника отрицательный объемный заряд (рис. 2а). Следовательно, контактный слой полупроводника обладает повышенной проводимостью, т.е. не является запирающим. Рассуждая аналогично, можно показать, что искривление энергетических уровней по сравнению с контактом металл — полупроводник n-типа ($A_M > A$) происходит в обратную сторону. При контакте металла с полупроводником p-типа запирающий слой образуется при $A_M < A$ (рис. 2в), так как в контактном слое полупроводника наблюдается избыток отрицательных ионов акцепторных примесей и недостаток основных носителей тока — дырок в валентной зоне. Если же $A_M > A$ (рис. 2б), то в контактном слое полупроводника p-типа наблюдается избыток основных носителей тока — дырок в валентной зоне, контактный слой обладает повышенной проводимостью.

Исходя из приведенных рассуждений, видим, что запирающий контактный слой возникает при контакте донорного полупроводника с меньшей работой выхода, чем у металла (см. рис. 1б), и у акцепторного — с большей работой выхода, чем у металла (рис. 2в).

Запирающий контактный слой обладает односторонней (вентильной) проводимостью, т. е. при приложении к контакту внешнего электрического поля он пропускает ток практически только в одном направлении: либо из металла в полупроводник, либо из полупроводника в металл. Это важнейшее свойство запирающего слоя объясняется зависимостью его сопротивления от направления внешнего поля.

Если направления внешнего и контактного полей противоположны, то основные носители тока втягиваются в контактный слой из объема полупроводника; толщина контактного слоя, обеднённого основными носителями тока, и его сопротивление уменьшаются. В этом направлении, называемом *пропускным*, электрический ток может проходить через контакт металл — полупроводник. Если внешнее поле совпадает по знаку с контактным, то основные носители тока будут перемещаться от границы с металлом. Толщина обеднённого слоя возрастает, возрастает и его сопротивление. Очевидно, что в этом случае ток через контакт отсутствует, выпрямитель заперт — это *запорное* направление. Для запирающего слоя на границе металла с полупроводником n-типа ($A_M > A$) пропускным является направление тока из металла в полупроводник, а для запирающего слоя на границе металла с полупроводником p-типа ($A_M < A$) — из полупроводника в металл.

Поверхностные состояния заметно влияют на свойства контактов металл-полупроводник, особенно на свойства контактов с малой площадью при зондовых измерениях электропроводности. Интересно было бы выяснить, что следовало ожидать в случае контакта в отсутствие таких состояний. Величина подъёма уровней должна была бы определяться разностью работ выхода металла и полупроводника и поверхностный потенциал $\phi = A_M - A$. Однако экспериментально показано, что это не так и ϕ почти не зависит от A_M , т.е. значение ϕ определяется в основном поверхностными состояниями и почти не зависит от природы металла.

Для создания *невыпрямляющих (омических контактов)* используют переходы типа p⁺-p и n⁺-n. В первом случае, например, используют сплавление In и Ga или втирание эвтектики In-Ga на поверхность образца. Контакты этого типа могут быть получены с линейной вольт-амперной характеристикой.

Четырёхзондовый метод определения электропроводности

Как уже говорилось, в большинстве случаев в месте контакта измерительного зонда с полупроводником возникает так называемая контактная разность потенциалов, которая оказывает влияние на результаты измерений. В связи с этим, величина сопротивления полупроводника, как правило, не может быть измерена при простом включении его в цепь омметра. Поэтому методика измерения удельного сопротивления должна обеспечивать либо учёт, либо компенсацию этой дополнительной разности потенциалов. Кроме этого, необходимо учитывать то обстоятельство, что на результаты измерений могут влиять размеры и форма образца. Наиболее

распространённым методом определения удельного сопротивления полупроводников (позволяющим учесть вышесказанное) является *четырёхзондовый метод*. Рассмотрим его применительно к полубесконечному образцу полупроводника, ограниченного плоской поверхностью. На эту поверхность, перпендикулярно к ней, помещают 4 остроконечных металлических зонда (рис. 3).

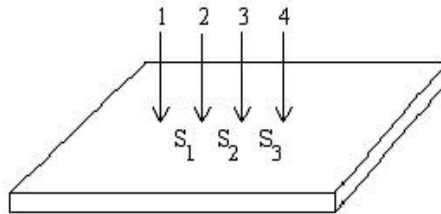


Рис. 3. Схема четырёхзондовой головки с линейным расположением зондов

Все четыре зонда расположены на одной прямой. Через внешние зонды 1 и 4 пропускают электрический ток от источника тока (**ИТ**), а между зондами 2 и 3 вольтметром **V** измеряют разность потенциалов. Зная J_{14} и U_{23} , нетрудно найти значение удельного сопротивления. Действительно, в предположении полубесконечности образца каждый зонд создаёт вокруг себя сферическое симметричное поле. В любой точке на поверхности полусферы радиуса r плотность тока, напряжённость поля и потенциал, поэтому, будут:

$$\begin{aligned}
 j &= \frac{J}{2\pi r^2}; \\
 E &= jr; \\
 \varphi &= \rho jr = \frac{J\rho}{2\pi r};
 \end{aligned} \tag{1}$$

Разность потенциалов между зондами 2 и 3 должна учитывать влияние поля крайних зондов. Поэтому:

$$U_{23} = \varphi_2 - \varphi_3 = \frac{J\rho}{2\pi} \left[\left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right) - \left(\frac{1}{S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} \right) \right] = \frac{J\rho}{2\pi S_{\text{экв}}}; \tag{2}$$

Если $S_1 = S_2 = S_3 = S$, то

$$\rho = 2\pi S \frac{U_{23}}{J}; \tag{3}$$

Чувствительность данного метода по напряжению $dU/d\rho$ пропорциональна току и обратно пропорциональна $S_{\text{экв}}$. Ток через образец увеличивать нежелательно (из-за термоэлектрических эффектов при нагревании образца U_{23} может быть искажено), поэтому для увеличения

чувствительности можно увеличивать S_2 , уменьшая S_1 и S_3 . При $S_2 \gg S_1 = S_3$ чувствительность может быть повышена примерно в 2 раза.

Как уже говорилось, при измерении удельного сопротивления полупроводников основным источником ошибок являются переходные сопротивления на контактах металл-полупроводник, а также термоэдс, возникающая в них. Поэтому при определении удельного сопротивления эти явления должны устраняться. Это достигается с помощью компенсационного метода. Принципиальная схема этой компенсации при измерении удельного сопротивления полупроводника четырёхзондовым методом изображена на рис. 4.

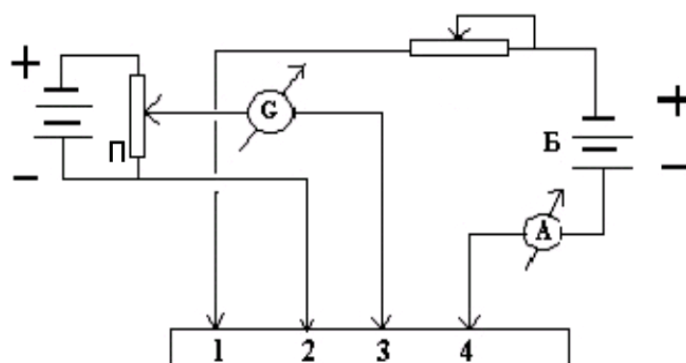


Рис. 4. Компенсационная схема измерения УЭС 4-х зондовым методом

От батареи **Б** с помощью контактов 1 и 4 к полупроводнику подводится ток. Разность потенциалов между зондами 2 и 3 измеряется потенциометром **П**. Исключение влияния переходных сопротивлений контактов достигается следующим образом. Разность потенциалов между зондами 2 и 3 компенсируется включённым навстречу напряжением потенциометра $U_{П}$, и, если цепь сбалансирована, то есть, $U_{23} = U_{П}$, то ток, текущий через гальванометр (высокочувствительный прибор для измерения малых постоянных и переменных [электрических токов](#)) **Г**, равен нулю. Следовательно, в момент баланса ток через измерительные зонды 2 и 3 тоже равен нулю. Так как ток отсутствует, то нет и падения напряжения на контакте зонд-полупроводник. В этом случае переходные сопротивления контактов не влияют на точность измерения удельного сопротивления.

Для исключения влияния контактных сопротивлений в отсутствие автоматизации измерительной схемы возможно использование вольтметров с высоким входным сопротивлением (порядка 1 ГОм и более).

Обычно при измерениях удельного сопротивления всегда наблюдается некоторый градиент температуры вдоль образца, который вызывает появление термоэдс на измерительных зондах. Так как величина и направление термоэдс в течение достаточно большого времени остаются постоянными, её влияние

можно исключить, измеряя напряжение между зондами 2 и 3 при 2-х различных направлениях тока через образец.

Формула (3) применима лишь для однородной изотропной полубесконечной среды. Однако на практике измерения выполняются на образцах конечных размеров, причём зачастую это пластины с толщиной, сравнимой с расстоянием между зондами S или диффузионные и эпитаксиальные слои, толщина которых значительно меньше S . Это приводит к тому, что эквипотенциальные поверхности от зондов теряют сферичность. При контакте с изолирующей средой ток растекается в меньшем объёме и плотность тока в образце повышается по сравнению с расчётной. При контакте с проводящей средой линии тока “выпучиваются” в неё; плотность тока в образце понижается. В первом случае мы получаем завышенные значения ρ , во втором - заниженные. Таким образом, правая часть уравнения (3) должна быть умножена на математически рассчитанный поправочный коэффициент. Здесь лишь следует отметить, при расстоянии $l > 2S$ от края четырёхзондовой головки до края образца, отличие поправочного коэффициента от 1 будет менее 1%.

В лабораторной установке для измерения удельного сопротивления «РОМЕТР» предусмотрен замер температуры образца и введение соответствующей поправки на выдаваемое значение УЭС при отклонении температуры от комнатной в соответствии с уравнением температурной зависимости проводимости полупроводника:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (4)$$

где T - температура образца, E_g – ширина запрещённой зоны.

Измерение эффекта Холла

Если полупроводник, по которому течёт ток, поместить в однородное магнитное поле \mathbf{H} , составляющее прямой угол с направлением электрического тока, то за счёт перераспределения движущихся зарядов в полупроводнике возникает электрическое поле, направленное перпендикулярно плоскости, содержащей векторы электрического тока и напряжённости магнитного поля (рис. 5).

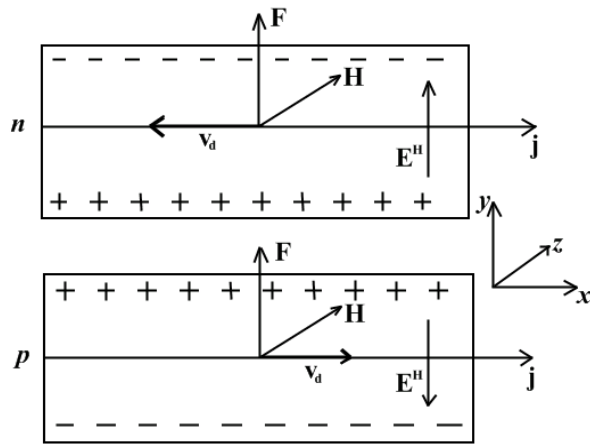


Рис. 5. Возникновение ЭДС Холла в образцах р- и n – типа проводимости

Эффект Холла стал одним из самых эффективных методов исследования физических свойств носителей заряда в полупроводниках. На рисунке показана схема возникновения поля Холла E^H в электронном и дырочном полупроводниках.

Итак, возьмём полупроводник в виде параллелепипеда, по которому в направлении оси x течёт электрический ток с плотностью \mathbf{j} и который находится в магнитном поле, направленном по оси z . Носители заряда в электрическом поле приобретают скорость направленного движения \mathbf{v}_d – дрейфовую скорость, которая направлена по полю для дырок и против поля – для электронов. При включении магнитного поля на электроны и дырки действует сила Лоренца

$$F = \frac{e}{c} [v_d H], \quad (5)$$

Которая перпендикулярна \mathbf{v}_d и \mathbf{H} . С другой стороны,

$$v_d = \mu_d E = \frac{e\tau}{m} E, \quad (6)$$

где τ – время релаксации. В результате

$$F = \frac{e^2 \tau}{m} [EH]. \quad (7)$$

Итак, в направлении перпендикулярном току, появляется разность потенциалов или ЭДС Холла $V^H = dE^H$, где d – толщина образца в направлении, перпендикулярном \mathbf{E} и \mathbf{H} . Холл экспериментально нашёл, что поле E^H определяется плотностью тока \mathbf{j} и напряжённостью магнитного поля \mathbf{H} , а

также свойствами образца. Свойства образца описываются некоторой величиной R , называемой коэффициентом Холла. Таким образом

$$E^H = R[Hj]. \quad (8)$$

Коэффициент Холла можно найти, если учесть, что холловское поле должно компенсировать силу Лоренца:

$$eE^H + F = 0. \quad (9)$$

Из (8) с учётом (3) и (5) находим

$$E^H = -\frac{1}{c}[v_d H] = -\frac{\mu_d}{c}[EH]. \quad (10)$$

Принимая во внимание, что плотность тока равна

$$j = \sigma E, \quad (11)$$

где $\sigma = \frac{ne^2}{m}\tau$ - проводимость, (8) можно переписать в виде

$$E^H = -R[jH] = -R\sigma[EH]. \quad (12)$$

Сравнивая (10) и (12), мы видим, что

$$R = \frac{\mu_d}{\sigma c} = \frac{1}{nec}. \quad (13)$$

Через n обозначена концентрация носителей заряда (электронов или дырок). Мы видим, что коэффициент Холла R обратно пропорционален концентрации носителей заряда и его знак совпадает со знаком носителей заряда ($R = -\frac{1}{nec}$ для электронов и $R = \frac{1}{nec}$ для дырок, где $e > 0$).

Формула (13) справедлива строго говоря, лишь тогда, когда время релаксации τ не зависит от энергии частицы. В более общем случае необходимо включить в (13) ещё и численный множитель A порядка единицы, который определяется преобладающим механизмом рассеяния и, кроме того, зависит от степени вырождения электронов в зоне проводимости или дырок в

валентной зоне. Таким образом, коэффициент Холла R следует записывать в виде

$$R = \frac{A}{nes} \quad (14)$$

Множитель A называется холловским фактором. Его значение зависит от механизмов рассеяния носителей заряда, кроме того, величина A , как и величина подвижности (рис. 6) для электронов и дырок может быть разной.

С помощью равенства

$$|R|\sigma \cdot c = \mu_H \quad (15)$$

можно дать определение величины μ_H , имеющей размерность подвижности. Её обычно называют холловской подвижностью. При времени релаксации $\tau = const$ она равна дрейфовой подвижности (рис. 6), определяемой из электропроводности ($\sigma = en\mu_d$); в противном случае $\mu_H = A\mu_d$



Рис. 6. Зависимость дрейфовой подвижности от концентрации носителей заряда

Релаксация фотопроводимости, время жизни неравновесных носителей заряда

Пусть полупроводник освещается импульсом света длительностью $t_{имп}$ прямоугольной формы, как это изображено на рис. 7. Стационарное значение фотопроводимости достигается не мгновенно, а лишь через некоторое время после начала освещения. При выключении света неравновесная проводимость

исчезнет также через некоторое время после прекращения освещения. Эти участки нарастания и спада называются кривыми релаксации фотопроводимости.

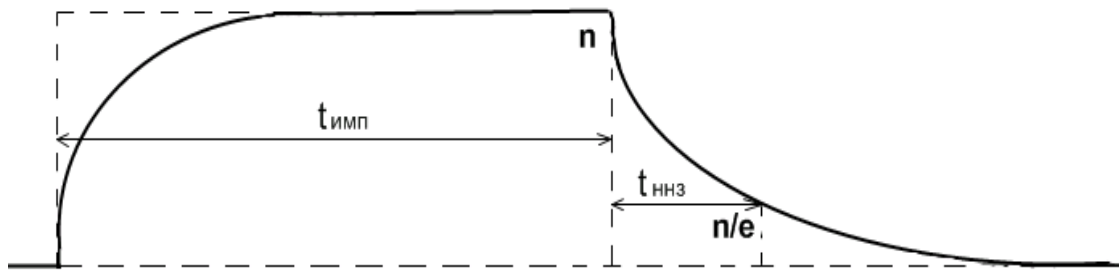


Рис. 7. Изменение проводимости образца при освещении его импульсом света длительностью $t_{\text{имп}}$

Изменение концентрации избыточных носителей заряда в единицу времени есть разность между скоростями генерации и рекомбинации носителей заряда. При большом уровне освещения ($n \gg n_0 + p_0$) нарастание фотопроводимости описывается гиперболической тангенсоидой, а спад – гиперболическим законом. Релаксация фотопроводимости при малой освещённости ($n \ll n_0 + p_0$) определяется экспоненциальным законом с постоянной времени, соответствующим *времени жизни неравновесных носителей заряда* $t_{\text{ннз}}$ (неосновных носителей в случае примесного полупроводника)

$$\Delta n = n \cdot e^{-\frac{t}{t_{\text{ннз}}}} \quad (16)$$

Если в полупроводнике имеются центры захвата, то они оказывают влияние на кинетику фотопроводимости. Свободные электроны будут не только рекомбинировать с дырками, но будут также захватываться ловушками, что уменьшит скорость нарастания стационарной концентрации носителей заряда. При выключении возбуждающего света опустошение ловушек будет затягивать спад концентрации носителей заряда (на рис.7 концентрации фотоносителей). В результате этого будет иметь место замедление процесса нарастания и спада фотопроводимости (кривая 2). Для того чтобы она приобрела форму кривой 1, для высвобождения ловушек зарядом необходимо сообщить дополнительную энергию, что достигается подогревом образца или его постоянной подсветкой (с длиной волны больше

края собственного поглощения, т.е. $\lambda > h/E_3$, где E_3 – ширина запрещённой зоны полупроводника).



Рис. 8. Фотопроводимость при отсутствии (1) и наличии ловушек захвата (2)

Значение $t_{\text{ннз}}$, полученное в результате измерения называется *эффективным временем жизни ННЗ*. После этого необходимо вычислить объёмное время жизни из соотношения:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}, \quad (17)$$

где τ_v – объёмное время жизни, τ_s – время поверхностной рекомбинации. Причём вклад от поверхностной рекомбинации можно разделить на две составляющих: диффузию и собственно поверхностную рекомбинацию

$$\tau_s = \tau_{\text{diff}} + \tau_{\text{sr}} = \frac{d^2}{\pi^2 D} + \frac{d}{2S}, \quad (18)$$

где D – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда, S – скорость поверхностной рекомбинации, d – толщина образца. Поскольку величина τ_s может меняться существенным образом (до 6 порядков и даже более), то именно она наиболее сильно влияет на эффективное время жизни, и устранение или корректный учёт влияния этой величины главным образом увеличивает точность измерений объёмного времени жизни.

Существуют два способа решения этой проблемы:

- 1) Проводится пассивация поверхности согласно конкретной методике, после чего τ_s становится пренебрежимо малой, и тогда объёмное время жизни берётся непосредственно из эксперимента, из условия $\tau_s \approx \tau_v$.
- 2) Учёт поверхностной рекомбинации. Для этого поверхность образца наоборот «ухудшают» таким образом, что S считается бесконечной и τ_{sr} считается равным нулю. Тогда с учётом (17) и (18):

$$\frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_{eff}} - \frac{\pi^2 D}{d^2}. \quad (19)$$

Объёмное время жизни в программе, управляющей лабораторной установкой «ГАУМЕТР-2М», рассчитывается по формуле (19). Для этого перед расчетом кроме толщины необходимо указать тип проводимости и диффузию (может варьироваться в пределах 11-13 см²/с для р-типа и 33-37 см²/с для n-типа).

Рассмотрим некоторые особенности спектральной зависимости фотопроводимости (рис. 9) вблизи границы собственного поглощения полупроводника (кремния). В области малого коэффициента поглощения фотопроводимость линейно растёт с увеличением α . При этом если $S\tau \ll d$, то поверхностная рекомбинация слабо влияет на фотопроводимость, если же $S\tau \gg d$, то величина фотопроводимости будет меньше (кривая 2), чем при $S=0$ (кривая 1). С дальнейшим ростом коэффициента поглощения α фотопроводимость будет убывать (кривая 2). В случае отсутствия поверхностной рекомбинации ($S=0$) фотопроводимость стремится к насыщению.

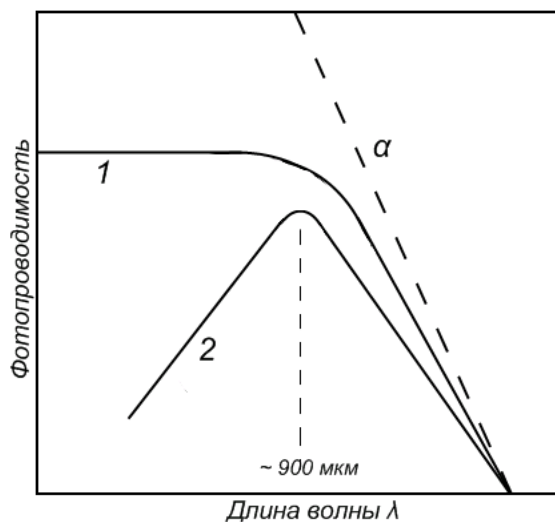


Рис. 9. Спектральная зависимость фотопроводимости для кремния

Следовательно, наличие поверхностной рекомбинации приводит к появлению максимума на кривой спектральной зависимости фотопроводимости.

В ряде случаев для определения качества полупроводникового материала возникает необходимость в такой характеристике, как *диффузионная длина* носителей заряда. Этот параметр показывает расстояние

от центра области, в которой создаётся неравновесная концентрация носителей заряда до центра области, в которой концентрация в которой эта концентрация уменьшилась в e раз. При больших значениях этого параметра возможно использование методов его прямого определения, однако на практике его рассчитывают по зависимости от коэффициента диффузии и времени жизни:

$$L = \sqrt{D\tau} . \quad (20)$$

В качестве примера можно привести вопрос выбора толщины пластины кремния для изготовления солнечного элемента, которая должна быть порядка, скажем $2L$. То есть, если технологическое оборудование позволяет изготовить более тонкую пластину (без механического разрушения), то требование к величине этого параметра, а также времени жизни ННЗ, будет менее критичным.

Об измерениях на СВЧ

СВЧ включает в себя [дециметровый](#), [сантиметровый](#) и миллиметровый диапазон [радиоволн](#) (соответственно, от 300 МГц до 300 ГГц). СВЧ-методы принадлежат к классу так называемых *бесконтактных методов*, к которым относят также метод вихревых токов, квазиоптические, оптические и электронографические методы.

Измерения параметров полупроводников на постоянном токе производятся при непосредственном контакте зонда с полупроводниковым образцом. Часто использование зондовых методов связано с разрушением исследуемого материала. Связанные с контактом инжекция носителей заряда в материал, наличие контактной разности потенциалов, возникновение термоЭДС приводят к трудноустраняемым и трудноучитываемым источникам погрешности при измерениях. Роль указанных эффектов и их влияние могут существенным способом изменяться в зависимости от температуры, что затрудняет проведение измерений в широком интервале температур. Для уменьшения влияния контакта желательно, чтобы он был невыпрямляющим «омическим». Обеспечение «омичности» контакта представляет собой достаточно сложную задачу, особенно для высокоомных материалов. Затруднительно (вернее даже некорректно с точки зрения получаемой информации) исследование зондовыми методами поликристаллических образцов, а также образцов малой площади с произвольной геометрией. С помощью зондовых методов на одной установке у исследуемого образца, как правило, можно определить один неизвестный параметр.

СВЧ методы считаются более практичными и потому, что с их помощью можно проводить измерения не разрушая материал и не изменяя его свойств в ходе измерения. СВЧ измерениями можно определить удельную проводимость и диэлектрическую проницаемость полупроводника, время жизни носителей заряда (важное свойство – *безинерционность* СВЧ измерений), подвижность, эффективную массу носителей заряда, скорость поверхностной рекомбинации, толщину полупроводниковых слоёв и другие параметры. При этом оказывается возможным проводить измерение нескольких параметров на одной установке с использованием одного образца. Отсутствие контакта и возможность вынесения измерительных приборов за пределы области температурного воздействия на полупроводник позволяет исследовать свойства полупроводников в широком интервале температур и, в частности, контролировать их параметры в процессе термообработки.

Наряду с отмеченными достоинствами СВЧ методы измерения обладают рядом недостатков, сдерживающих их широкое применение в производстве и практике научных исследований: необходимость в сложной регистрационной аппаратуре и квалифицированном обслуживающем персонале и невозможность в большинстве случаев получить простые и точные соотношения, связывающие измеряемые параметры полупроводника с характеристиками СВЧ колебаний.

Несмотря на указанные недостатки, эти методы, являются предпочтительными при использовании исследуемых материалов в приборах полупроводниковой СВЧ электроники.

СВЧ - резонаторный способ

Использование теории возмущений позволяет получить выражения для диэлектрической проницаемости и электропроводности полупроводника. Для их определения с помощью резонаторных методов необходимо установить резонансную частоту резонатора, её изменение при внесении исследуемого образца и добротности резонатора. В первом приближении теории возмущений при наличии в резонаторе только одного типа колебаний диэлектрическую проницаемость связывают только с изменением частоты, а проводимость только с изменением добротности. Эти величины удобней всего измерять по частотным зависимостям проходящей через резонатор мощности.

Такие методы являются разрушающими, так как требуют изготовления образцов специальной формы. Кроме того, определяемые параметры материала усредняются по всему образцу, находящегося внутри резонатора,

что не позволяет исследовать возможный разброс параметров по его объёму или площади. Для проведения таких измерений необходимо уменьшать объём материала, по которому происходит усреднение, то есть повышать локальность измерений.

Существует класс резонаторных методов, позволяющих повысить локальность измерения и измерять образцы без придания им определённой формы. Эти методы основаны на том, что резонансные частоты и добротность резонатора определяются не только параметрами заполняющей его среды, но и условиями, накладываемыми на ограничивающую резонатор поверхность. Замена, например, части стенки резонатора на исследуемый образец будет вызывать изменение резонансной частоты и добротности резонатора. Простым примером измерительного резонатора такого типа является коаксиальный резонатор с отверстием в торцевой стенке (рис. 8).

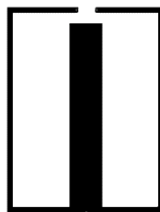


Рис. 10. Коаксиальный резонатор с отверстием в торцевой стенке

Концентрация поля в зазоре между центральным стержнем коаксиала и торцевой стенкой обеспечивает достаточно сильное взаимодействие электромагнитного поля резонатора с исследуемым образцом, приложенным снаружи, даже при малых размерах отверстия. Таким образом, увеличивается локальность измерений и снимается часть ограничений на требования к форме образца. Однако в этом случае становится затруднительным получение достаточно строгих математических соотношений, связывающих параметры материала с изменением параметров резонатора. То есть, такие методы перестают быть абсолютными, и для измерения неизвестных параметров используются эталонные образцы и построенные при их использовании градуировочные кривые, номограммы и таблицы, что может привести к существенному снижению точности измерений. Помимо этого, невозможность разделения влияния различных параметров исследуемого материала на характеристики резонатора, приводит к требованию фиксации всех параметров материала кроме одного, который можно измерять. Такие ограничения калибровочных методов снижают их ценность, но они находят своё применение в качестве методов контроля, то есть определения разброса

значений электропроводности относительно среднего по объёму (или площади) образца.

В данной лабораторной работе это используется для измерения импульсной фотопроводимости. Более того, предусмотрена коррекция резонансной частоты и добротности пика поглощения СВЧ-мощности образцом с помощью регулировки вертикального щелевого зазора между коаксиальным резонатором и образцом кремния. Форма резонатора в лабораторной установке «ТАУМЕТР-2М» отличается от изображённой на рис. 8 с учётом того, что через зазор резонатора для генерации фотоносителей поступает ещё и световое импульсное излучение от лазерного диода (1,06 мкм) с диаметром пятна 2 мм.

Внимание!

При измерении частотной зависимости коэффициента отражения СВЧ резонатора, нагруженного на образец кремния в диапазоне частот 4800-5300 МГц при некоторых значениях удельного сопротивления кремниевого образца возможно появление нескольких резонансных линий. Тогда необходимо провести измерения времени жизни НЗ на всех минимумах коэффициента отражения СВЧ мощности и проанализировать их. Лучший результат будет более точно аппроксимирован при расчёте эффективного времени жизни.

При измерении временной зависимости спада фотопроводимости при некоторых значениях удельного сопротивления кремниевого образца на кривых релаксации могут наблюдаться искажения формы линии. Для устранения данных искажений необходимо уменьшать мощность излучения и увеличить расстояние между СВЧ резонатором и образцом кремния.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с общими положениями настоящего методического пособия, касающихся используемых в работе методов определения основных электрофизических параметров полупроводника.

2. Ознакомиться с лабораторными схемами по измерению ЭДС Холла и вольт-амперной характеристики (ВАХ) точечного контакта металл-полупроводник.

3. Ознакомиться с инструкциями по эксплуатации приборов «РОМЕТР» и «ТАУМЕТР-2М».

4. На лабораторных образцах полупроводникового кремния провести измерения ВАХ, УЭС (по 10 измерений), времени жизни ННЗ (по 10 измерений), ЭДС Холла.

5. Вычислить значения холловской подвижности и разности потенциалов на измерительных зондах четырёхзондовой головки.

6. Оформить письменный отчёт о проделанной работе (должен содержать краткие ответы на контрольные вопросы, перечисленные в конце методического пособия, протокол измерений в виде таблицы, для каждого образца содержащей данные – тип проводимости; значения рабочего тока образца при измерении УЭС и ЭДС Холла; толщина образца; коэффициент Холла; УЭС и относительная погрешность; подвижность; разность потенциалов на измерительных зондах 4-зондовой головки; эффективное и объёмное время жизни и относительная погрешность)

Контрольные вопросы

1. Объясните формы вольт-амперных характеристик контакта металл-полупроводник (М-П), соответствующих р- и n- типу проводимости?

2. Какие показатели эффекта Холла говорят о типе проводимости?

3. Каковы преимущества и недостатки четырёхзондового метода измерения удельного электрического сопротивления?

4. Каким образом учитывать контактные сопротивления М-П при измерении удельного электрического сопротивления?

5. Как проводятся и что дают бесконтактные измерения электропроводности?

6. Какими способами устранить влияние ловушек захвата при измерении времени жизни ННЗ?

7. Как определить диффузионную длину ННЗ в полупроводнике?

8. Как узнать скорость поверхностной рекомбинации и время жизни ННЗ в объёме полупроводника?

9. Чем определяется требование к источнику фотовозбуждения?

Рекомендуемая литература

1. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов: Учеб. для вузов по спец. «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы». Павлов Л.П. – М.: Высш. шк., 1987.-239с.: ил. (<http://www.twirpx.com/file/276006/>)

2. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. – М.: Радио и связь, 1985. – 264 с. (<http://www.twirpx.com/file/442698/>)

3. Измерение параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Феклистов В.Б., Венинг С.Б. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2010. – 91 с.: ил. (<http://solid.sgu.ru/rus/microwave2010.pdf>)