

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Оптический диапазон спектра электромагнитных волн занимает интервал длин волн 1 мм - 1 нм, находясь между электромагнитными волнами СВЧ диапазона и мягкого рентгеновского излучения (Рис.1).

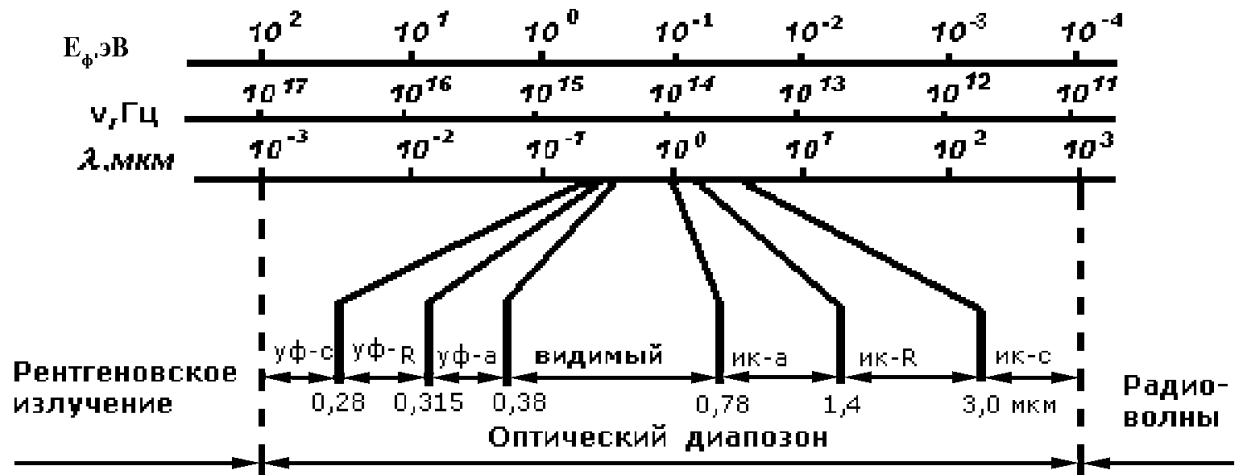


Рис. 1

Он включает в себя три поддиапазона, а именно:

ультрафиолетовый УФ (УФ-А, УФ-В, УФ-С), соответствующий длинам волн 1 нм - 0,38 мкм;

видимый, соответствующий длинам волн 0,38 - 0,78 мкм;

инфракрасный ИК (ИК-А, ИК-В, ИК-С), соответствующий длинам волн 0,78 - 1 мм.

Широкое освоение оптического диапазона определяется рядом принципиальных преимуществ¹, световых волн по сравнению с радиоволнами.

¹ Преимущества световых волн по сравнению с радиоволнами:

1. Большая информационная емкость оптической связи, что обусловлено очень высокой частотой световых волн. Для передачи обычного телевизионного изображения необходима полоса частот $\Delta f = 6$ МГц, поэтому в УКВ и дециметровом диапазонах можно разместить до несколько сотен телевизионных каналов. В оптическом диапазоне это число возрастает до сотен миллионов и более.
2. Высокая направленность излучения из-за малого отношения длины волны к размерам апертуры излучателя.
3. Однонаправленность потока информации, позволяющая реализовать идеальную гальваническую развязку.
4. Высокая плотность записи информации в оптических запоминающих устройствах.

Рабочим диапазоном полупроводниковых приборов является область длин волн 0,2 - 20 мкм.

Оптическое излучение при взаимодействии с кристаллом полупроводника частично поглощается, частично отражается от его поверхности или проходит через кристалл без поглощения. Доли проходящей, отраженной и поглощенной энергии излучения оценивают для полупроводниковых материалов соответствующими коэффициентами. Различают:

- **Коэффициент пропускания T_{ϕ}** - отношение мощности $P_{\text{пр}}$, прошедшей через кристалл полупроводника, к мощности падающего излучения на его поверхность $P_{\text{пд}}$;

- **Коэффициент отражения R_{ϕ}** - отношение отраженной мощности $P_{\text{отр}}$ от поверхности кристалла к мощности падающего излучения $P_{\text{пд}}$;

- **Коэффициент поглощения α_{ϕ} (см^{-1})**, численно равный значению обратного расстояния от поверхности полупроводника, на котором первоначальная мощность падающего излучения уменьшается в e раз, где e - основание натурального логарифма. Коэффициент поглощения α_{ϕ} является постоянной уменьшения мощности излучения по координате x , направленной в глубь полупроводника, нормально к его поверхности, т.е. $dP/dx = -\alpha_{\phi}P$. Тогда

$$P(x) = P_{\text{пд}}(0) \exp(-\alpha_{\phi}x) \quad (1)$$

где $P_{\text{пд}}(0)$ - мощность излучения, падающего на поверхность полупроводника.

В фотометрии мощность излучения определяется через световой поток или поток излучения Φ (лм). Обе величины P и Φ связаны между собой через характеристику, учитывающую особенности восприятия излучения человеческим глазом на каждой длине излучения λ и называемую **спектральной видностью**, т.е. $S_{\lambda}^* = \Phi/P$. Тогда из (1) после умножения на S_{λ}^* получим:

$$\Phi(x) = \Phi_{\text{пд}}(0) \exp(-\alpha_{\phi}x) \quad (2)$$

Число фотонов, падающих на единицу поверхности полупроводника в 1с при монохроматическом световом потоке² называется **плотностью фотонов N_0** . С учетом плотности световой поток записывается в виде $\Phi = h\nu N_0$, где h – постоянная Планка (Дж·с); ν - частота (Гц).

² **Монохроматический световой поток** – это электромагнитные волны одной длины волны, распространяющиеся в однородной среде от точечного источника.

Световой поток, взаимодействующий с кристаллом, учитывая коэффициент отражения R_Φ , определим как $\Phi(x) = (1-R_\Phi)N_0 h\nu \exp(-\alpha_\Phi x)$. Изменение плотности фотонов с глубиной x находим из выражения:

$$dN/dx = -(1-R_\Phi)N_0 \exp(-\alpha_\Phi x), \quad (3)$$

где знак « - » указывает, что плотность фотонов убывает с глубиной x из-за поглощения.

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны излучения (частоты, энергии кванта) называют **спектром поглощения**. Типовой спектр поглощения полупроводника $\alpha_\Phi = \Phi(\lambda)$ показан на Рис.2 (Указан только инфракрасный участок диапазона. При дальнейшем уменьшении длины волны, α_Φ остается неизменной - сплошная линия). Отдельные области спектра с локальными максимумами коэффициента поглощения соответствуют различным механизмам поглощения энергии излучения в полупроводниках. Механизмы поглощения энергии будут рассмотрены ниже.

Отраженное от поверхности кристалла излучение исключается из процесса взаимодействия с полупроводником. В фотоэлектрических приборах стремятся снизить долю отраженной энергии, уменьшая коэффициент отражения, и повысить долю поглощенной, увеличивая коэффициент поглощения, так как только поглощенная энергия вызывает генерацию свободных носителей в полупроводниках. Один из способов уменьшения коэффициента отражения за-

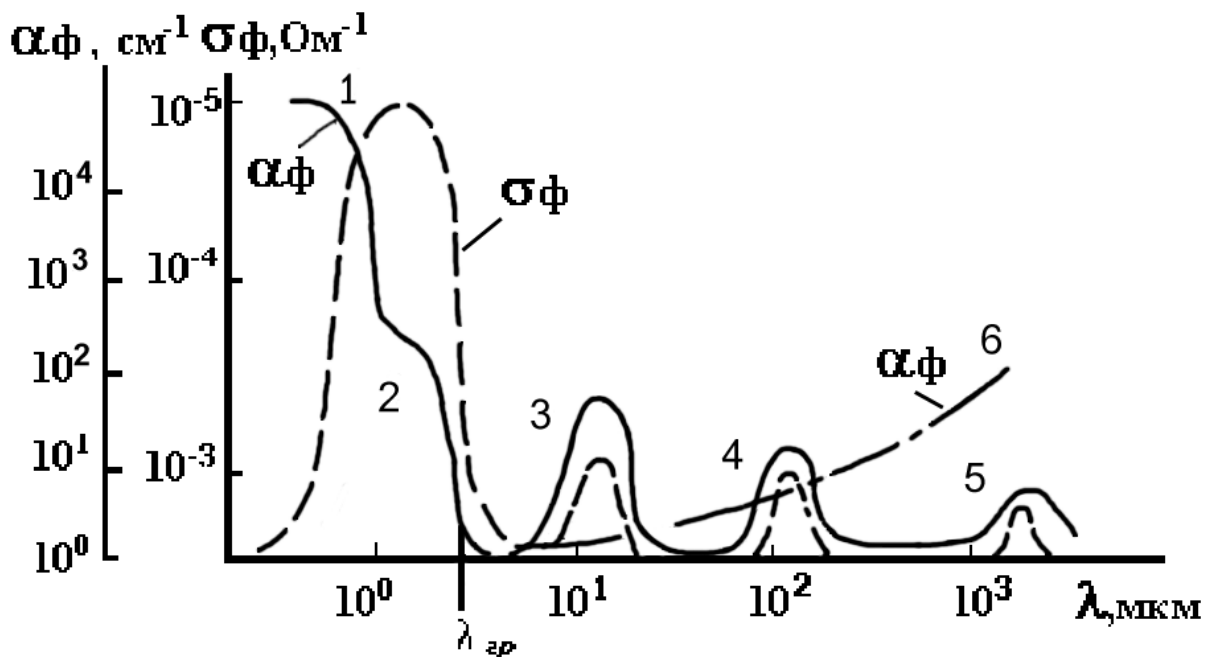


Рис. 2

ключается в изменении условий отражения электромагнитной волны от поверхности кристалла. Для этого на поверхность кристалла наносят один или соответственно несколько слоев просветляющего покрытия³.

В полупроводниках различают несколько механизмов поглощения энергии излучения - **собственное** (основное, межзонное, фундаментальное), **примесное**, **экситонное**, **решеточное**, **поглощение свободными носителями**.

При **собственном поглощении** энергия затрачивается на разрыв валентной связи в атоме и перевод электрона из валентной зоны полупроводника в зону проводимости. Этот процесс генерации свободных носителей обратен межзонной рекомбинации. Для перевода электрона в зону проводимости необходимо, чтобы энергия фотона превышала ширину запрещенной зоны, т.е. $E_{\text{ф}} = h\nu = \Delta E_z$. На частотах излучения $\nu < \nu_{\text{гр}}$, где $\nu_{\text{гр}} = \Delta E_z / h$, коэффициент поглощения резко уменьшается. Поэтому спектр собственного поглощения имеет четко выраженную границу, называемую красной границей фотоэффекта и определяемую соотношением $\lambda_{\text{гр}} = ch / \Delta E_z$ (Рис.2). Красная граница соответствует минимальной энергии фотона, необходимой для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости (энергии ионизации собственного атома полупроводника). Различают прямые и непрямые переходы⁴ электронов из валентной зоны в зону проводимости. С уменьшением длины волны излучения в области $\lambda_{\text{гр}}$ вначале могут наблюдаться непрямые переходы, при которых требуется меньшая энергия фотона для ионизации атома (участок 2 на Рис. 2), а затем с ростом энергии фотона будут только прямые переходы (участок 1), так как вероятность непрямых переходов уже мала. На участке 1 спектра поглоще-

³ **Просветляющие покрытия** служат для уменьшения коэффициента отражения и соответственно увеличения коэффициента поглощения на одной частоте или в спектре частот излучения. В качестве просветляющих покрытий используют кварцевую пленку, монооксид кремния SiO (коэффициент преломления $n=1,9$), сульфид цинка ZnS ($n=2,2$), фтористый магний MgF₂ ($n=1,35$) и др.

⁴ **Прямые и непрямые переходы.** При рекомбинации происходит переход электрона из зоны проводимости в валентную зону с выделением энергии, равной ширине запрещенной зоны. Такой переход может происходить как непосредственно из зоны проводимости сразу в валентную зону, так и в несколько стадий через центры рекомбинации.

Первый случай соответствует непосредственной (межзонной) рекомбинации, которая совершается при встрече и взаимодействии электрона и дырки.

Второй случай соответствует ступенчатой рекомбинации через ловушки.

ния значения $\alpha_f \sim 10^5 - 10^8 \text{ см}^{-1}$. Граница собственного поглощения $\lambda_{gr} = c/\nu_{gr}$ большинства полупроводников приходится на видимую или инфракрасную часть оптического диапазона. На величину λ_{gr} кроме типа полупроводника влияют температура, внешние поля, степень легирования и др. С увеличением температуры ширина запрещенной зоны большинства полупроводников уменьшается и λ_{gr} сдвигается в сторону больших длин волн. С повышением концентрации примесей в полупроводниках энергетические уровни вблизи потолка валентной зоны или дна зоны проводимости заполняются. Поэтому при собственном поглощении, когда энергия фотона должна превышать ширину запрещенной зоны, λ_{gr} соответственно сдвигается в область меньших длин волн. В электрическом поле красная граница λ_{gr} смещается в длинноволновую область (эффект Келдыша-Франца), в магнитном поле - в коротковолновую (расщепление Ландау).

При **примесном поглощении** энергия фотона затрачивается на ионизацию атомов примеси. В полупроводниках донорные примеси расположены вблизи дна зоны проводимости, акцепторные - около потолка валентной зоны. В обоих случаях энергия ионизации примесей $\delta E_{np} \ll \Delta E_z$, а коэффициент примесного поглощения на несколько порядков меньше, чем собственного, и не превышает $\alpha_f = 10^3 \text{ см}^{-1}$. Спектр примесного поглощения смещен относительно спектра собственного поглощения в инфракрасную область. Электроны в атомах примесей могут находиться в основном и возбужденном состояниях, и тогда энергия ионизации атомов примесей различна. Поэтому спектр примесного поглощения состоит из нескольких областей (участки 3 и 4). Увеличение температуры способствует термической ионизации атомов примесей. Коэффициент примесного поглощения при этом уменьшается, так как энергия фотонов не поглощается из-за отсутствия неионизированных атомов примеси. Поэтому приемники инфракрасного диапазона, использующие в работе примесное поглощение, как правило, охлаждают до низких температур (77, 110 K).

При **экситонном поглощении** энергия фотона $E_f < \Delta E_z$. Электрон в валентной зоне полупроводника, поглотив энергию фотона, не отрывается от атома, а только переходит в возбужденное состояние, образуя с дыркой связанную кулоновскими силами пару – экситон. Экситон электрически нейтрален, а его энергетическое состояние соответствует уровню энергии в запрещенной зоне полупроводника. Влияние экситона на проводимость полупроводника кос-

венное. Столкновение экситона с фотоном или фононом⁵ может привести к потере им энергии, что эквивалентно возвращению электрона на энергетический уровень в валентной зоне или получению им энергии, и тогда электрон переходит в зону проводимости. В обоих случаях экситон распадается. Спектр экситонного поглощения состоит из узких линий в области $\lambda_{гр}$ (не показанных на Рис.2), но при этом для каждой линии $\lambda > \lambda_{гр}$.

Полупроводники, кристаллическая решетка которых содержит атомы различного типа, можно рассматривать как систему электрических диполей. Диполи наиболее интенсивно поглощают энергию излучения на собственных частотах колебаний. Колебания диполей сложны, а поэтому спектр **решеточного поглощения** состоит из нескольких областей. На Рис.2 решеточному поглощению соответствует участок 5 далекой инфракрасной части оптического диапазона. Поглощение сопровождается генерацией большого числа фононов. Увеличивается тепловая энергия полупроводника, изменяются подвижность и энергия свободных носителей, повышается их концентрация.

Поглощение энергии свободными носителями связано с их переходами на уровни внутри зоны проводимости. При этом спектр поглощения из-за малого энергетического зазора между уровнями зоны практически непрерывный (линия 6 на Рис.2) и смещен в длинноволновую область оптического диапазона. В сложных полупроводниках переходам носителей между долинами соответствуют пики в спектре поглощения.

Кроме упомянутых, в полупроводниках проявляются и другие механизмы поглощения. Но их вклад в фотопроводимость полупроводников мал. Таким образом, фоторезистивный эффект заключается в изменении электропроводности полупроводника под действием излучения. Темновая проводимость полупроводника при световом потоке $\Phi=0$ и постоянной температуре определяется соотношением $\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$, где n_0 , p_0 - равновесные концентрации электронов и дырок; μ_n , μ_p - их подвижности. При поглощении излучения в полупроводнике генерируются избыточные носители. При постоянных значениях светового потока $\Phi \neq 0$, подвижности и времени жизни носителей в полупроводнике наступает полное динамическое равновесие с концентрациями избыточных носителей Δn и Δp . Проводимость полупроводника изменяется на величину:

$$\sigma_{\Phi} = q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (4)$$

⁵ **Фонон** – это квант тепловых колебаний кристаллической решетки, подобно тому, как электромагнитное излучение эквивалентно испусканию фотонов.

называемую **фотопроводимостью**. Полная проводимость полупроводника $\sigma = \sigma_0 + \sigma_{\text{ф}}$. Спектральная характеристика фотопроводимости $\sigma_{\text{ф}} = \varphi(\lambda)$ изображена на Рис.2 штриховой линией.

Концентрации неравновесных носителей, определяющих фотопроводимость, зависят от параметров полупроводника (ширины запрещенной зоны, типа проводимости, коэффициента преломления и др.) и механизма поглощения.

При собственном поглощении, уменьшение длины волны излучения начиная с красной границы фотоэффекта (см. Рис.2) приводит к резкому увеличению фотопроводимости, значение которой проходит через максимум, а затем падает. Причиной этого уменьшения фотопроводимости является изменение области генерации свободных носителей в полупроводнике. С укорочением длины волны область генерации носителей перемещается в быстро сужающийся поверхностный слой полупроводника, где поглощается основная часть энергии излучения ($\alpha_{\text{ф}}$ возрастает). Из-за поверхностных явлений в полупроводнике увеличивается скорость рекомбинации неравновесных носителей и уменьшается время их жизни, поэтому поверхностный слой не может внести заметного вклада в общую проводимость толстого полупроводника. При собственном поглощении происходит генерация пар носителей, поэтому концентрации избыточных носителей равны, т.е. $\Delta p = \Delta n$. Фотопроводимость полупроводника при собственном поглощении называется **биполярной** (собственной). В широкозонных беспримесных полупроводниках концентрация избыточных носителей превышает собственную, т.е. $\Delta n > n_0$, $\Delta p > p_0$, в узкозонных из-за термогенерации $\Delta n < n_0$, $\Delta p < p_0$.

В полупроводниках с примесным поглощением возрастает концентрация носителей только одного знака - основных или неосновных, а фотопроводимость соответственно называется **униполярной** (примесной). Ей соответствуют участки 3 и 4 (штриховые линии) спектра поглощения на Рис.2.

Поглощение энергии свободными носителями не меняет их концентрацию, но увеличивает подвижность. Соответственно при этом механизме поглощения фотопроводимость называется **μ - фотопроводимостью**. Свободные носители при нормальной температуре отдают поглощенную энергию решетке через 10^{-10} - 10^{-12} с - время жизни возбужденных носителей. Поэтому **μ - фотопроводимость** наблюдается только при низких температурах (77, 110 K).

Эффективность поглощения оценивается **квантовым выходом** полупроводника $\eta_{\text{ф}}$ - отношением числа возникших в нем неравновесных избыточных носителей к числу поглощенных фотонов.

Для повышения фотопроводимости полупроводника (примесного или беспримесного) необходимо увеличивать коэффициент поглощения (только для тонкого полупроводника, где $\alpha_{\text{ф}}\Delta L \ll 1$, а ΔL толщина), квантовый выход, время жизни носителей и снижать коэффициент отражения.

Фотоэлектрические эффекты в электрическом переходе.

Рассмотрим идеализированный p-n переход, облучаемый монохроматическим световым потоком с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводников. При собственном поглощении в переходе и прилегающих к нему областях оптически генерируются избыточные носители - электроны и дырки. Электрическое поле перехода перемещает дырки в p- область, электроны в n- область, разделяя тем самым генерируемые носители. Процессу разделения подвергаются носители, генерируемые в обедненной области перехода и прилегающих к ней областях размером, примерно равным диффузионной длине неосновных носителей. Только с расстояния, меньшего диффузионной длины, неосновной носитель в процессе движения успевает пересечь границу перехода за время жизни. Неосновные носители, генерируемые в p- и n- областях на большем расстоянии от границы перехода, вследствие рекомбинации не попадают в обедненную область, где сосредоточено электрическое поле перехода.

Через переход протекает дрейфовый фототок неравновесных неосновных носителей. Неравновесные основные носители не могут преодолеть потенциальный барьер перехода и остаются в области генерации. В результате разделения оптически генерируемых носителей концентрации дырок в p- области и электронов в n- области повышаются, что приводит к компенсации объемного заряда неподвижных примесных ионов на границах перехода. Потенциальный барьер перехода, как и при прямом напряжении, уменьшается на величину фото ЭДС, называемую напряжением холостого хода $U_{\text{хх}}$ при разомкнутой внешней цепи. Снижение потенциального барьера увеличивает ток диффузии основных носителей через переход. Он направлен навстречу фототоку. В стационарном состоянии при $\Phi = \text{const}$ ток диффузии $I_{\text{дф}}$ равен дрейфовому току, состоящему из фототока $I_{\text{ф}}$ и теплового тока I_0 перехода, т.е. выполняется условие динамического равновесия:

$$I = I_{дф} - I_{ф} - I_0 = 0 \quad (5)$$

В идеализированном p-n переходе ток диффузии и тепловой ток связаны зависимостью $I_{дф} = I_0 \exp(U_{xx}/\phi_T)$. Тогда из условия (5) следует, что

$$I_{ф} = I_0 (e^{U_{xx}/\phi_T} - 1) \quad (6)$$

Эту формулу для напряжения холостого хода можно записать в виде:

$$U_{xx} = \phi_T \ln(1 + I_{ф}/I_0) \quad (7)$$

Напряжение холостого хода не может превышать контактной разности потенциалов p-n перехода ϕ_0 . В противном случае из-за полной компенсации поля в переходе разделение оптически генерируемых носителей полем перехода прекращается. Для невырожденных полупроводников величина $q\phi_0$ меньше ширины запрещенной зоны полупроводников. Поэтому для напряжения холостого хода справедливо неравенство $U_{xx} = \phi_0 < \Delta E_z/q$.

Фототок прямо пропорционален концентрациям неравновесных носителей, генерируемых в единицу времени в области размером $L + L_p + L_n$, где L - толщина перехода; L_p - и L_n - диффузионная длина неосновных носителей. Эти концентрации прямо пропорциональны значению монохроматического светового потока. Поэтому световой поток и фототок связаны между собой линейной зависимостью.

При малых световых потоках $I_{ф}/I_0 < 1$. Разложив функцию (7) в ряд и отбросив члены малого порядка, получим $U_{xx} = \phi_T I_{ф}/I_0$, т.е. напряжение холостого хода в этом случае пропорционально световому потоку. При больших световых потоках $I_{ф}/I_0 \gg 1$. Единицей в соотношении (7) можно пренебречь по сравнению с отношением $I_{ф}/I_0$. Тогда с ростом светового потока напряжение холостого хода увеличивается по логарифмическому закону.

Энергетические диаграммы неосвещенного и освещенного электрического перехода приведены на Рис.3.а, б. Световой поток в разомкнутом p-n переходе смещает уровни Ферми в p- и n- областях на величину qU_{xx} из-за повышения концентрации носителей за счет неравновесных носителей, и потенциальный барьер перехода снижается.

При замыкании освещенного p-n перехода во внешней цепи появляется фототок короткого замыкания:

$$I_{ф} = I_{кз} = qSG(L + L_p + L_n), \quad (8)$$

где S - площадь перехода; G - скорость генерации неравновесных носителей.

Если толщина перехода L значительно меньше диффузионной длины основных носителей L_n или L_p , то фототок $I_{кз} = qGS(L_n + L_p)$. При коротком замыкании перехода (Рис.3.в) генерируемые светом носители создают ток $I_{кз}$ во внешней цепи и не компенсируют заряд ионов около границ переходов, поэтому потенциальные барьеры освещенного и неосвещенного переходов совпадают по значению.

Подключение к освещенному переходу нагрузочного резистора R_n (Рис.3.г) уменьшает ток во внешней цепи, т.е. $I_n < I_{кз}$, значит, не все оптически генерируемые носители могут быть удалены из p- и n- областей этим током. Поэтому в переходе возникает фото ЭДС, значение которой меньше напряжения холостого хода. Фото ЭДС и напряжение на нагрузке должны быть одинаковы и равны $U_n = I_n R_n$, где при $\Phi = \text{const}$ ток во внешней цепи

$$I_n = I_\Phi + I_o - I_{дф}. \quad (9)$$

В новом динамическом равновесии потенциальный барьер перехода снижается на U_n , и через переход протекает ток диффузии $I_{дф} = I_o \exp(U_n / \varphi_T)$. Тогда из условия (9) следует, что $I_\Phi - I_n = I_o [\exp(U_n / \varphi_T) - 1]$, или

$$U_n = \varphi_T \ln[1 + (I_\Phi - I_n) / I_o]. \quad (10)$$

Эта зависимость описывает ВАХ освещенного идеализированного p-n перехода. Семейство ВАХ p-n перехода со световым потоком в качестве параметра показано на Рис.4. С увеличением светового потока ВАХ идеализированного перехода смещается на величину I_Φ , пропорциональную потоку.

Фотоэлектрические приборы с p-n переходом могут работать в фотовентильном (квадрант IV плоскости I, U) и фотодиодном (квадрант III) режимах.

В приборах с фотовентильным режимом работы (фотоэлементах) возникает фото ЭДС и фотоэлемент становится источником электрической энергии. В приборах с фотодиодным режимом работы (фотодиодах) электрический переход смещается внешним напряжением в обратном направлении. Световой поток лишь увеличивает обратный ток перехода на величину фототока.

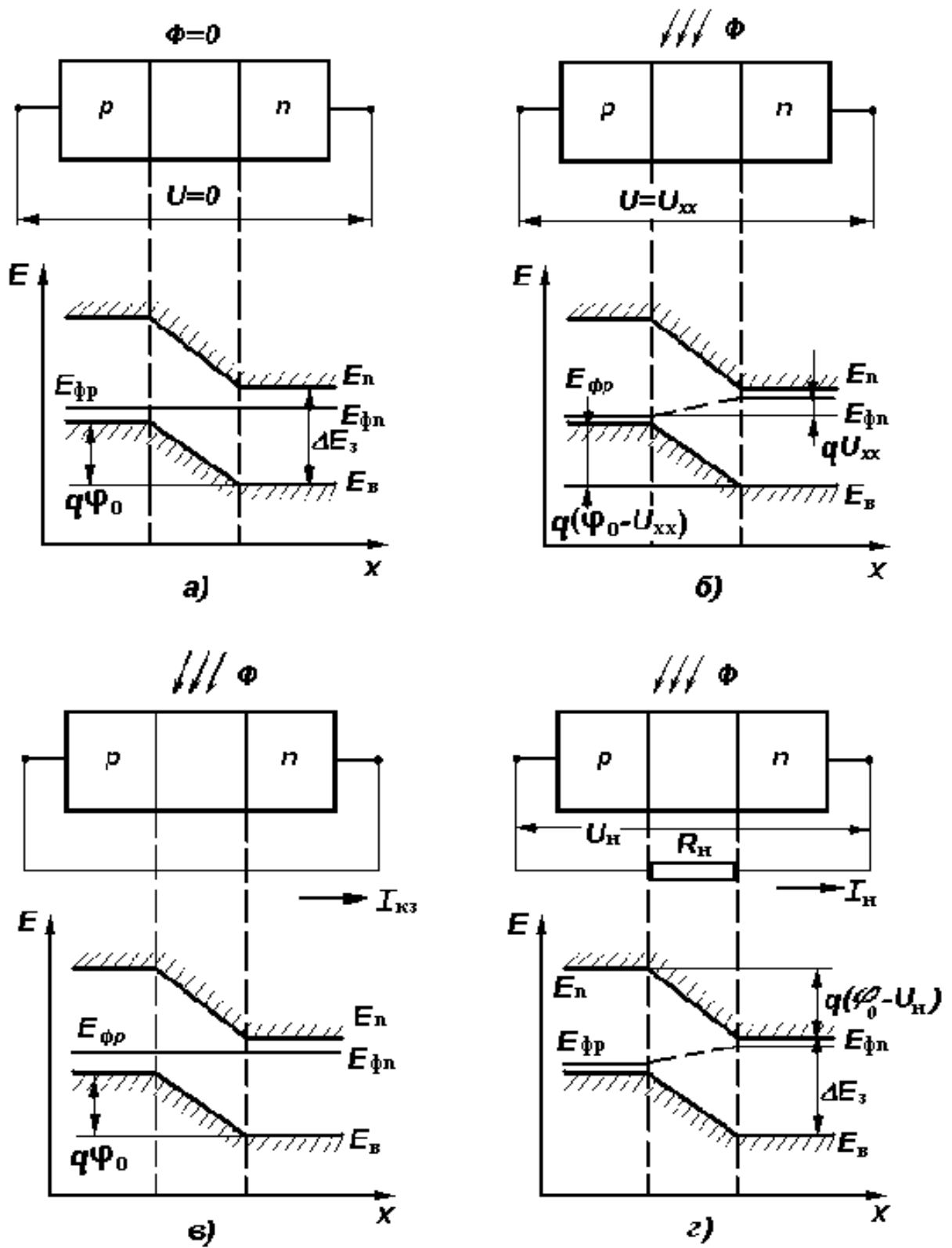


Рис. 3

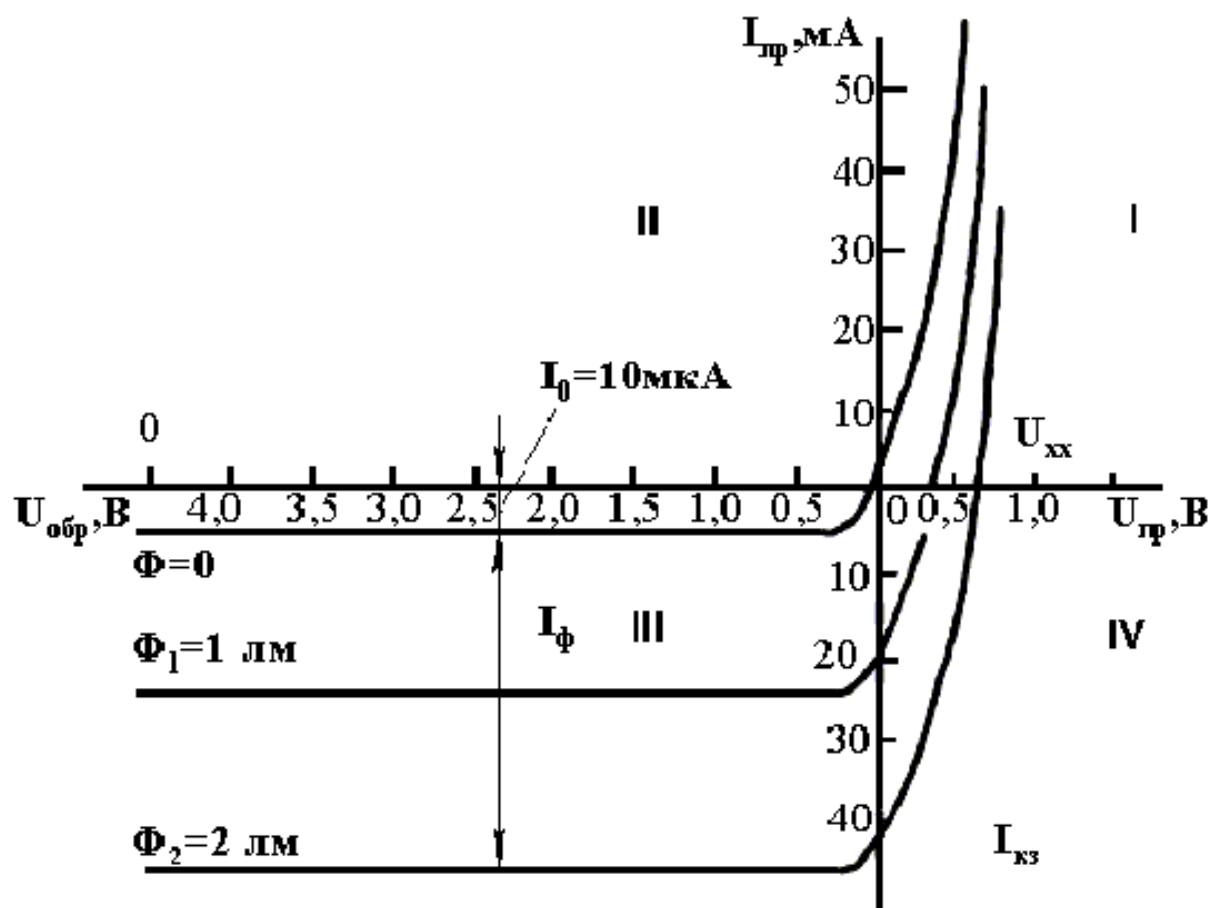


Рис.4