

TELECOMUNICAÇÕES

DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES



TELECOMUNICAÇÕES

DISPOSITIVOS SEMICONDUTORES



SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	04
BOAS VINDAS	05
INFORMAÇÕES INTRODUTÓRIAS	06
Organização curricular	06
Sistema de tutoria	06
Sistema de avaliação	06
VOCÊ E OS ESTUDOS À DISTÂNCIA	07
Organizando os estudos	07
Conhecendo o ambiente virtual de aprendizagem	08
FÍSICA E PROPRIEDADES DE SEMICONDUTORES	09
Elétrons num átomo isolado e num cristal	09
Condutores, isoladores e semicondutores	10
Semicondutores intrínsecos e extrínsecos	11
Equações básicas para dispositivos semicondutores	18
A JUNÇÃO PN	22
A região de depleção	22
Característica corrente-tensão	25
O TRANSISTOR BIPOLAR	30
Configurações do transistor bipolar	30
Característica de corrente do transistor pnp	30
Ganho de corrente	32
Curvas características	34
Modelo Ebers-Moll	34
O CAPACITOR MOS	37
O capacitor MOS ideal	37
Regimes de funcionamento da estrutura MOS	37
O regime de inversão forte	39
A característica de capacitância da estrutura MOS	40
TRANSISTOR MOSFET	42
Característica de corrente do MOSFET	42

APRESENTAÇÃO

A **Escola Técnica Nossa Senhora Aparecida** com o intuito de se tornar referência em ensino técnico no Brasil, lança cursos técnicos em diversos eixos, de forma a atender uma demanda regional e estadual.

Por meio de um trabalho diferenciado o estudante é instigado ao seu autodesenvolvimento, aliando a pesquisa e a prática.

Essa competência e boa formação são os requisitos necessários para quem deseja estar preparado para enfrentar os desafios do mercado profissional. A escolha de um curso que aproxime teoria e prática e permita a realização de experiências contribui de maneira decisiva para a formação de um profissional comprometido com a qualidade e a inovação.

Ciente dessa importância a escola técnica Nossa Senhora Aparecida reuniu profissionais especialistas das áreas fins dos cursos propostos para fornecer cursos técnicos de qualidade para a comunidade da região.

Como escola de desenvolvimento tecnológico, na área de educação, através de um trabalho sério, realizado nos últimos anos no campo da educação básica, fortalece e amplia o seu programa de cursos, instituindo, em Goiás cursos técnicos de educação profissional.

Os cursos da Escola Técnica Nossa Senhora Aparecida são oferecidos na modalidade semipresencial, utilizando-se da plataforma Moodle ou Material Apostilado, mediado por professores formadores/tutores renomados. Além dos momentos presenciais, serão oferecidos no ambiente virtual: fórum de apresentação, fórum de notícias, slide com conteúdos pertinentes ao curso em questão, links de reportagens direcionadas, sistematização da aprendizagem.

BOAS VINDAS

Bem vindo à Escola Técnica Nossa Senhora Aparecida!

Prezado (a) Cursista,

Que bom tê-lo (a) conosco!

Ao ter escolhido estudar na modalidade à distância, por meio de um ambiente virtual de aprendizagem, você optou por uma forma de aprender que requer habilidades e competências específicas por parte dos professores e estudantes. Em nossos cursos à distância, é você quem organiza a forma e o tempo de seus estudos, ou seja, é você o agente da sua aprendizagem. Estudar e aprender a distância exigirá disciplina.

Recomendamos que antes de acessar o espaço virtual de aprendizagem, faça uma leitura cuidadosa de todas as orientações para realização das atividades.

É importante que, ao iniciar o curso, você tenha uma compreensão clara de como será estruturada sua aprendizagem.

Uma orientação importante é que você crie uma conta de e-mail específica para receber informações do curso, seus exercícios corrigidos, comunicados e avisos. É de responsabilidade do estudante verificar também sua caixa de spam-lixo para ter acesso a todas as informações enviadas.

Desejamos um ótimo curso.

INFORMAÇÕES INTRODUTÓRIAS

ORGANIZAÇÃO CURRICULAR

Cada curso possui matriz curricular própria dividida em módulos de ensino semanais. O cronograma e planejamento de cada curso são modulados conforme as disposições dos professores e as atualizações dos conteúdos.

Os cursos têm apostilas de conteúdo para cada componente curricular, elaboradas por profissionais de referência em Goiás.

Os certificados serão emitidos pela Escola Nossa Senhora Aparecida até 90 dias após o término do curso, tendo em vista o trabalho de fechamento das notas e avaliação do curso.

SISTEMA DE TUTORIA

O tutor será o profissional que estará mais próximo de você durante o período do curso, passando todos os comunicados e avisos, cobrando a entrega das atividades.

Conte com o tutor da sua turma para tirar suas dúvidas sejam elas do ambiente virtual, conteúdo do curso ou dúvida e questionamentos sobre os exercícios.

SISTEMA DE AVALIAÇÃO

A avaliação será obtida através da participação e da avaliação do nível de conhecimento que o estudante demonstrar em chats, fóruns e exercícios.

Ao término do curso será informado para os estudantes de forma individualizada sobre sua aprovação e desempenho no curso.

VOCÊ E OS ESTUDOS À DISTÂNCIA

ORGANIZANDO OS ESTUDOS

O estudo por meio de um ambiente virtual de aprendizagem não é mais difícil e nem mais fácil do que num ambiente presencial. É apenas diferente. O estudo à distância exige muita disciplina. As orientações a seguir irão auxiliá-lo a criar hábitos de estudo.

- Elabore um horário semanal, considerando a carga horária do curso. Nesse plano, você deve prever o tempo a ser dedicado:
 - à leitura do conteúdo das aulas, incluindo seus links para leituras complementares, sites externos, glossário e referências bibliográficas;
 - à realização das atividades ao final de cada semana;
 - à participação nos chats;
 - à participação nos fóruns de discussão;
 - ao processo de interação com o professor e/ou com o tutor;
 - ao processo de interação com seus colegas de curso, por mensagem ou por chat.

Uma vez iniciados os seus estudos, faça o possível para manter um ritmo constante, procurando seguir o plano previamente elaborado. Na educação à distância, é você, que deve gerenciar o seu processo de aprendizagem.

Procure manter uma comunicação constante com seu tutor, com o intuito de tirar dúvidas sobre o conteúdo e/ou curso e trocar informações, experiências e outras questões pertinentes.

Explore ao máximo as ferramentas de comunicação disponíveis (mensageiro, fórum de discussão, chat).

É imprescindível sua participação nas atividades presenciais obrigatórias (aulas), elas são parte obrigatória para finalização do curso.

CONHECENDO O AMBIENTE VIRTUAL DE APRENDIZAGEM

No ambiente virtual de aprendizagem também necessitamos de uma organização para que ocorram os processos de ensino, de aprendizagem e principalmente a interação entre professor/tutor e estudantes.

O ambiente virtual de aprendizagem da Escola Nossa Senhora Aparecida é o Moodle.

Em sua sala de aula, você encontrará espaços de comunicação e interação: quadro de notícias, atividades recentes, informações sobre o professor e sobre seus colegas de turma, calendário, recurso para o envio da sistematização ao seu tutor e ferramentas de comunicação.

Sucesso no seu Curso!

FÍSICA E PROPRIEDADES DE SEMICONDUTORES

ELÉTRONS NUM ÁTOMO ISOLADO E NUM CRISTAL

A energia de um elétron livre no espaço (vácuo) corresponde somente a sua energia cinética. Como a velocidade do elétron pode ter qualquer valor entre zero e infinito, não há qualquer condição que restrinja o valor da energia.

A equação de Schroedinger mostra que elétrons cujo movimento é confinado a uma região limitada do espaço só podem ocupar estados de energia discreta, ou seja, têm energia quantizada. A energia do elétron no átomo de hidrogênio também é quantizada. No modelo de Bohr, cada nível discreto de energia corresponde a uma circunferência em volta do núcleo.

No caso do átomo de hidrogênio, a energia é dada por:

$$E_n = \frac{mq^4}{2\hbar^2 (4\pi\epsilon_0)^2 n^2} \quad (1)$$

O nível zero para a energia é definido por um elétron livre no espaço em repouso (velocidade zero).

Substituindo as constantes podemos exprimir a energia em eV,

$$E_n = \frac{-13,6eV}{n^2} \quad (2)$$

A unidade eV corresponde a energia de um elétron com potencial elétrico de 1 Volt. A unidade eV é mais apropriada para o mundo atômico que a unidade convencional da energia, o Joule. A relação entre as unidades é

$$1 \text{ eV} = 1,69\text{E-}19 \text{ J} \quad (3)$$

Num átomo com muitos elétrons, os vários elétrons são distribuídos

nos níveis de menor energia possível, obedecendo ao Princípio de Exclusão de Pauli. Como o elétron é dotado de spin, cada nível de energia comporta dois elétrons com spins opostos.

A pergunta que fazemos agora é então: como são modificados os níveis de energia dos elétrons quando aproximamos um grande número de átomos para fazer um cristal?

O problema quântico é muito mais complicado do que num átomo isolado, pois os elétrons de cada átomo são sujeitos à interação com os átomos vizinhos. Um explicação do que ocorre é a seguinte: Ao trazermos um átomo isolado para próximo de outro, os níveis de energia de cada um são perturbados levemente pela presença do vizinho porque eles não podem manter níveis de energia iguais por causa do Princípio de Pauli. Se aproximarmos um grande número de átomos, teremos um grande número de níveis de energia próximos uns dos outros, formando uma banda de energia quase contínua.

CONDUTORES, ISOLADORES E SEMICONDUTORES

Num cristal com elétrons, o estado fundamental ($T=0K$) é obtido preenchendo os níveis de menor energia de modo a ter somente um elétron em cada estado. Logo, em um cristal a $T=0K$, há várias bandas cheias com elétrons, sendo a última necessariamente cheia por completo ou pela metade. As propriedades de condução do cristal dependem fundamentalmente do fato da última banda estar cheia ou não.

A condução elétrica em bandas de energia pode ser entendida usando uma analogia com água dentro de um tubo fechado dos dois lados: quando o tubo não contém nenhuma água, obviamente não pode ter fluxo de água. Se o tubo está parcialmente cheio, e uma parte do tubo é levantado a água flui para a parte mais baixa. Quando o tubo está completamente cheio, não se observa fluxo de água mesmo quando uma parte do tubo é levantado.

Os isolantes, isto é, materiais que não conduzem corrente elétrica, são cristais que têm a última banda completamente cheia. Não pode ter fluxo de elétrons nesta banda.

Os materiais condutores, também chamados metais, são os que têm a última banda semi-cheia.

Em um cristal isolador, somente na temperatura $T=0K$ a última banda, chamada banda de valência está completamente cheia. Quando a temperatura é maior que zero, elétrons da banda de valência podem ganhar energia suficiente para atingirem a banda seguinte, chamada banda de condução, que estava vazia a $T=0K$. A passagem de elétrons para a banda de condução deixam na banda de valência estados que se comportam como portadores de carga elétrica positiva, chamado lacunas ou buracos.

A condutividade do material depende do número de elétrons que passam para a banda de condução. Este número é tanto maior quanto maior for a temperatura e quanto menor for a energia que separa as duas bandas. Esta energia é representada por E_g , onde o índice g vem da palavra gap, que significa intervalo, em inglês. Os materiais que são isoladores a $T=0K$ mas que têm E_g relativamente pequeno, da ordem de $1eV$ ou menos, à temperatura ambiente têm condutividade e por isso são chamados semicondutores.

SEMICONDUTORES INTRÍNSECOS E EXTRÍNSECOS

Um semicondutor intrínseco é definido pelo fato que a sua condutividade vêm dele próprio. Por exemplo, se falamos de silício intrínseco, as cargas livres capazes de conduzir corrente elétrica vem exclusivamente de átomos de silício. Assim sendo, um semicondutor intrínseco é muito puro e praticamente não contém impurezas.

No semicondutor extrínseco as cargas livres podem vir também de átomos alienígenas, as chamados impurezas. Estas impurezas, sempre em pequena concentração, introduzem seus próprios níveis

de energia dentro do diagrama de faixas de energia do semicondutor. Para que um átomo de impureza possa alterar a concentração de cargas livres, um de seus níveis de energia deve se situar dentro da zona proibida do semicondutor. Existem duas possibilidades para isso.

Semicondutor tipo n

A primeira possibilidade existe na introdução de um novo nível de energia E_D perto do nível E_C . O nível E_D é chamado de nível doador e deve ser repleto de elétrons. A impureza que possui um tal nível se chama impureza doadora.

Se o nível E_D fica perto do nível E_C , é necessário pouca energia para que um elétron passe do nível E_D para o nível E_C . À temperatura normal quase todos os elétrons do nível E_D passam para o nível E_C e a concentração dos elétrons livres aumenta sensivelmente.

Na transparência T1 encontram-se vários elementos que podem servir de impureza doadora para o silício: Lithium, Zinc, Fósforo, Bóron, etc.

Semicondutor tipo p

A segunda possibilidade de criar mais portadores de cargas livres consiste na introdução de um novo nível E_A perto do nível E_V . Isso é possível com impurezas de Bóron, Aluminium, Gallium, Indium, etc. (ver transparência T1).

Para que as impurezas tenham o efeito desejado, o nível E_A deve ser vazio para poder aceitar elétrons. Estas impurezas se chamam aceitadores.

Pela pequena distância entre E_V e E_A , muitos elétrons podem sair da faixa de valência e atingir o nível E_A , aumentando assim a concentração de lacunas (cargas positivas) na banda de valência.

Tanto os elétrons na banda de condução como as lacunas na banda de valência podem se mover - eles estão livres. Em seguida calculamos

os valores de n e p .

Definimos:

n concentração de elétrons livres,

p concentração de lacunas livres.

Para isso, introduzimos a função de distribuição de Fermi-Dirac que descreve a probabilidade que um elétron possa ter um determinado valor de energia E : (ver transparência T3(a))

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} \quad (4)$$

onde

E_F energia de Fermi,

k constante de Boltzmann,

T temperatura absoluta

Ao analisar a função observamos que para valores elevados de energia a probabilidade é muito pequena enquanto a probabilidade para valores baixos de energia passa a se aproximar a 1. A probabilidade que um elétron tenha a energia $E = E_F$ é exatamente 1/2. A temperatura determina a inclinação do gráfico da função no ponto $E = E_F$: para $T = 0$ a função $F(E)$ passa a ser um degrau, sendo que não existe neste caso elétrons com energia maior que E_F .

Além da distribuição de Fermi-Dirac, a concentração de elétrons depende também das faixas de energia do cristal do semiconductor. Dentro da faixa de condução, a densidade dos níveis de energia $N(E)$ varia aproximadamente conforme a função seguinte:

$$N(E) = M_c \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{\sqrt{E - E_C}}{\hbar^3} m_e^{3/2} \quad (5)$$

onde

M_c constante de valor inteira dependente do tipo do cristal

me massa efetiva de um elétron.

Para obter a concentração de elétrons, temos que combinar a probabilidade de um elétron ter uma determinada energia com a densidade de níveis de energia, isto é, a densidade de lugares disponíveis para elétrons. Assim temos a concentração de elétrons em função da energia: (ver transparência T3(a))

$$n(E) = F(E) \cdot N(E) \quad (6)$$

Para obter a concentração de elétrons em toda a banda de condução é necessário calcular o integral:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} F(E) \cdot N(E) dE \quad (7)$$

Quando $E_C - E_F \gg kT$, o integral pode ser aproximado por

$$n = N_C \exp \frac{E_F - E_C}{kT} \quad (8)$$

onde

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} M_C \quad (9)$$

Da mesma maneira é possível determinar a concentração de lacunas:

$$p = N_V \exp \frac{E_V - E_F}{kT} \quad (10)$$

Multiplicando as equações (8) e (10) obtemos

$$np = N_c N_v \exp \frac{-E_g}{kT} \quad (11)$$

Como E_g é uma constante, percebemos que o produto das concentrações de elétrons e lacunas livres à temperatura fixa sempre é uma constante.

O nível de Fermi no semiconductor intrínseco

Num semiconductor intrínseco, um elétron que recebe a energia necessária pode passar da banda de valência para a banda de condução, deixando uma lacuna na banda de valência.

Definimos:

n_i concentração intrínseca de elétrons livres,
 p_i concentração intrínseca de lacunas livres.

Como a criação de um elétron livre sempre resulta também na criação de uma lacuna livre, temos no caso do semiconductor intrínseco:

$$n_i = p_i \quad (12)$$

Usando equação (11) chegamos a uma relação muito importante para as concentrações de cargas livres:

$$np = n_i^2 \quad (13)$$

Usando novamente (11) consegue-se calcular n_i :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp \frac{-E_g}{kT} \quad (14)$$

A concentração intrínseca cresce com aumento da temperatura.

O valor de n_i para silício a temperatura normal é de $1,45 \times 10^{10}/\text{cm}^3$. Este valor é extremamente pequeno se comparado a concentração de átomos no cristal de silício: $5 \times 10^{22}/\text{cm}^3$.

A energia de Fermi associado a concentração intrínseca é obtido a partir das equações (8), (10), e (12)

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (15)$$

Como N_C e N_V têm valores próximos e $kT \ll |E_C + E_V|$ podemos aproximar

$$E_i \approx \frac{E_C + E_V}{2} \quad (16)$$

Isto significa que a energia de Fermi de um semiconductor intrínseco é situada no centro da banda proibida.

O nível de Fermi no semiconductor tipo n

Quando impurezas são introduzidas no semiconductor, o nível de Fermi deve se adaptar para preservar a neutralidade de carga. No caso representado na transparência T3(b), impurezas na concentração N_D são introduzidos no semiconductor. Também no caso do semiconductor extrínseco, o produto np é ainda dado pela equação (13). Para temperaturas normais, quase todos os átomos doadores e aceitadores são ionizados e a equação de neutralidade de cargas pode ser aproximada como:

$$n + N_A = p + N_D \quad (17)$$

Equações (13) e (17) podem ser combinadas para obter a concentração

de lacunas e elétrons num semiconductor tipo n:

$$n_{n0} = \frac{1}{2} \left((N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right) \approx N_D \quad (18)$$

se $|N_D - N_A| \gg n_i$ e $N_D \gg N_A$.

Assim, o nível de Fermi é dado por

$$E_F = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_D} = kT \ln \frac{n_{n0}}{n_i} + E_i \quad (19)$$

O nível de Fermi no semiconductor extrínseco

De forma geral, as concentrações de cargas livres, elétrons e lacunas, num semiconductor tipo n ou tipo p, podem ser obtidas através do mesmo nível de Fermi:

$$n = n_i \exp \frac{E_F - E_i}{kT} \quad (20)$$

$$p = n_i \exp \frac{E_i - E_F}{kT} \quad (21)$$

Num semiconductor tipo n, o nível de Fermi é acima do nível intrínseco e num semiconductor tipo p o nível de Fermi é abaixo do nível intrínseco.

Neste capítulo vimos as relações que existem dentro de um semiconductor entre as concentrações de cargas livres e os níveis de energia. Para poder entender o funcionamento de dispositivos semicondutores, precisamos também das equações básicas que relacionam distribuição de carga, campo, potencial e corrente elétrica.

EQUAÇÕES BÁSICAS PARA DISPOSITIVOS SEMICONDUTORES

As equações básicas para dispositivos semicondutores descrevem o comportamento estático e dinâmico de portadores de carga nos semicondutores sob a influência de campos externos que provocam uma alteração partindo da condição de equilíbrio. As equações básicas podem ser classificadas em três grupos: equações de Maxwell, equações de densidade de corrente, e equações de continuidade.

Equações de Maxwell para materiais homogêneos

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (22)$$

$$\nabla \times H = -\frac{\partial D}{\partial t} + J_{cond} = J_{tot} \quad (23)$$

$$\nabla \cdot D = \rho(x, y, z) \quad (24)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (25)$$

$$B = \mu_0 H \quad (26)$$

$$D(r, t) = \int_{-\infty}^t \epsilon_s(t - t') E(r, t) dt' \quad (27)$$

A equação (27) fica reduzida a $D = \epsilon E$ para frequências abaixo da ordem dos 10¹² Hz. E e D são o campo elétrico e a indução elétrica; H e B são o campo magnético e a indução magnética; ϵ e μ são a permissividade e a permeabilidade; $\rho(x, y, z)$ é a densidade de carga e J é a densidade de corrente. Entre as seis equações acima, a mais importante para o tema desta disciplina é a equação de Poisson (24).

Equações de densidade de corrente

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \nabla n \quad (28)$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \nabla p \quad (29)$$

$$J_{cond} = J_n + J_p \quad (30)$$

J_n é a densidade de corrente de elétrons e J_p é a densidade de corrente de lacunas. Estas componentes são formados pelo componente devido ao campo elétrico e pelo componente devido ao gradiente de concentração, respectivamente. A condutividade é dada através das mobilidades μ_n de elétrons e μ_p de lacunas. A mobilidade de elétrons é sempre maior que a mobilidade de lacunas. As constantes de difusão D_n e D_p são dadas pela relação de Einstein $D = \mu kT/q$.

Para o caso uni-dimensional, equações (28) e (29) reduzem-se para:

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (31)$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = q\mu_p \left(pE - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (32)$$

Estas equações são válidas para campos elétricos fracos. Para fortes campos, os termos $\mu_n E$ e $\mu_p E$ devem ser substituídos pela velocidade de saturação v_s .

Inserindo equação (20) em equação (31) obtemos uma propriedade muito importante da condição de equilíbrio, isto é, quando o fluxo de corrente é nulo. Calculamos primeiro o gradiente de concentração a partir de (20),

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n}{kT} \left(\frac{\partial E_F}{\partial x} - \frac{\partial E_i}{\partial x} \right) \quad (33)$$

O campo elétrico é dado por

$$E(x) = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{1}{q} \frac{\partial E_i}{\partial x} \quad (34)$$

inserindo (33) e (34) em (31),

$$J_n = \mu_n \left(n \frac{\partial E_i}{\partial x} + n \frac{\partial E_F}{\partial x} - n \frac{\partial E_i}{\partial x} \right) \quad (35)$$

No equilíbrio a corrente é nula, então o gradiente do nível de Fermi também deve ser nulo, ou seja, o nível de Fermi é constante.

$$J_n = \mu_n \frac{\partial E_F}{\partial x} = 0 \quad (36)$$

Equações de continuidade

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n \quad (37)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p \quad (38)$$

onde G_n e G_p são a taxa de geração de elétrons e lacunas causadas por influência externa como excitação ótica com fótons de alta energia ou ionização por impacto com campo elétrico muito forte. A taxa de recombinação de elétrons num semiconductor p é U_n e pode ser aproximado pela expressão $(n_p - n_{po})/\tau_n$, onde n_p é a densidade de

portadores minoritários, n_{p0} a densidade de portadores minoritários em equilíbrio e τ_n a duração de vida dos elétrons. Uma expressão similar vale para lacunas.

Para o caso uni-dimensional, equações (37) e (38) são reduzidas para:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (39)$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (40)$$

A JUNÇÃO PN

A junção pn é de grande importância tanto em aplicações de eletrônica como na compreensão de outros dispositivos semicondutores. A teoria básica das junções pn foi estabelecida por William Shockley.

A REGIÃO DE DEPLEÇÃO

Na junção real, a variação da concentração de impurezas na fronteira é gradual. Entretanto, para simplificar o problema, vamos supor que a junção é abrupta, isto é, a diferença das concentrações, $N_D - N_A$, varia bruscamente de um valor constante e negativo em $x < 0$ (região p) para um valor constante e positivo em $x > 0$ (região n).

Por causa do excesso de elétrons livres do lado da região n, existe uma tendência destes elétrons passar para o lado da região p onde tem muito pouco elétrons livres. Este efeito cria uma zona de carga positiva do lado da região n e uma zona de carga negativa do lado da região p. Estas cargas opostas criam um campo elétrico que tende dificultar a passagem de elétrons. Assim um equilíbrio se cria na zona de junção. O campo elétrico se mantém através de um potencial elétrico que se reflete no diagrama de bandas de energia.

Nos já sabemos que no caso de equilíbrio o nível de Fermi no diagrama de bandas de energia é constante. Para manter o nível de Fermi constante através da junção, as energias de valência e de condução devem se curvar. Esta curvatura corresponde precisamente a curva do potencial elétrico causada pelo campo elétrico mencionado acima, ver transparência T4.

Para poder calcular a concentração de carga, o campo elétrico e o potencial simplificamos o problema supondo que numa determinada zona ou todos os átomos de impureza são ionizados ou nenhum é ionizado. Esta aproximação se chama depleção completa.

Assim temos:

$$\rho(x) = \begin{cases} -q N_A ; -x_p < x < 0 \\ q N_D ; 0 \leq x < x_n \\ 0 ; \text{outros } x \end{cases} \quad (41)$$

A zona entre $-x_p < x < x_n$ não contém cargas livres. Por isso ela se chama zona de depleção.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (42)$$

$$E(x) = \begin{cases} -q \frac{N_A}{\epsilon_s} (x + x_p) ; -x_p < x < 0 \\ -E_m + q \frac{N_D}{\epsilon_s} x ; 0 \leq x < x_n \end{cases} \quad (43)$$

onde $E_m = -q \frac{N_D}{\epsilon_s} x_n = q \frac{N_A}{\epsilon_s} x_p$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -E(x) \quad (44)$$

$$V(x) = \begin{cases} \frac{q N_A}{2 \epsilon_s} (x + x_p)^2 ; -x_p < x < 0 \\ V_{bi} - \frac{q N_D}{2 \epsilon_s} (x - x_n)^2 ; 0 \leq x < x_n \end{cases} \quad (45)$$

onde

$$V_{bi} = \frac{q}{2 \epsilon_s} (N_A x_p^2 + N_D x_n^2) \quad (46)$$

O potencial V_{bi} pode ser determinado também a partir do diagrama de bandas de energia,

$$V_{bi} = (E_i - E_F) \Big|_{x < -x_p} + (E_i - E_F) \Big|_{x > x_n} \quad (47)$$

ou

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (48)$$

Comparando as equações (46) e (48) obtemos a largura W da zona de depleção:

$$W = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} V_{bi}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s kT}{q^2} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}} \quad (49)$$

A zona de depleção não contém cargas livres e então não conduz a corrente elétrica. Ela atua como um isolador entre dois condutores, formando um capacitor cuja capacitância por área pode ser calculada a partir de W :

$$C' = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (50)$$

Quando se aplica uma tensão externa ao dispositivo, ela se subtrai do potencial interno V_{bi} . Assim a largura da zona de depleção e a capacitância são modificadas:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_{bi} \pm V)} \quad (51)$$

$$C' = \left(\frac{2}{q\epsilon_s} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right)^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{V_{bi} \pm V}} \quad (52)$$

Quando o valor de V se aproxima ao valor de V_{bi} , a zona de depleção tende a desaparecer e a condição de equilíbrio não existe mais, ou seja, deve surgir uma corrente elétrica.

CARACTERÍSTICA CORRENTE-TENSÃO

Usaremos as seguintes simplificações para obter a característica de corrente:

- a aproximação de depleção completa
A queda de potencial ocorre numa zona de cargas espaciais bem definidas, fora desta zona o potencial é constante.
- a aproximação de Boltzmann
As diferenças de concentrações de cargas livres tem relação exponencial com a diferença de níveis de energia correspondente.
- a suposição de injeção fraca
As concentrações de cargas minoritárias induzidas ficam sempre abaixo das concentrações de cargas majoritárias.
- na zona de cargas espaciais não existe geração de corrente
As corrente de elétrons e lacunas atravessam inalteradas a zona de cargas espaciais fixas.

Fora do equilíbrio, a equação $np=n_i^2$ não é válida. O único nível de Fermi que era válido para elétrons e lacunas se separa em dois: um nível E_{Fn} para elétrons e um nível E_{Fp} para lacunas. Assim as concentrações são dadas por:

$$n = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT} \quad (53)$$

$$p = n_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT} \quad (54)$$

Definimos: $\Psi = -\frac{E_i}{q}$, $\Phi_n = -\frac{E_{Fn}}{q}$, e $\Phi_p = -\frac{E_{Fp}}{q}$ (ver transparência T5) para escrever

$$n = n_i \exp \frac{q(\Psi - \Phi_n)}{kT} \quad (55)$$

$$p = n_i \exp \frac{q(\Phi_p - \Psi)}{kT} \quad (56)$$

O produto pn passa a ser:

$$pn = n_i^2 \exp \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT} \quad (57)$$

ou:

$$pn = n_i^2 \exp \frac{q(\Phi_p - \Phi_n)}{kT} \quad (58)$$

Para polarização direta temos $E_{Fp} - E_{Fn} > 0$ e $pn > n_i^2$ e para polarização reversa $E_{Fp} - E_{Fn} < 0$ e $pn < n_i^2$.

Agora calculamos as concentrações minoritárias, isto é, das lacunas do lado n e dos elétrons do lado p . Teremos de resolver a equação de continuidade,

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (59)$$

Para o lado p , sem campo elétrico, ela se apresenta como:

$$0 = -\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (60)$$

Precisamos de duas condições de contorno para resolver esta equação. A primeira condição de contorno é:

$$n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0} \quad (61)$$

A segunda condição de contorno podemos calcular no ponto $x = -x_p$. Para isso precisamos conhecer os potenciais Φ_p e Φ_n na junção. Lembramos a equação (26):

$$J_n = q\mu_n \left(nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad ((26))$$

calculamos a derivada da concentração de elétrons a partir da equação (55)

$$\frac{\partial n}{\partial x} = n_i \exp \frac{q(\Psi - \Phi_n)}{kT} \cdot \frac{q}{kT} \frac{\partial(\Psi - \Phi_n)}{\partial x} = \frac{qn}{kT} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) \quad (62)$$

e substituímos o campo elétrico pelo gradiente do potencial obtendo

$$J_n = -q\mu_n n \frac{\partial \Psi}{\partial x} + q\mu_n \frac{kT}{q} \left(\frac{qn}{kT} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) \right) \quad (63)$$

$$J_n = -q\mu_n n \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \quad (64)$$

Supomos que a densidade de corrente não varia dentro da junção, mas sabemos que a concentração de elétrons varia de várias ordens de grandeza. Isso somente é possível se o gradiente do potencial Φ_p aproxima-se de zero na mesma proporção que n aumenta. Isso significa que Φ_p é praticamente constante. Para Φ_n vale o mesmo raciocínio. Em consequência podemos escrever que

$$V = \Phi_p - \Phi_n \quad (65)$$

e aplicar equação (13). Agora é possível determinar para $x = -x_p$

$$n_p p_p = n_i^2 \exp \frac{V}{kT} \quad (66)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp \frac{V}{kT} \quad (67)$$

Com $p_p(x = -x_p) \approx p_{p0}$ e $n_{p0} p_{p0} = n_i^2$,

$$n_p(x = -x_p) = n_{p0} \exp \frac{qV}{kT} \quad (68)$$

Assim a solução de equação (60) é dada por:

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \exp \frac{x + x_p}{L_n} \quad (69)$$

onde $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

Supondo ausência de campo elétrico para $x \leq -x_p$, a corrente de elétrons é obtida a partir da equação (31).

$$J_n = q D_n \frac{\partial n_p}{\partial x} \Big|_{x=-x_p} = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (70)$$

Similarmente obtemos a corrente de lacunas para $x = x_n$:

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \Big|_{x=x_n} = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (71)$$

onde $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$.

De acordo com a suposição inicial numero 4), $J_n(x=x_n) = J_n(x=-x_p)$. Assim é permitido adicionar as equações (71) e (70) para obter a corrente completa atravessando o diodo:

$$J = J_n + J_p = J_s \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (72)$$

com $J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}$

A equação (72) é a famosa equação de Schockley que representa a característica de um diodo ideal.

O TRANSISTOR BIPOLAR

A invenção do transistor bipolar no ano 1947 por uma equipe dos Bell Laboratories representa um dos maiores avanços na eletrônica porque era o primeiro dispositivo semicondutor ativo que substituiu a válvula triodo.

CONFIGURAÇÕES DO TRANSISTOR BIPOLAR

O transistor bipolar é composto de três camadas de tipos de dopagem opostas. Assim existem dois tipos de transistores bipolares: tipo npn e tipo pnp. Cada camada é equipada de um contato, chamados emissor, base, e coletor.

Com estes três contatos, o transistor pode ser usado dentro de um circuito elétrico em três configurações: base comum, emissor comum e coletor comum (ver transparência T7). Pela maior facilidade, usaremos a configuração de base comum para derivar as características do transistor bipolar.

CARACTERÍSTICA DE CORRENTE DO TRANSISTOR PNP

Para calcular as correntes no transistor aplicamos a equação de continuidade na região de emissor, base, e coletor, da mesma maneira como no caso da junção pn simples:

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x) - n_E}{D_E \tau_E} = 0; x < -x_E \quad (73)$$

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p(x) - p_B}{D_B \tau_B} = 0; 0 < x < W \quad (74)$$

$$\frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{n(x) - n_C}{D_C \tau_C} = 0; x > x_C \quad (75)$$

As 6 condições de borda para resolver o sistema de três equações diferenciais são:

$$n(x \rightarrow -\infty) = n_E \quad (76)$$

$$n(-x_E) - n_E = n_E \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) \quad (77)$$

$$p(0) - p_B = p_B \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) \quad (78)$$

$$p(W) - p_B = p_B \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (79)$$

$$n(x_C) - n_C = n_C \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (80)$$

$$n(x \rightarrow \infty) = n_C \quad (81)$$

Pelo mesmo caminho usado para o cálculo da corrente do diodo, a solução das equações de continuidade nos levam as correntes de emissor e coletor:

$$p(x) - p_B = \left(\frac{p(W) - p_B - (p(0) - p_B)e^{-W/L_B}}{2 \sinh(W/L_B)} \right) e^{x/L_B} - \left(\frac{p(W) - p_B - (p(0) - p_B)e^{W/L_B}}{2 \sinh(W/L_B)} \right) e^{-x/L_B} \quad (82)$$

para $0 < x < W$

$$n(x) = \begin{cases} n_E + (n(-x_E) - n_E) \exp \frac{x + x_E}{L_E}; & x < -x_E \\ n_C + (n(x_C) - n_C) \exp \frac{x_C - x}{L_C}; & x_C < x \end{cases} \quad (83)$$

com $L_B = \sqrt{D_B \tau_B}$ $L_C = \sqrt{D_C \tau_C}$ $L_E = \sqrt{D_E \tau_E}$

$$J_E = J_p|_{x=0} + J_n|_{x=-x_E} = -qD_B \frac{\partial p(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} - qD_E \frac{\partial n(x)}{\partial x} \Big|_{x=-x_E} \quad (84)$$

$$J_E = \left(q \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\tanh(W/L_B)} + q \frac{D_E n_E}{L_E} \right) \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) - q \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\sinh(W/L_B)} \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (85)$$

$$J_C = J_p|_{x=W} + J_n|_{x=x_C} = -qD_B \frac{\partial p(x)}{\partial x} \Big|_{x=W} - qD_C \frac{\partial n(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_C} \quad (86)$$

$$J_C = \left(q \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\sinh(W/L_B)} + q \frac{D_C n_C}{L_C} \right) \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) - q \frac{D_B p_B}{L_B} \frac{1}{\tanh(W/L_B)} \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (87)$$

A diferença entre estas duas correntes aparece como a corrente de base:

$$I_B = AJ_E - AJ_C \quad (88)$$

onde A é a área da junção.

Ao examinar as equações (82) e (83) percebemos que cada uma delas é composto de dois termos semelhantes a equação de Shockley, um termo com a polarização VBE e o outro com a polarização VBC. Aqui percebemos o efeito próprio ao transistor: a corrente de uma junção pn depende também da polarização na outra junção. Porém, isso só ocorre quando o quociente W/L_B tem um valor pequeno, isto é, quando a largura da região de base W é pequeno.

GANHO DE CORRENTE

Quando um transistor pnp é polarizado no regime ativo, a corrente de emissor consiste de duas componentes, a componente de lacunas $I_{pE} = AJ_p(x=0)$ vindo para base e a componente de elétrons $I_{nE} = AJ_n(x=x_E)$ saindo da base no emissor. A corrente de coletor também consiste de dois componentes, $I_{pC} = AJ_p(x=W)$ e $I_{nC} = AJ_n(x=x_C)$. Estas correntes

aparecem nas equações (82) e (83).

O ganho de corrente para a configuração base comum, α_o , também chamado h_{FB} , é definido como

$$\alpha_o \equiv h_{FB} \equiv \frac{\partial I_C}{\partial I_E} \quad (89)$$

$$\alpha_o = \frac{\partial I_{pE}}{\partial I_E} \cdot \frac{\partial I_{pC}}{\partial I_{pE}} \cdot \frac{\partial I_C}{\partial I_{pC}} = \gamma \cdot \alpha_T \cdot M \quad (90)$$

O primeiro destes termos, é chamado de eficiência do emissor γ , α_T é chamado de fator de transporte da base, e M é o fator de multiplicação.

Abaixo da tensão de avalanche temos $M=1$.

O fator de transporte pode ser aproximado

$$\alpha_T = \frac{\partial J_p(x=W)}{\partial J_p(x=0)} = \frac{1}{\cosh(W/L_B)} \quad (91)$$

Para $W < L_B/10$, $0.995 < \alpha_T < 1$, ou seja, $\alpha_o \approx \gamma$,

$$\gamma = \frac{\partial J_p(x=W)}{\partial J_E} = \left(1 + \frac{n_E}{p_B} \frac{D_E}{D_B} \frac{L_B}{L_E} \right)^{-1} \quad (92)$$

O ganho de corrente na configuração de emissor comum é definido como:

$$\beta_o \equiv h_{FE} \equiv \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \quad (93)$$

Nota que α_o e β_o são ligados por

$$\beta_o = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o} \quad (94)$$

então,

$$h_{FE} \approx \frac{\gamma}{1 - \gamma} = \frac{p_B}{n_E} \frac{D_B}{D_E} \frac{L_E}{L_B} \frac{1}{\tanh(W/L_B)} \approx \frac{p_B}{n_E} \cdot \frac{1}{W} \approx \frac{N_E}{N_B} \cdot \frac{1}{W} \quad (95)$$

Assim podemos ver que um bom transistor com alto fator de amplificação deve ter W pequeno e dopagem forte no emissor.

CURVAS CARACTERÍSTICAS

Transparência T8 mostra as características de saída para a configuração base comum e T10 a configuração emissor comum. Para a configuração base comum, a corrente de coletor é praticamente igual a corrente de emissor ($\alpha_o \sim 1$) é independente de V_{CB} . Na configuração emissor comum, transparência T10, percebemos que o ganho de corrente é muito grande e que a corrente aumenta com V_{CE} . A saturação pouco expressiva em configuração emissor comum é devido a uma diminuição da largura efetiva de base e um aumento de β_o com V_{CE} e se chama de efeito Early. A tensão V_A onde se encontram as tangentes das curvas é chamada de tensão de Early.

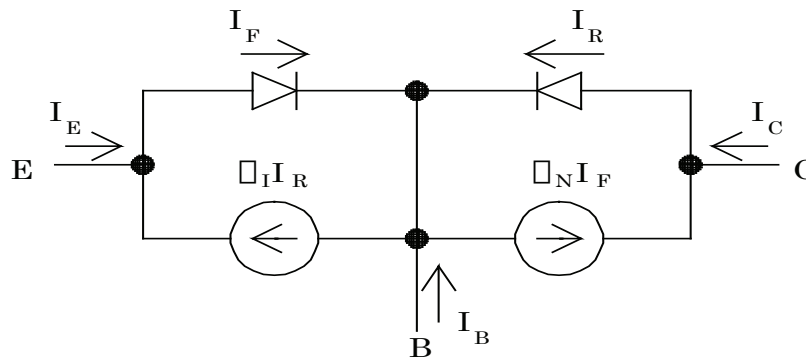
MODELO EBERS-MOLL

O objetivo de um modelo é de descrever certos aspectos do comportamento de um objeto real, dentro de um determinado domínio de aplicação. O modelo pode ser usado para prever o comportamento de um objeto existente ou de um objeto ainda a ser confeccionado. O uso de um modelo ou de um conjunto de modelos para este fim se

chama simulação.

Existe sempre um compromisso entre a complexidade de um modelo, os aspectos do comportamento considerados, o domínio de aplicação, e a precisão dos resultados obtidos.

O modelo Ebers-Moll é um modelo bastante simples. Seu esquema está apresentado na figura abaixo.



Ele é composto de dois diodos ideais e duas fontes de corrente dependentes. As equações para I_C e I_E podem ser obtidas a partir do esquema:

$$I_E = I_F - \alpha_I I_R \quad (96)$$

$$I_C = I_R - \alpha_N I_F \quad (97)$$

$$I_F = I_{F0} \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) \quad (98)$$

$$I_R = I_{R0} \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (99)$$

$$I_E = I_{F0} \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) - \alpha_I I_{R0} \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (100)$$

$$I_C = -\alpha_N I_{F0} \left(\exp \frac{qV_{EB}}{kT} - 1 \right) + I_{R0} \left(\exp \frac{qV_{CB}}{kT} - 1 \right) \quad (101)$$

Quatro parâmetros são necessários para o modelo Ebers-Moll de um transistor: I_{R0} , I_{F0} , α_N , e α_I .

Ao modelo básico podem-se acrescentar resistências e capacitâncias para tornar ele mais preciso.

O CAPACITOR MOS

O estudo da estrutura metal-óxido-semicondutor é muito útil para entender efeitos na superfície de semicondutores e indispensável para entender o funcionamento do transistor MOSFET.

O CAPACITOR MOS IDEAL

A transparência T11 mostra a estrutura MOS com espessura de óxido t_{ox} , o semicondutor aterrado e a tensão V aplicada ao metal. A transparência T13 mostra o diagrama de bandas de energia para $V=0$ e para semicondutor tipo p. Neste capítulo trabalharemos com semicondutor tipo p. O comportamento de um capacitor com semicondutor tipo n é equivalente para polarização V invertida.

No caso da estrutura MOS ideal, as bandas de energia estão planas para polarização $V=0$. Para isso, o nível de Fermi do semicondutor deve estar igual ao nível de Fermi do metal, ou seja, as funções de trabalho do metal e do semicondutor devem ser iguais. Esta condição pode ser alcançada pela escolha do metal e por uma dopagem adequada do semicondutor, de forma que

$$N_A = n_i \exp \frac{q\Phi_m - q\chi - E_g/2}{kT} \quad (102)$$

Além desta condição, supomos que o isolador é perfeito e não contém carga armazenada. Assim não pode ter fluxo de corrente através do dispositivo e o nível de Fermi no semicondutor é sempre constante.

REGIMES DE FUNCIONAMENTO DA ESTRUTURA MOS

Quando uma polarização positiva ou negativa é aplicada, existem

basicamente três regimes de funcionamento.

Para $V < 0$, o limite superior da banda de valência curva-se para cima e aproxima-se do nível de Fermi, acumulando cargas positivas perto da interface semiconductor/óxido. Este regime se chama regime de acumulação (transparência T12).

Para $V > 0$ e V pequeno, o limite inferior da banda de condução se aproxima do nível de Fermi. A carga negativa correspondente provém em primeiro lugar de átomos de impureza (tipo p) que acolhem facilmente os elétrons. Esta situação é similar ao do diodo bipolar em polarização reversa e se chama regime de depleção (transparência T15). Como a concentração de átomos de impurezas é constante, a concentração de carga também é constante.

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_A; 0 < x < W \\ 0; \text{outros } x \end{cases} \quad (103)$$

A equação de Poisson leva facilmente ao potencial em função de x :

$$\Psi = \Psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (104)$$

onde $\Psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s}$

Para uma maior polarização $V > 0$, as bandas de condução e valência estão ainda mais curvados, de forma que o nível de Fermi E_F na interface semiconductor/isolante ($x=0$) passa por cima do nível intrínseco E_i . Quando isso ocorre, a concentração dos elétrons, minoritárias num semiconductor tipo p, passa a ser maior que a concentração de lacunas. O semiconductor está invertido e o regime de funcionamento se chama inversão (transparência T14). Este é um caso muito interessante no qual o semiconductor tipo p passa a comportar-se como um semiconductor tipo n por ação de uma tensão aplicada e não por causa de uma dopagem.

Com relação ao potencial Ψ_s , os regimes de funcionamento podem ser definidos da seguinte maneira, ver transparência T17:

$\Psi_s < 0$ acumulação de lacunas

$\Psi_s = 0$ bandas planas

$\Psi_B > \Psi_s > 0$ depleção de lacunas

$\Psi_s = \Psi_B$ concentração intrínseca

$\Psi_s > \Psi_B$ inversão

O REGIME DE INVERSÃO FORTE

Ao aumentar ainda mais a polarização $V > 0$, chegamos a atingir $\Psi_s = 2\Psi_B$. A partir daí, um aumento ainda maior de V muda muito pouco o valor de Ψ_s porque a quantidade de carga necessária para aumentar Ψ_s cresce exponencialmente. Simplificando, supomos que Ψ_s não pode ultrapassar $2\Psi_B$ e chamamos o regime onde $\Psi_s = 2\Psi_B$ de inversão forte.

Usando equação (104) podemos determinar a penetração máxima da zona de depleção:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_A} 2\Psi_B} \quad (105)$$

Numa estrutura MOS ideal, a polarização aplicada será dividida entre o óxido e o semiconductor.

$$V = V_i + \Psi_s = V_i + 2\Psi_B \quad (106)$$

onde V_i é a diferença de potencial no óxido dada por

$$V_i = \frac{t_{ox}}{\varepsilon_{ox}} Q_s \quad (107)$$

Como no início da inversão forte $Q_s = qN_A W_m$ da equação (105), obtemos a tensão de limiar V_T necessária para entrar no regime de inversão forte.

$$V_T = \frac{t_{ox}}{\epsilon_{ox}} Q_s + 2\Psi_B \quad (108)$$

$$V_T = 2\Psi_B + \frac{t_{ox}}{\epsilon_{ox}} \sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\Psi_B)} \quad (109)$$

A CARACTERÍSTICA DE CAPACITÂNCIA DA ESTRUTURA MOS

Podemos ver a estrutura MOS como uma conexão em série da capacitância do óxido C_{ox} e da capacitância da zona de depleção no semicondutor C_D .

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D}} \quad (110)$$

Para uma espessura constante do óxido t_{ox} , a capacitância por área C_{ox} é constante. A capacitância por área C_D é dada por

$$C_D = \frac{\partial Q_s}{\partial \Psi_s} \quad (111)$$

e depende da polarização V . A característica capacitância-tensão da estrutura MOS é mostrada na curva (a) da transparência T16. Explicamos a curva (a) da esquerda para direita, temos o regime de acumulação onde a capacitância total é perto da capacitância do óxido. Quando a zona de depleção começa se formar, a capacitância total diminui, passa por um mínimo e volta crescer quando as cargas de inversão são formadas. Nota que o aumento de capacitância depende da facilidade dos elétrons de acompanhar o sinal AC aplicado. Isso acontece somente para baixas frequências (<100 Hz) para quais a

geração/recombinação de elétrons ocorre suficientemente rápido. Para frequências mais altas, a capacitância permanece baixa, curva (b).

TRANSISTOR MOSFET

O transistor MOSFET é o dispositivo da maior importância tecnológica por sua facilidade de integração em circuitos pequenos e altamente complexos.

A estrutura básica do transistor metal-óxido-semicondutor a efeito de campo (field effect transistor) é ilustrado nas transparências T18 e T19. Ele é formado de duas regiões tipo n difundidas num substrato tipo p, sendo uma para fonte (F ou S) e outra para dreno (D). A fonte e o dreno são ligados ao circuito através de contatos de alumínio. O canal de condução entre fonte e dreno é induzido no substrato por uma tensão aplicada à porta (P ou G) através do fenômeno de inversão explicado no capítulo precedente. O substrato (B) é ligado a um potencial de referência ($V=0$ para substrato tipo p).

CARACTERÍSTICA DE CORRENTE DO MOSFET

Se uma tensão for aplicada entre dreno e fonte, em qualquer sentido, uma das duas junções pn estará polarizada reversamente. Se não houver tensão na porta, a corrente entre fonte e dreno será desprezível. Quando uma tensão suficientemente grande é aplicada, uma zona de inversão é induzida no semicondutor. Ao atingir a inversão forte ($V_G > V_T$), esta zona proporciona um canal de condução entre fonte e dreno, resultando numa corrente que varia com a amplitude da tensão da porta.

Quando examinávamos o fenômeno de inversão na estrutura MOS considerávamos a condição de equilíbrio (E_F constante e único) porque não havia fluxo de corrente elétrica. No canal do transistor MOSFET temos corrente elétrica e desequilíbrio, isto é, $E_{Fn} \neq E_{Fp}$. A diferença entre E_{Fn} e E_{Fp} corresponde a tensão aplicada entre dreno e fonte. Desta forma, a zona de depleção e a carga de depleção no regime de inversão forte aumentam para

$$W_m = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} (2|\Psi_B| + V(y))} \quad (112)$$

$$Q_B = -qN_A W_m = -\sqrt{2\epsilon_s qN_A (V(y) + 2\Psi_B)} \quad (113)$$

onde $V(y)$ varia de V_s para $y=0$ até V_D para $y=L$. A carga total no semicondutor passa a ser

$$Q_S = (-V_G + 2\Psi_B + V(y)) \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad (114)$$

e a carga livre disponível para conduzir corrente é então,

$$Q_n = Q_S - Q_B \quad (115)$$

Assim temos a resistência numa faixa dy ,

$$dR = \frac{1}{W\mu_n |Q_n(y)|} dy \quad (116)$$

A corrente I_D é igual para $0 < y < L$,

$$I_D = \frac{dV}{dR} = W\mu_n |Q_n(y)| \frac{dV}{dy} \quad (117)$$

Integrando dos dois lados temos,

$$\int_0^L I_D dy = \int_0^{V_D} W\mu_n |Q_n(y)| dV \quad (118)$$

que nos leva a corrente I_D :

$$I_D = \frac{W}{L} \mu_n \left(\frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \left(V_G - 2\Psi_B - \frac{V_D}{2} \right) V_D - \frac{2}{3} \sqrt{2\epsilon_s q N_A} \left((V_D + 2\Psi_B)^{3/2} - (2\Psi_B)^{3/2} \right) \right) \quad (119)$$

Para V_D pequeno, podemos aproximar,

$$I_D \approx \frac{W}{L} \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \left(V_G - V_T - \frac{V_D}{2} \right) V_D \quad (120)$$

Esta característica pode ser vista na transparência T20, onde percebemos curvas parabólicas para V_D pequeno. Quando a parábola atinge um máximo, o MOSFET entra em saturação e a corrente I_D é independente de V_D :

$$I_{Dsat} \approx \frac{W}{L} \mu_n \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} (V_G - V_T)^2 \quad (121)$$

Neste capítulo determinamos a característica de corrente do transistor MOSFET com canal tipo n, o NMOS. As características do transistor com canal tipo p, o PMOS são equivalentes para polarizações inversas.



Rua Leonice, Qd. 160, Lt. 12, Parque Estrela Dalva II, Luziânia-GO.