

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний к лабораторной работе*

САМАРА
Издательство СГАУ
2009

УДК СГАУ: 621.3(075)

Составители: *А.И. Колпаков, В. А. Колпаков*

Рецензент В.И. Чепурнов

Исследование механизмов электропроводности полупроводников:
метод. указания к лаб. работе / сост. *А.И. Колпаков, В.А. Колпаков.* – Самара:
Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2009. - 20 с.

В методических указаниях рассматриваются физические основы механизмов проводимости полупроводников, приводятся типичные характеристики, классификация и система параметров варисторов. Описываются методики определения критического значения напряженности электрического поля, коэффициента нелинейности и температурного коэффициента тока для варисторов. Кратко рассматриваются принципы работы варисторов.

Работа выполнена на кафедре «Электронные системы и устройства», предназначена для студентов специальностей 210201, 210301, 210302, 010600 и является частью цикла работ по курсу «Электроника», «Основы физики твердого тела» и «Электронные приборы».

Ц е л ь р а б о т ы: закрепление знаний в области физических основ электропроводности твердых тел путем теоретического и экспериментального изучения механизмов формирования зависимости их проводимости от величины напряженности электрического поля.

1. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЗАДАНИЯ

1. По конспекту лекций, данным методическим указаниям и рекомендованной литературе изучить физические основы проводимости полупроводников.
2. Подготовить ответы на контрольные вопросы.
3. Изучить порядок работы на лабораторном стенде.
4. Изучить принципы работы и основные характеристики варисторов.
5. Выполнить экспериментальную часть лабораторной работы, необходимые расчеты и построение графиков для требуемых в работе зависимостей.
6. Провести анализ полученных результатов и сделать выводы.

Приборы и принадлежности: лабораторный стенд, миллиамперметр (0-10 мА), вольтметр постоянного тока (150—500 В), реостат (5000 Ом), источник постоянного тока (150—500 В), варисторы, набор проводников.

2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

В условиях воздействия на полупроводник электрического поля подвижные носители заряда на длине свободного пробега приобретают дрейфовую скорость

$$v_E = \mu E. \quad (1)$$

При этом дрейфующий электрон не прекращает теплового движения со средней тепловой скоростью

$$\bar{v} = \left(\frac{3kT}{m_n} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

При некотором значении напряженности электрического поля скорость дрейфа свободной частицы может стать равной его тепловой скорости и тогда справедливо равенство

$$\mu E = \left(\frac{3kT}{m_n} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Напряженность E выступает при этом условии как критическая величина напряженности электрического поля, численное значение которой можно определить из выражения

$$E_{кр} = \left(\frac{3kT}{\mu^2 m_n} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Анализ (4) позволяет сделать два важных вывода:

1. В диапазоне $E < E_{кр}$ наблюдается соответствие электрических характеристик полупроводника закону Ома. Концентрации свободных электронов (n) и дырок (p), их подвижности μ_n , μ_p практически не зависят от величины напряженности электрического поля.

2. В диапазоне $E \geq E_{кр}$ закон Ома уже не выполняется из-за значительной зависимости концентрации свободных носителей заряда и их подвижности от величины напряженности электрического поля.

В первом случае электрические поля называются *слабыми*, во втором *сильными*.

Конкретные значения $E_{кр}$ определяются природой полупроводника, его температурой, концентрацией примесей.

При комнатной температуре средняя тепловая скорость электронов в полупроводниках имеет значение порядка 10^7 см/с. Отсюда в частности следует, что для германия n -типа, в котором подвижность электронов 3600 см²/(В·с), критическая напряженность электрического поля будет равна $3 \cdot 10^5$ В/м. Об этом же свидетельствуют экспериментальные данные, согласно которым отступление от закона Ома ($\mu = \text{const}$) в германии обнаруживается при $E_{кр} = 6 \cdot 10^4$ В/м.

Критическое значение электрического поля $E_{кр}$ является температурозависимым параметром, т.к. формируется температурозависимыми параметрами — концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда.

Критические поля могут появляться и при очень малых напряжениях, если возникают в неоднородных полупроводниках, т.к. на неоднородном слое малой толщины падает почти все приложенное напряжение и локальная напряженность поля сильно возрастает.

Подвижность электронов определяется средним временем свободного пробега электронов. Пусть со стороны внешнего электрического поля на

полупроводник действует сила F , сообщающая ему ускорение $\frac{dv_E}{dt}$. Поэто-

му, если электрон считать классической частицей, обладающей некоторой эффективной массой m_n , то можно записать выражение

$$F = m_n \frac{dv_E}{dt} = eE. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой закон движения электрона в зоне проводимости полупроводника. Для определения средней дрейфовой скорости электрона v_E предположим:

1. При рассеянии электрон теряет всю свою энергию, приобретаемую за среднее время свободного пробега \bar{t} .

2. Вначале каждого следующего отрезка пути имеет нулевую скорость.

Тогда в результате интегрирования (5) при условии, что $v_E = 0$, при $t = 0$, а средняя скорость v_E равна скорости электрона, при $t = \bar{t}$, получим выражение

$$v_{E_{\max}} = \frac{e}{m_n} E \bar{t}. \quad (6)$$

Если, кроме того, считать, что на длине свободного пробега скорость дрейфа электрона изменяется линейно, то её среднее значение можно описать равенством

$$\bar{v}_E = \frac{1}{2} v_{E_{\max}} = \frac{e}{2 m_n} E \tau. \quad (7)$$

Из (1) и (7) нетрудно найти, что среднюю подвижность свободного электрона можно определить из равенства

$$\mu_n = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} \tau. \quad (8)$$

Полученное выражение позволяет проанализировать зависимость подвижности электрона от некоторых параметров полупроводника, например, определить, что подвижность прямо пропорциональна среднему времени пробега электрона или средней длине пробега между двумя последовательными столкновениями электрона с какими-либо дефектами кристалла. Длина свободного пробега тем больше, чем меньше дефектов содержит полупроводниковый материал. Следует отметить, что из выражения (8) видна пропорциональная зависимость между дрейфовой подвижностью и эффективной массой электрона, которую в физике твёрдого тела описывают равенством

$$m_n = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial K^2}},$$

то есть полностью определяется строением изоэнергетических поверхностей в импульсном пространстве зоны проводимости полупроводника. Отсюда можно заключить, что эффективная масса электрона в зоне проводимости различна для различных полупроводниковых материалов, и следовательно, при прочих равных условиях подвижности в них также будут различаться.

Соотношение (8) получено без учёта распределения электронов по скоростям, поэтому его нельзя считать достаточно точным для вычисления дрейфовой подвижности μ_n . Для учета статистического характера скорости движения электронов предположим, что в процессе электропроводности принимает участие n_0 свободных электронов, и для каждого из них существует определённая вероятность рассеивания на дефектах кристаллической

структуры, равная отношению $\frac{1}{\tau_m}$, тогда полное число столкновений, которые испытывают электроны в такой системе в течение интервалов времени от t ; $t+dt$ выразится произведением:

$$n_0 \frac{dt}{\tau_m}.$$

Для упрощения задачи введем допущение, что вероятность рассеивания электронов не зависит ни от их энергии, ни от предыдущего столкновения, если n - есть количество электронов, не испытавших к моменту времени t рассеивания, то за время dt , количество таких электронов уменьшится на величину:

$$dn = -n \frac{dt}{\tau_m}, \quad (9)$$

где $\tau_m = 10^{-14}$ с (максвелловское время релаксации).

Предполагая, что $n=n_0$ при $t=0$ и интегрируя (9), находим закон изменения количества нерассеивавшихся электронов:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m}. \quad (10)$$

Следовательно, величина τ_m определяет интервал времени, в течение которого число нестолкнувшихся электронов уменьшается в e раз. Статический расчёт позволяет найти среднее значение времени свободного пробега τ , которое оказалось в точности равным времени τ_m . Это означает, что сумма средних времён свободного пробега всех электронов системы, испытавших n столкновений, можно описать равенством

$$\sum_{k=0} \tau = n'_0 \tau_m. \quad (11)$$

Учитывая соотношение (7), можно вычислить средний путь, пройденный каждым электроном системы к моменту времени $t \gg \tau$, то есть это неравен-

ство определяет стационарные состояния. Конкретные значения пути можно определить, используя простое равенство:

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} E t^2. \quad (12)$$

С другой стороны, за время dt система электронов испытывает dn столкновений:

$$dn = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m}. \quad (13)$$

Следовательно, приращение суммарного пути электронов за тот же промежуток времени, составляет

$$dx = \frac{1}{2} n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{e}{m_n} E t^2 \frac{dt}{\tau_m}. \quad (14)$$

Поскольку, через бесконечно большой промежуток времени в системе не останется ни одного не столкнувшегося электрона, суммарный путь n_0 электронов будет определяться выражением

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} E \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{dt}{\tau_m} = \frac{1}{2} \frac{e}{m_n} n_0 E \tau_m^2 \int_0^{\infty} e^{-y} y^2 dy = n_0 \frac{e}{m_n} \tau_m^2. \quad (15)$$

Выполнив замену $\int_0^{\infty} e^{-y} y^2 dy = 2$, получим среднюю скорость электрона на пути свободного пробега:

$$\overline{v_E} = \frac{x}{\sum_{k=0} \tau} = \frac{e}{m_n} E \tau_m. \quad (16)$$

Таким образом, уточнённое выражение для дрейфовой подвижности электронов, полученное с учётом статистического характера распределения их по скоростям, можно представить в окончательном виде равенством

$$\mu_n = \frac{\overline{v_E}}{E} = \frac{e}{m_n} \tau_m. \quad (17)$$

От ранее полученного выражения (8) выражение (17) отличается только отсутствием множителя $1/2$, то есть значение подвижности, вычисленное для системы электронов в зоне проводимости полупроводника, вдвое превышает соответствующие значения, определённые для единичного электрона, который рассматривается как классическая частица.

Эффективная масса и время релаксации являются зависимыми от температуры величинами, следовательно, и подвижность является таковой. Наи-

более чувствительным параметром в этом случае является время релаксации, которое в реальных полупроводниках определяется суммарной вероятностью рассеивания носителей заряда на тепловых колебаниях решётки, ионизированных и нейтральных примесных атомах решётки, дислокациях, вакансиях, поверхностных состояниях и так далее. При достаточно высоких температурах (температура истощения примесных атомов, температура ионизации матричных атомов) этот процесс рассеивания представляет собой поглощение электроном звукового кванта (фонона), в результате электрон отдаёт энергию, равную энергии фонона $E = \hbar\omega$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, импульс равен

импульсу фонона $P_\omega = \frac{\hbar}{\lambda}$, где λ - длина волны звукового колебания. Возникающие при этом колебания подразделяются на акустические и оптические.

Акустические колебания возникают при синфазном колебании соседних атомов решётки и описываются равенством

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda},$$

где c - скорость света.

Оптические колебания возникают при противофазном колебании соседних атомов решётки и описываются равенством, частота которых проявляет очень слабую зависимость от длины волны и равна некоторой характеристической величине ω_0 . Поэтому оптические колебания возбуждаются только при определенной температуре и выполнении равенства

$$kT = \hbar\omega_0,$$

причем для различных материалов численные значения этой температуры различны и ее конкретное значение определяется из выражения $\theta = \frac{\hbar\omega_0}{k}$,

где θ - температура Дебая для оптических колебаний. Величина θ в твердых телах обычно изменяется в диапазоне 150-600 К.

В области низких температур в атомных полупроводниках (германий, кремний и т.д.) основную роль играют рассеивания свободных носителей заряда на акустических колебаниях атомов кристаллической решетки. При этом длина свободного пробега электронов не зависит от их энергии и уменьшается с повышением температуры пропорционально отношению $\frac{1}{T}$.

Это связано с увеличением вероятности рассеивания на тепловых колебаниях решётки из-за увеличения амплитуды этих колебаний. Среднее время релаксации $\tau_m = \frac{l}{V}$ в невырожденных полупроводниках с ростом температуры

уменьшается пропорционально $T^{-\frac{3}{2}}$, т.к. средняя скорость на длине свободного пробега проявляет температурную зависимость вида

$$\bar{v} \approx T^{-\frac{3}{2}}.$$

В вырожденных полупроводниках (туннельные диоды), а также в металлах время релаксации пропорционально $1/T$.

В области низких температур для полупроводников с низким и средним уровнями легирования преобладает механизм рассеивания на примесных атомах и дефектах кристаллической решётки. Эти механизмы рассеивания в большей степени характерны для высоколегированных полупроводников в диапазоне достаточно высоких температур. Если рассеивание происходит главным образом на заряженных центрах (донорные, акцепторные атомы), то в невырожденных полупроводниках величина времени релаксации τ_m

возрастает пропорционально $T^{\frac{3}{2}}$, т.к. с увеличением энергии электронов вероятность их рассеивания на таких центрах уменьшается.

При рассеивании на нейтральных дефектах время релаксации не зависит от температуры. Этот механизм является преобладающим при низких температурах, когда не все атомы примеси ионизованы. По мере возрастания температуры растёт концентрация ионизованных атомов примеси и подвиж-

ность изменяется пропорционально $T^{\frac{3}{2}}$. При повышении температуры основным механизмом рассеивания, в сравнительно слабо легированных (невырожденных) полупроводниках, становятся сначала акустические, а затем и оптические колебания. В этом случае зависимость подвижности от темпера-

туры примерно пропорционально $T^{\frac{3}{2}}$. В целом температурная зависимость подвижности оказывается достаточно сложной, и только в сравнительно узком интервале её можно аппроксимировать простой степенной функцией:

$\mu \approx T^n$, где n - целое или дробное число, зависящее от вида полупроводникового материала и механизма рассеивания. Особый характер температурной зависимости подвижности наблюдается в компенсированных полупроводниках, содержащих одновременно как донорные, так и акцепторные атомы. Концентрация заряженных центров в таких материалах не убывает до нуля, даже если $T \rightarrow 0$ К, а остаётся равной удвоенной концентрации неосновной примеси, например при $N_d > N_a$ и $T \rightarrow 0$ К (N_d - концентрация доноров, N_a - концентрация акцепторов). В таких материалах рассеивание на ионизованных примесных атомах может преобладать вплоть до самых низких температур, пока основную роль не начнет играть механизм электропроводности, по уровням примесной зоны (прыжковая проводимость). Если исполь-

зуемый полупроводниковый материал близок к идеальному, то в области обычной рабочей температуры механизмы рассеяния обусловлены параметрами тепловых колебаний решетки и ионизованными примесями. Если предположить, что в этой температурной области выполняются законы подобия (аддитивности) и независимости для каждого из двух основных механизмов рассеивания, то подвижность можно вычислить, используя равенство

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_i}, \quad (18)$$

где $\mu_T \approx m_n^{-2} T^{-3/2}$ — подвижность, определяемая рассеиванием на фононах; $\mu_i \approx m_n^{-2} T^2 N^{-1}$ — подвижность, определяемая рассеиванием на ионизованных атомах, m_n — эффективная масса электрона, N — концентрация ионизованных атомов.

При концентрации примесных атомов $N < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ подвижность носителей заряда в германии и кремнии с высокой степенью точности можно считать постоянной, а в интервале $10^{15} < N < 10^{17}$ подвижность уменьшается в 1,5–2,5 раза. При дальнейшем увеличении концентрации примесных атомов подвижность падает в несколько раз.

Основными причинами изменения концентрации носителей заряда в сильных электрических полях могут быть термоэлектронная ионизация Френкеля, ударная и электростатическая ионизации.

Термоэлектронная ионизация Френкеля. При увеличении напряженности электрического поля ($E \geq 10^6$ В/м) увеличивается сила eE , действующая на электрон и изменяющая энергетическое состояние электрона в кристалле. Уменьшение величины потенциального барьера, разделяющего два соседних узла решетки, можно оценить величиной

$$\Delta E = 2eEr_0, \quad (19)$$

где e — заряд электрона; E — напряженность поля; r_0 — расстояние электрона от ядра, на котором сила притяжения к ближайшему ядру уравновешивается внешней силой, т. е.

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2} = eE, \quad (20)$$

откуда

$$r_0 = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 E}}. \quad (21)$$

Подставляя значение r_0 в формулу (19), получим выражение для уменьшения величины потенциального барьера $\Delta E'$:

$$\Delta E' = 2e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (22)$$

Вследствие этого энергия, которую необходимо затратить на перевод электронов в зону проводимости, уменьшается на величину $\Delta E'$, а вероятность тепловой ионизации возрастает. Согласно статистике Больцмана вероятность термического возбуждения увеличивается на величину

$$e^{\frac{\Delta E'}{kT}} = e^{\beta\sqrt{E}}, \quad (23)$$

где

$$\beta = \frac{2}{kT} \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}$$

При этом концентрация носителей увеличивается по закону Френкеля:

$$n = n_0 e^{\beta\sqrt{E}} \quad (24)$$

Этот эффект играет роль при $E > 10^7 - 10^8$ В/м и экспоненциально растет с увеличением температуры.

Ударная и электростатическая ионизация. Сильное электрическое поле ($E > 10^6$ В/м), действуя на электроны атомов полупроводника, вызывает наклон энергетических зон, т. к. потенциальная энергия электрона во внешнем электрическом поле напряженностью E будет определяться его координатой x :

$$E_1 = -eEx,$$

а полная энергия электрона в полупроводнике при наличии внешнего электрического поля

$$E_1 = E_0 + E_1',$$

где E_0 — энергия электрона в отсутствие поля.

Уровни энергии электронов поднимаются, если $E_1' > 0$, и опускаются при $E_1' < 0$, в то время как ширина зоны для каждого значения координаты x не изменяется. Например, в донорном полупроводнике благодаря наклону зон электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости путем 1 или 2, с донорных уровней в зону проводимости путем 5 или 4, с катода в зону проводимости путем 5, из валентной зоны в анод путем 6 (рис. 1).

На вертикальный переход 1 и 3 требуется затрата энергии (термоэлектронная ионизация или ударная ионизация), а на горизонтальный переход 2, 4, 5 и 6 не требуется затраты и изменения энергии (туннельный переход или эффект Зинера).

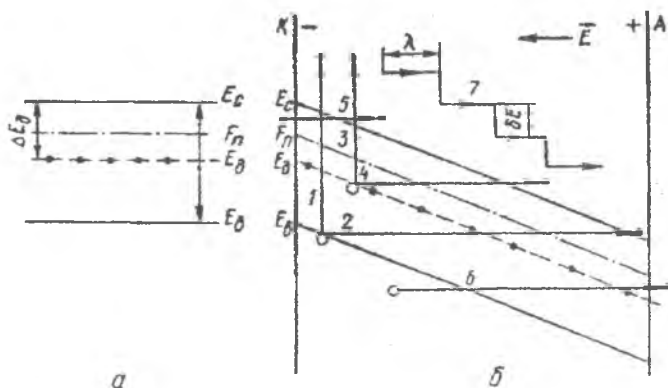


Рис. 1. Энергетические зоны донорного полупроводника:
 а - без электрического поля; б - в сильном электрическом поле

В сильных полях ($E \approx 10^6 \div 10^8$ В/м) свободный электрон (или дырка) может приобрести энергию ΔE_n за время свободного пробега λ , достаточную для ионизации примесного атома или атома основной решетки кристалла ΔE , и перевести электроны с этих уровней в зону проводимости (рис. 1, переходы 3, 1) или из валентной зоны на акцепторные уровни E_a . При этом сам электрон сохраняет энергию, достаточную для его пребывания в зоне проводимости, т. е. в результате ударной ионизации электрон лишь смещается в пределах зоны проводимости с верхнего уровня на нижний. Свободный электрон, двигаясь под действием электрического поля в зоне проводимости, при столкновении с атомом примеси или атомом основной решетки опускается по энергетическим «ступенькам» 7 (см. рис. 1), где λ — средняя длина свободного пробега, $\delta E'$ — средняя величина энергии, которую теряет электрон при каждом акте соударения.

Так как энергия активации примесей $\Delta E'_d$, $\Delta E'_a$ обычно меньше ширины запрещенной зоны $\Delta E'$, то в сильном электрическом поле сначала ионизируются примесные атомы, а затем уже атомы основной решетки. Явление ударной ионизации может происходить и в результате концентрации электрического поля на неоднородностях кристалла или полем p - n -перехода. Ударная ионизация проявляется и при слабых полях с уменьшением температуры, энергии активации и увеличения подвижности. Теоретические оценки и эксперимент показывают, что ударная ионизация начинает играть

существенную роль при полях 10^6 — 10^8 В/м. При еще больших полях ($E \geq 10^9$ В/м) возможна электростатическая ионизация, горизонтальные переходы 2, 4 электронов с донорных уровней или валентной зоны в зону проводимости.

Электростатическая ионизация становится возможной благодаря тому, что в достаточно сильном электрическом поле электрон имеет определенную вероятность перехода через запрещенную зону без изменения энергии, т. е. туннельным эффектом.

Вероятность электростатической ионизации (туннельного перехода), например типа 2, при напряженности поля E :

$$\omega = \exp \left[\frac{\pi^2 (2m^*)^{1/2} (\Delta E)^{3/2}}{hq_0 E} \right]. \quad (25)$$

Вероятность туннельного перехода одинакова как для переходов из валентной зоны в зону проводимости, так и из зоны проводимости в валентную. Но поскольку концентрация электронов в валентной зоне превосходит концентрацию электронов в зоне проводимости, то поток электронов будет направлен из валентной зоны в зону проводимости. Еще более вероятен туннельный переход на контакте полупроводника и металла (переходы 5, 6), если при этом ширина барьера не увеличивается областью объемного заряда.

Наряду с ростом дополнительных носителей заряда за счет ионизации при повышении напряженности поля происходит и обратный процесс - рекомбинация электронов с дырками. В результате этих двух процессов устанавливается определенная стационарная концентрация носителей заряда, увеличивающаяся с ростом напряженности поля. При слишком больших электрических полях происходит лавинообразное нарастание носителей заряда и пробой полупроводника, обусловленный электростатической и ударной ионизацией.

В некоторых полупроводниках (арсенид галлия, фосфид галлия и др.) в сильных электрических полях наблюдаются высокочастотные осцилляции тока (периодические колебания) при наложении на полупроводник постоянного напряжения, называемые эффектом Ганна. Эффект Ганна возникает при наложении электрического поля на кристалл и переходе свободных электронов на более высокие энергетические состояния, т.е. эффект Ганна возникает при повышении температуры электронного газа. При этом, взаимодействуя с фононами, свободные электроны могут быть переброшены на такие энергетические уровни, где их эффективная масса становится больше, а подвижность меньше, и ток уменьшается. Однако состояния электронов на этих энергетических уровнях являются крайне неустойчивыми, поэтому, взаимодействуя с фононами, они переходят на нижние энергетические уровни. Это сопровождается уменьшением их эффективной массы, ростом подвижно-

сти и, следовательно, увеличением тока. Периодическое повторение данных осцилляций приводит к образованию периодических колебаний тока.

С ростом напряженности электрического поля происходит усиление процесса переброса электронов в верхние энергетические уровни, увеличивающего сопротивление в данной области полупроводника и падение напряжения на нем. Оба явления приводят к уменьшению поля в соседних областях полупроводника.

Как показывают наблюдения, области повышенного сопротивления зарождаются у «катода» и перемещаются к «аноду». Обычно эффект Ганна наблюдается в тонких образцах и при условии соизмеримости дрейфовой и тепловой скоростей.

Для прессованных конгломератов зерен полупроводников (например, SiC) отступление от закона Ома в сильных полях обусловлено явлениями, происходящими на контактах зазоров между кристаллическими зернами и поверхностью кристаллов: автоэлектронная эмиссия из острых зубцов и граней кристаллических зерен, покрытых окисью; микронагрев контактирующих точек между кристаллическими зернами; поверхностная проводимость.

Типичная кривая зависимости электропроводности полупроводников от напряженности электрического поля приведена на рис. 2. На нем можно четко различить области слабых ab , и сильных bcd полей. При $E < E_{кр}$ проводимость имеет постоянное значение ($\sigma = \sigma_0 = \text{const}$), т.е. на участке ab выполняется закон Ома. Увеличение напряженности электрического поля ($E > E_{кр}$) приводит к увеличению проводимости по эмпирическому закону Пуля на участке bc и по закону Френкеля на участке cde .

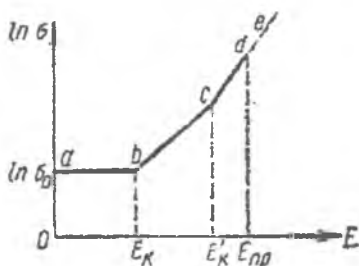


Рис. 2. Зависимость электропроводности полупроводников от напряженности электрического поля

В первом случае увеличение проводимости описывается равенством вида

$$\sigma = \sigma_0 e^{\alpha(E-E_k)}, \quad (26)$$

а во втором

$$\sigma = \sigma_0 e^{\beta\sqrt{E}}, \quad (27)$$

где α – некоторый коэффициент, зависящий от температуры; β – коэффициент нелинейности кривой участка $bcde$.

Участок cd соответствует электростатической ионизации, а за ним следует пробой (участок de).

Полупроводниковый прибор, действие которого основано на использовании зависимости электропроводности (сопротивления) полупроводника от напряженности электрического поля, называется *варистором*. В качестве материала для изготовления варисторов используется карбид кремния и селен.

Варисторы представляют собой нелинейные полупроводниковые сопротивления (резисторы). Они получили широкое практическое применение в технике: защита элементов маломощной и низковольтной аппаратуры от перенапряжений, стабилизация напряжения, преобразование частот, в счетно-решающих устройствах и др.

3. ТЕОРИЯ МЕТОДА И ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Область применения варистора определяется его свойствами и параметрами: вольт-амперной и температурной характеристиками, коэффициентом нелинейности β , температурным коэффициентом изменения тока δ , температурным коэффициентом сопротивления α и др.

1. Для низковольтных варисторов (от 3 до 200 В) в широком интервале температур выражение для вольт-амперной характеристики (зависимости тока от напряжения) имеет следующий вид:

$$I = \sigma_0 U e^{b\sqrt{U} \frac{\Delta E'}{kT}}, \quad (28)$$

где σ_0 - электропроводность в слабых полях; b - постоянная нелинейности; U - приложенное напряжение; $\Delta E'$ - средняя энергия активации материала варистора.

Для снятия вольт-амперной характеристики варистора на постоянном токе (рис. 3) при различных температурах варистор помещают в термостат T и, изменяя потенциометром R напряжение, подаваемое на варистор, находят зависимость тока от напряжения при различных температурах: 293 К, 323 К, 353 К. Затем строят график зависимости $I = f(U)_{T=const}$ и вычисляют:

– статическое сопротивление – сопротивление варистора постоянному току:

$$R_{cm} = \frac{U}{I}, \quad (29)$$

– динамическое сопротивление – сопротивление варистора изменению тока:

$$R_{\text{дин}} = \frac{\Delta U}{\Delta I}. \quad (30)$$

2. Коэффициент нелинейности варистора — величина, показывающая во сколько раз статическое сопротивление в одной и той же рабочей точке больше динамического сопротивления:

$$\beta = \frac{R_{\text{ст}}}{R_{\text{дин}}}. \quad (31)$$

Если $\beta = \text{const}$ в некотором интервале приложенных напряжений, то для вольт-амперной характеристики варистора можно написать уравнение, справедливое для узкого диапазона токов и напряжений:

$$I = AU^\beta, \quad (32)$$

где A — постоянная величина.

В этом случае коэффициент нелинейности

$$\beta = \frac{\ln \frac{I_2}{I_1}}{\ln \frac{U_2}{U_1}}. \quad (33)$$

Установка для исследования зависимости электропроводности полупроводников от величины напряженности электрического поля представлена на рис. 3. Она включает в себя нелинейное проводочное сопротивление U , в качестве которого используется варистор, реостат R , изменяющий напряжение, и ток источника питания B . Вольтметр V и миллиамперметр mA контролируют величины напряжения и тока в цепи варистора. Термостат T поддерживает заданное значение температуры при снятии вольт-амперной характеристики варистора.

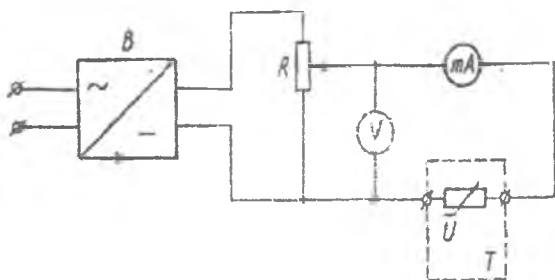


Рис. 3. Принципиальная схема для снятия статических вольт-амперных характеристик варистора: B — выпрямитель (350 В); R — реостат (5000 Ом); V — вольтметр (500 В); mA — миллиамперметр; U — варистор; T — термостат

Коэффициенты нелинейности варисторов обычно являются функциями приложенного напряжения и связаны с постоянной нелинейности b формулой

$$\beta = 1 + \frac{b\sqrt{U}}{2}. \quad (34)$$

Мощность, рассеиваемая варистором, может быть определена из уравнений

$$P = CI^{\alpha+1}, \quad (35)$$

$$P = AU^{\beta+1}, \quad (36)$$

где

$$C = A^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{1}{\beta}.$$

В случае последовательного соединения нескольких одинаковых варисторов вольт-амперная характеристика цепи будет иметь вид

$$U = nCI^{\alpha}, \quad (37)$$

где n — число варисторов, соединенных параллельно.

Величина рабочего напряжения и тока варистора выбирается, исходя из допустимой мощности рассеяния и предельно допустимого значения амплитуды напряжения.

Для оценки влияния температуры окружающей среды на характеристики варистора пользуются температурным коэффициентом изменения тока δ :

$$\delta = \frac{\Delta I}{I \Delta T}, \quad (38)$$

где ΔI , I , ΔT вычисляются по экспериментальным данным, полученным при снятии статических вольт-амперных характеристик при различных температурах (рис.4).

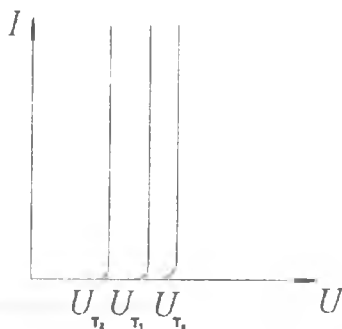


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика варистора

4. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Снимите статические вольт-амперные характеристики варистора при температурах: 293, 313 и 333 К.

2. Напряжение на варистор подавайте от 0 до максимально допустимого значения для данной температуры.

3. Для высоковольтных варисторов измерения тока проводите через каждые 10 - 20 В, низковольтных через 1 - 2 В.

(Внимание, замеры при напряжении > 70 В производить не более 10с)

4. Вычислите проводимость материала варистора при различных значениях напряжения.

5. Постройте вольт-амперную характеристику и график зависимости $\ln \sigma = f(E)$ для исследуемого варистора при данной температуре.

6. По графику $\ln \sigma = f(E)$ определите значение критической напряженности поля $E_{кр}$.

4. Вычислите статическое и динамическое сопротивление и коэффициент нелинейности для исследуемого полупроводника в рабочей точке.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Цель работы.
2. Графическое представление характеристик варистора.
3. Схема установки для исследования варистора.
4. Теоретические и экспериментальные результаты выполнения работы (таблицы, графики, расчеты).
5. Выводы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие электрические поля называются сильными?
2. Объясните влияние напряженности электрического поля на подвижность и концентрацию носителей заряда в полупроводниках.
3. Объясните эффект Ганна в полупроводниках.
4. Каковы основные причины нарушения закона Ома в сильных электрических полях для варисторов из карбида кремния?
5. Объясните график зависимости электропроводности полупроводникового материала варистора от напряженности электрического поля.
6. Объясните нелинейность вольт-амперной характеристики и наличие петли гистерезиса у варистора при высоких частотах.
7. Какое выражение соответствует вольт-амперной характеристике низковольтного варистора?
8. Какой физический смысл параметров β , δ , α варисторов?

9. Приведите примеры применения варисторов в технике.

10. Какое аналитическое выражение соответствует вольт-амперной характеристике варистора, применяемого в счетно-решающих устройствах для воспроизведения квадратичной зависимости?

11. Как, пользуясь семейством вольт-амперных характеристик, снятых при различных температурах, построить температурную характеристику варистора?

12. Объясните работу стабилизатора напряжения с использованием варистора.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степаненко, И.П. Основы микроэлектроники: учеб. пособие для вузов/ И.П. Степаненко. - М.: Лаборатория базовых знаний, 2004. - 488с.

2. Жеребцов, И.П. Основы электроники: учеб. пособие для вузов/ И.П. Жеребцов. - Л.: Энергоатомиздат, 1990. - 352 с.

Учебное издание

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Методические указания к лабораторной работе

Составители: *Колпаков Анатолий Иванович*
Колпаков Всеволод Анатольевич

Редактор Л.Я. Чегодаева
Доверстка А. В. Ярославцева

Подписано в печать 12.05.2009. Формат 60x84/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 1,25.

Тираж 100 экз. Заказ **85** . Арг. С – 63/2009.

Самарский государственный аэрокосмический университет.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во Самарского государственного аэрокосмического университета.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.