Bändermodell

$F = \frac{As}{V} = \frac{s}{\Omega}$, $H = \frac{Vs}{A} = \Omega s$, $k_B = 1{,}38044 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$, $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q} = 26\,mV$

Leitungsband: Energieband, das über dem höchsten voll mit Elektronen besetzten Energieband (Valenzband) liegt. Wenn Elektronen im Leitungsband, Energieaufn. aus E-Feld möglich, dann leitfähig *(„Band" kein Ort, sondern Energie!)*
→ bei Halbleitern **Bandlücke** zwischen Valenzband und Leitungsband, Überwindung nur durch äußere Energiezufuhr (thermisch, kinetisch, photonisch)
Bandabstände: $(1\,eV \sim 1{,}602 \cdot 10^{-19} J)$
Halbleiter: Germanium (Ge) 0,67 eV < Silizium (Si) 1,12 eV < Galliumarsenid (GaAs) 1,43 eV
Isolator: Siliziumnitrid (Si_3N_4) 5,1 eV < Siliziumdioxid (SiO_2) < 8,0 eV
alpha-Teilchen: zweifach positiv geladene Heliumkerne; äußerste vier Elektronen von Si: auf 3s- und 3p-Orbital
Silizium = Element-Halbleiter; kristallisiert in 2 um $\frac{1}{4}$ Raumdiag. verschob., kubisch-flächenzentrierte Gitter (Diamantstr.)
monokristallin: perfekter Kristall, perfekter Kristall, alle Atome auf regulären Gitterplätzen, keine Störungen

HL im thermodynamischen Gleichgewicht (TDG) (T überall gleich, Gesamtstrom überall = 0, keine Beleuchtung)

thermische Ladungsträgergeneration:
thermische Gitterschwindungen → Aufbrechen von Bindungen → Wechsel Elektronen von Valenzband in Leitungsband (notwendige Mindestenergie: Bandabstand des HL)
Ladungsträger-Rekombination:
thermisch generierte Ladungsträger vorhanden → Energieabgabe der Elektronen → Wechsel zurück ins Valenzband
→ Gleichgewicht zwischen beidem: **Eigenleitungskonzentration n_i** $[cm^{-3}]$ *(„Mindestwert der elektr. Leitfähigkeit")*
Wenn HL undotiert: n = p = n_i (i = intrinsisch, keine Fremdatome, n/p = Dichte der Elektronen/Löcher im TDG)
→ im thermodyn. Gleichg. gilt: $n \cdot p = n_i^2$ („Massewirkungsgesetz des HL")
n_i bei RT: Germanium: $2{,}5 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$ Silizium: $1{,}5 \cdot 10^{10}\,cm^{-3}$ Galliumarsenid: $1{,}8 \cdot 10^{6}\,cm^{-3}$
→ je höher T, desto höher n_i
Fermi-Verteilung: Wahrscheinlichkeit für die Besetzung von Energiezuständen durch Elektronen: $f(W) = \frac{1}{1+e^{\frac{W-W_F}{k \cdot T}}}$
Fermi-Niveau (W_F): Besetzungswahrscheinlichkeit ist 0,5; Füllstandslinie für Elektronen und Löcher; W_F ist Materialeigenschaft; liegt bei HL in Bandlücke
Konzentration Elektronen: $n = N_L \cdot e^{-\frac{W_L - W_F}{k \cdot T}}$ Konzentration Löcher: $p = N_V \cdot e^{-\frac{W_F - W_V}{k \cdot T}}$
($N_{L/V}$ = Äquivalente Zustandsdichte der Elektronen/Löcher im Leitungs-/Valenzband; für Silizium: $N_L \sim N_V \sim 10^{19}\,cm^{-3}$)
→ $n_i = \sqrt{N_L \cdot N_V} \cdot e^{-\frac{W_L - W_V}{2 \cdot k \cdot T}}$ → n_i exponentiell abhängig v. Bandabstand und T, NICHT abhängig von Fermi-Niveau

Donator *(N_D = Donator-Konzentration, N_D^+ = Donator-Konzentration + elektrisch aktiv)*
Dotierung mit 5-wertigem Element: Phosphor, Arsen, Antimon → Elektron löst sich und steht im Leitungsband zum Stromtransport zur Verfügung → n-leitend (Majoritätsträger: Elektronen) (Energetische Lage Fremdatom (+ Fermi-Niveau): knapp unter Leitungsband)
Akzeptor
Dotierung mit 3-wertigem Element: Bor, Gallium, Indium → Loch steht zum Stromtransport zur Verfügung → p-leitend (Majoritätsträger: Löcher) (Energetische Lage Fremdatom (+ Fermi-Niveau): knapp über Valenzband)

(Leitfähigkeit des HL durch Anzahl Dotierungsatome „einstellbar")
Undotierter HL: Eigenleitung
Dotierter HL: Störstellenleitung → fast ausschließlich, da $n,p \sim 10^{13} \gg n_i \sim 10^{10}\,cm^{-3}$
Störstellenerschöpfung (bei RT alle Fremdatome ionisiert)
$N_D^+ \sim N_D \rightarrow n \sim N_D$ (da $n = N_D^+$) und $N_A^- \sim N_A \rightarrow p \sim N_A$ (da $p = N_A^+$) → Berechnung zB: $p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D}$
→ n-Dot. führt auch zu Verringerung der Löcher $N_A = \frac{n_i^2}{n_{po}}$ und $N_D = \frac{n_i^2}{p_{no}}$

m²	dm²	cm²	mm²
1	10^2	10^4	10^6
10^{-2}	1	10^2	10^4
10^{-4}	10^{-2}	1	10^2
10^{-6}	10^{-4}	10^{-2}	1

1m² = 100 dm² 1dm² = 100 cm² 1cm² = 100 mm²

m³	dm³	cm³	mm³
1	10^3	10^6	10^9
10^{-3}	1	10^3	10^6
10^{-6}	10^{-3}	1	10^3
10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1

1m³ = 1000 dm³ 1dm³ = 1000 cm² 1cm³ = 1000 mm²

HL im Nicht-Gleichgewicht

$q = 1{,}6 \cdot 10^{-19} As$

mittlere **Driftgeschwindigkeit** Elektron: $v_n = \frac{q \cdot E \cdot t}{m_n^*}$
(m_n^* = effektive Masse (Berücksichtigung unterschiedl. Beschleunigung von LT als in Vakuum, da elektr. Felder in HL))
Beweglichkeit Elektron: $\mu_n = \frac{-v_{nD}}{E} = \frac{q \cdot \tau}{m_n^*}$ Beweglichkeit Löcher: $\mu_p = \frac{-v_{pD}}{E}$ $\left[\frac{cm^2}{Vs}\right]$
→ Beweglichkeit abhängig v. Zeit zw. zwei Stößen (τ) und effektiver Masse ($m_{n/p}^*$)
→ Elektronenbeweglichkeit höher als Löcherbeweglichkeit ($\mu_n \approx 2 \cdot \mu_p$, Beispiel Sitzreihe)
Streumechanismen: → je höher Dotierungskonzentration und/oder T, desto geringer Beweglichkeit
→ **Achtung** bei hoher Dotierung: Störstellenstreuung bei niedriger T, Beweglichkeit steigt mit steigender T erstmal an (wegen Coulomb-Wechselwirkung, Kräfte zwischen zwei Ladungen)
Gesamtlöcherladung in einem Volumen: $Q_p = q \cdot p \cdot V$
Löcherstrom: $I_p = q \cdot p \cdot A \cdot v_p$ Löcherstromdichte: $j_p = q \cdot p \cdot v_p$
E-Feld von Plus nach Minus → Löcher bewegen sich in Richtung E-Feld, Elektronen entgegen
→ technische Stromrichtung entspricht Richtung des Löcherstroms
→ Gesamtfeldstrom: $j_F = j_{nF} + j_{pF}$ (Summe aus Elektronen- und Löcherfeldstrom)
Feldströme
$j_{n/pF} = \sigma_{n/p} \cdot E = -q \cdot n/p \cdot v_{\frac{n}{pD}} = q \cdot \mu_{\frac{n}{p}} \cdot n/p \cdot E$ (σ = spez. Leitfähigkeit; $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$)
→ Achtung: Strom ab gewisser Feldstärke nicht mehr proportional, da $v_{n/pD}$ gesättigt
Spezifische Leitfähigkeit und spezifischer Widerstand (Zusammenhang mit Beweglichkeit)
$\sigma_{n/p} = -q \cdot n/p \cdot \frac{v_{\frac{n}{pD}}}{E} = q \cdot n/p \cdot \mu_{n/p}$ → $\rho_{n/p} = \frac{1}{q \cdot n/p \cdot \mu_{n/p}}$ → je höher Dotierung, desto geringer Wid.
$\sigma = q \cdot n \cdot \mu_n + q \cdot p \cdot \mu_p$
Diffusionsstrom (Nettoteilchenstrom in Richtung abnehmender Konzentration)
Elektronendiffusionsstrom: $j_{nD} = q \cdot g' = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$ ($D_{n/p}$ = Diffusionskonstanten, g' = Injektionsrate)
Löcherdiffusionsstrom: $j_{pD} = -q \cdot g' = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$
→ proportional zu Ladungsträgergefällen → D ~ zu T u. Beweglichkeit: $D_{n/p} = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \mu_{n/p} = U_T \cdot \mu_{n/p}$ $\left[\frac{cm^2}{s}\right]$
Gesamtstrom (im thermodyn. Gl = 0)
im HL Summe aus Feldstrom u. Diffusionsstrom: $j_{n/p} = q \cdot \mu_{n/p} \cdot n/p \cdot E \pm q \cdot D_{n/p} \cdot \frac{dn/p}{dx}$
Poissongleichung: Verknüpfung elektr. Potential φ + Raumladungsdichte ρ: $\frac{dE}{dx} = \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot \rho$ ($\rho = \pm N_{D/A} \cdot q$ $\left[\frac{As}{cm^3}\right]$)
Extraktion und Injektion (Ladungsträgerkonz. sind unter/über ihren Gleichgewichtswerten)
Bsp Ex: RLZ eines in Sperrrichtung vorgespannten pn-Übergangs
Bsp Inj: RLZ eines in Durchlassrichtung vorgespannten pn-Übergangs, Beleuchtung (Elektronen-Loch-Paare entstehen)
schwache Injektion:
Minor.-Konzentration nur so stark erhöht, dass noch deutlich unterhalb Major.-Konzentration im Gleichgewichtsfall
→ mathematische Behandlung nur der Minor. erforderlich, da dominant für Gesamtverhalten
Bsp (bei RT): $n_0 = 1 \cdot 10^{18} \frac{1}{cm^3}$ → $p_0 = \frac{n_i^2}{n_0} = 225 \frac{1}{cm^3}$
Injektion: $n = (10^{18} + 10^{14}) \frac{1}{cm^3}$ → kaum gestiegen $p = (225 + 10^{14}) \frac{1}{cm^3}$ → stark gestiegen
Kontinuitätsgleichungen
$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_n}{dx} + G - R$ und $\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + G - R$ → Anzahl LT in einem Volumenelement durch zu-/abfließende Ströme, Generation od. Rekombination ändernd (im TGL: Generationsrate = Rekombinationsrate → $G_{th} = R_{th}$)
Im Nichtgleichgew.: $G = G_{th} + g$ (g = Generationsüberschussrate > 0 durch: Beleuchtung, Kernstrahlung, Extraktion)
Im Nichtgleichgew.: $R = R_{th} + r$ (r = Rekombinationsüberschussrate)
→ $\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_n}{dx} + g - r$ und $\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + g - r$
Minoritätsträgerlebensdauer (mittlere Lebensdauer bis zu Rekombination) n-HL: $r = \frac{p'}{\tau_p}$, p-HL: $r = \frac{n'}{\tau_n}$
(p', n': Zusätzlich injizierte Elektr./Löcher, $\tau_{p/n}$ = Löcher-/Elektr.-Lebensdauer) → Kontinuitätsgl.: $\frac{dn'}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dj_n}{dx} + g - \frac{n'}{\tau_n}$
und $\frac{dp'}{dt} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dj_p}{dx} + g - \frac{p'}{\tau_p}$ Diffusionslänge: $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p} = \sqrt{U_T \cdot \mu_p \cdot \tau_p}$ / $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} = \sqrt{U_T \cdot \mu_n \cdot \tau_n}$
Kontinuitätsgl. über Zeit: $p'(t) = p_0' \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}}$, über Ort: $n'(x) = n_0' \cdot e^{-\frac{x}{L_n}}$ (Minor.überschuss exp. abklingend über t / L)
Minoritätsträgerüberschussdichte an Oberfläche: $n_0' = \frac{j \cdot L_n}{q \cdot D_n}$

pn-Übergang

Elektronen aus n-Schicht diffundieren in p-Schicht und rekombinieren mit Löchern und umgekehrt
→ in n-Schicht verbleiben positiv gelad. Donator-Ionen, in p-Schicht negativ gelad. Akzeptor-Ionen → E-Feld
→ wirkt Diffusion entgegen → Sperrschicht bildet sich, mit Diffusionssp. U_D
äußeres U (> U_D) in Durchlassrichtung (Plus an p, Minus an n): Sperrschicht von LT überschwemmt, Stromfluss
äußeres U in Sperrrichtung (Minus an p, Plus an n): E-Feld wird vergrößert, pn-Übergang sperrt

Berechnung E-Feld in RLZ (außerhalb RLZ kein E-Feld, ladungsfrei)
(Dreieck-Verlauf, da Feldlinien unterschiedlich häufig; bei Vergrößerung RLZ vergrößert sich E-Feld-Dreieck nach links und rechts sowie nach unten)
p-Seite: $E_1(x) = \frac{-q \cdot N_A}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (x + w_p)$ n-Seite: $E_2(x) = \frac{-q \cdot N_D}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (w_n - x)$ (mit $w_{n/p} =$ „Weite in n/p-Schicht")
bei $x = 0$: $E_{1,2}(x = 0) = \frac{-q \cdot N_A}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (w_p) = \frac{-q \cdot N_D}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (w_n)$ (da $E_1(0) = E_2(0)$) (Ldng außerhalb RLZ = 0: $N_D \cdot w_n = N_A \cdot w_p$)
Berechnung Potential φ
(bei U in Durchlassricht. Verschiebung auf p-Seite nach oben (-U), bei Sperrricht. Verschieb. auf p-Seite nach unten (+U))
da $E(x) = -\frac{d\varphi}{dx}$: p-Seite: $\varphi_1(x) = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (x + w_p)^2 + \varphi_1(-w_p)$ n-Seite: $\varphi_2(x) = \varphi_2(w_n) - \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (w_n - x)^2$
→ bei $x = 0$: $\varphi_1 = \varphi_2$

Kennzeichnung Dotierung: >10^19: p⁺⁺, n⁺⁺; >10^17: p⁺, n⁺; ~10^15: p, n; <10^13: p⁻, n⁻; <10^11: p⁻⁻, n⁻⁻
→ falls p-Seite höher dotiert ($N_A > N_D$) gilt wegen $N_D \cdot w_n = N_A \cdot w_p$: $w_n > w_p$ → asymmetrischer pn-Übergang

Energiebetrachtung
Fermi-Niveau als Bezug, da auf n-Seite oberhalb und auf p-Seite unterhalb Bandmitte
→ Verbiegung der Energiebänder bei pn-Betrachtung → Energie: $W = -q \cdot \varphi$
Elektronen (oberhalb W_L): Diffusionsstrom zu höherem W (da dort geringeres n (LT-Dichte)), Feldstrom zu niedrigerem W (da dort höheres φ)
Löcher (unterhalb W_V): Diffusionsstrom zu niedrigerem W (da dort geringeres p (LT-Dichte)), Feldstrom zu höherem W (da dort geringeres φ)
(n_{n0}: Elektronenkonz. in n-Schicht auf stabilem Anfangsniveau, n_{p0}: Elektronenkonz. in p-Schicht auf stabil. Endniveau)
Berechnung Diffusionsspannung U_D: $U_D = U_T \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}$ (→ abhängig von Dotierungskonzentration)
U_D ≙ Bandverbiegung u. Maximum φ im Potentialverlauf; U_D = Potentialbarriere, die überwunden werden muss, um Strom fließen zu lassen
Berechnung RLZ-Weite: $w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q} \cdot U_D \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)}$ (Gesamt)
n-Seite: $w_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q} \cdot U_D \cdot \frac{N_A}{N_D \cdot (N_A + N_D)}}$ p-Seite: $w_p = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q} \cdot U_D \cdot \frac{N_D}{N_A \cdot (N_A + N_D)}}$
→ begrenzt Integrationsdichte (Anzahl Transistoren pro Flächeneinheit) in ICs; beeinflusst kapazitives Verhalten im pn-Übergang und damit zeitlichen Verlauf; je höhere Dotierung einer Seite, desto kleiner RLZ-Weite dieser Seite
Shockley'sche Vereinfachung
da Anzahl LT in RLZ deutlich geringer als in n- od. p-Schicht fällt äußere U hauptsächlich dort ab
Vereinfachungen: Spannung in Bahngebieten (n-/p-Schicht) komplett vernachlässigbar, stets schwache Injektion; keine Rekombination in RLZ da geringe Weite

Anlegen einer äußeren Spannung U (in Durchlassrichtung) → Potential verringert sich zu $U_D - U$
→ Minor.-Konz. am Rand v. RLZ größer (Reservoir nach u.a. $n_{p0} \cdot e^{\left(\frac{U}{U_T}\right)}$) → Minoritäten bestimmen Höhe des Stroms (wg. Rekombination) → RLZ-Weite reduziert: $w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q} \cdot (U_D - U) \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)}$ (**Achtung!** Gilt nur für $U < U_D$)
Anlegen einer äußeren Spannung U (in Sperrichtung) → Potential erhöht sich zu $U_D + U$
→ Min.konz. an Rand v. RLZ geringer als in übrigem Bereich ($n_{p0} \cdot e^{\left(-\frac{U}{U_T}\right)}$) → RLZ vergrößert sich
Sperrsättigungsstrom j_s temp.abhängig: Verdopplung alle 6-7K (Si); Durchlassspannung U_F temp.abhängig: $\frac{-2mV}{K}$
Stromkommutierung
t_s: Speicherzeit, in der Strom kurz nach Umpolen konstant ist; t_{rr}: reverse recovery time: Strom von Umpolzeitpunkt bis 10% des Maximalwerts (Strom bleibt leicht unter 0); beides stark an τ_p gekoppelt

Berechnung Diodenkennlinie: Verlauf Minoritätsträgerkonzentration		
	p-Seite	**n-Seite**
an Rändern von RLZ	$n_p(-w_p) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U}{U_T}}$	$p_n(w_n) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U}{U_T}}$
	→ Min.konz. an Rändern um Boltzmannfaktor ($e^{\frac{U}{U_T}}$) angehoben	
in Bahngebieten	$n(x) = n_{p0} + \left(n_{p0} \cdot e^{\frac{U}{U_T}} - n_{p0}\right) \cdot e^{-\frac{w_p - x}{L_n}}$	$p(x) = p_{n0} + \left(p_{n0} \cdot e^{\frac{U}{U_T}} - p_{n0}\right) \cdot e^{-\frac{x - w_n}{L_p}}$
→ Einsetzen in Diffusionsstrom-Gleichung $\left(j_p = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}\right)$:		
neuer Diffusionsstrom	$j_n = \frac{q \cdot D_n}{L_n} \cdot n_{p0} \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1\right)$	$j_p = \frac{q \cdot D_p}{L_p} \cdot p_{n0} \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1\right)$
Gesamtstrom:	$j = j_p + j_n = \left(\frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} + \frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n}\right) \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1\right) = j_s \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1\right)$	
(mit j_s = theoretischer Sperrsättigungsstrom; fließt bei $U = 4U_T$) → i.d.R. $p_{n0} \gg n_{p0}$ → $j_s \approx \frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p}$		

I-U-Kennlinie ideal/real (T steigt → Kennlinie wandert nach links, da U_S sinkt($-2mV/K$))
kleines U: I höher, da Überangebot von Mino. in RLZ → Rekombinationen
hohes I: Steigung von U sinkt, da U über RLZ sich asymptotisch U_D nähert → Weite RLZ gegen 0
sehr hohes I: spürbarer Spannungsabfall über Bahngebieten → Scherung der Kennlinie
Sperrkennlinie real höher, da in RLZ hin u. wieder Rekombination mgl

ESB pn-Diode: L (Induktivität Zuleitung) und R_s in Reihe, dazu in Reihe Parallelschaltung aus g_d, C_D und C_S

Durchbruch
thermisch: $j_s = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} + \frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n} = n_i^2 \cdot \left(\frac{q \cdot D_p}{L_p \cdot N_D} + \frac{q \cdot D_n}{L_n \cdot N_A}\right)$ → $n_i^2 \sim T^3 \cdot e^{-\frac{W_L - W_V}{k \cdot T}}$
→ Sperrsättigungsstrom temperaturabhängig → hohe Temp. und hohe Sperrspannung → hoher Sperrstrom
→ steigende Verlustleistung → steigende Temp. → etc.
Zener-Effekt: führt nicht zu Zerstörung! bei Zener-Diode: Höhere Dotierungskonzentration und RLZ nur μm oder nm ab gewisser (negativer) Sperrspannung: Valenzelektr. p-Seite haben Energieniveau **oberhalb** Leitungsbandunterkante auf n-Seite → Valenzelektr. werden aus Bindungen gerissen → durch Bandlücke auf n-Seite → „Tunnelstrom"
→ steigt mit abnehmender Weite RLZ (steigende Temp., sinkender Bandabstand, sinkende Durchbruchspannung)
→ da $E_{max} \sim \sqrt{U \cdot N_D}$: hohe Dot.konz. erhöht E und senkt |Durchbruch-U| → Zener-Effekt einstellbar zw. -2V und -5V
Lawinen-Effekt: Durchbruch erst bei < -5V → Beschleunigung von LT in RLZ → Stöße → weitere Elektronen-Loch-Paare
→ lawinenartiges Anwachsen der LT-Zahl → starker Stromanstieg
Abhängigkeiten:
1. hohes N bei schwächer dotierter Seite: → hohes E → | Durchbruch-U | sinkt → sinkende „mittlere freie Weglänge"
→ |Durchbruch-U| steigt
2. Temperatur steigt: stärkere Gitterschwingungen → sinkende „mittlere freie Weglänge" → |Durchbruch-U| steigt

Temp. steigt: thermisch: nein, Zener: |Durchbruch-U| sinkt, Lawine: |Durchbruch-U| steigt
höhere Dotierung: thermisch: nein, Zener: |Durchbruch-U| sinkt, Lawine: |Durchbruch-U| sinkt
selbst-zerstörend: thermisch: ja, Zener: nein, Lawine: nein
Temp.koeffizient: $\alpha = \frac{1}{U_{Z0}} \cdot \frac{\Delta U_{Z0}}{\Delta T}$ (mit U_{Z0} = Durchbruchspannung) α negativ bei Zener-Effekt, positiv bei Lawineneffekt
→ Kombination Zener- u. Lawinen-Effekt bei -5V: kaum temperaturabhängig!

Kleinsignalgrößen: Wahl eines Arbeitspunktes (AP) durch Anlegen DC-Spannung/einprägen DC-Strom und Überlagerung mit AC-Spannung (kleine Amplitude!) → Linearisierung Diodenkennlinie mit minimalem Fehler mgl
Kleinsignalleitwert: $g_d = \frac{\Delta I}{\Delta U}$ (im AP) → differentieller Leitwert; Exakt: $g_d = \frac{dI}{dU} = \frac{I_s}{U_T} \cdot e^{\frac{U}{U_T}} = \frac{I}{U_T}$
→ steigt für hohe Frequ., da nur noch LT an RLZ-Rand der Spannung folgen können (Trägheit)
Kapazitäten im pn-Übergang
Diffusionskapazität C_D $C_D = \frac{I}{U_T} \cdot \tau_p = g_d \cdot \tau_p$ (**nur** in vorwärts gepoltem pn-Übergang)
„Speicherladung" der Mino.träger in Bahngebieten (Reservoir, Konz. am Rand von RLZ) → C_D steigt exponentiell mit U
Frequenzabhängigkeit: C_D sinkt mit zunehmender Frequ., da LT in Banhgebieten nicht so schnell wandern
Sperrschichtkapazität C_S: $C_S = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot A}{w}$ (**bei beiden Polungen wirksam**)
→ RLZ als Kapazität; abh. von Weite der RLZ → je kleiner U (negativer, da Sperrrichtung), desto kleiner C_S, da w steigt
für U < 0: $C_S = \frac{C_{S0}}{\sqrt{1 - \frac{U}{U_T}}}$ mit $C_{S0}(U = 0V) = A \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{2} \cdot \frac{N_D \cdot N_A}{(N_D + N_A)} \cdot \frac{1}{U_D}}$ Vereinfachung, da $N_A \gg N_D$: $C_{S0} = A \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{2} \cdot \frac{N_D}{U_D}}$

Bipolartransistor (Vorteil: robuster als Feldeffekttransistoren) — *„Kleinsignalgröße": Linearisierung von Kennlinien im AP*

npn: Emitter n^+, Basis p, Kollektor n — Strom-Zählpfeile: B und C hin, E weg
pnp: Emitter p^+, Basis n, Kollektor p — Strom-Zählpfeile: B und C weg, E hin
npn: B niedriger dotiert als E, um Rekombinationen gering zu halten, C niedriger dotiert als E, um hohes u_{CE} und damit hohen i_C zu gewähren $\left(\frac{dn}{dx}\right)$

npn im thermodynamischen Gleichgewicht
Bänderverlauf: E-Seite niedrig flach, Anstieg über erste RLZ$_{BE}$, erhöht über B, abfallend über zweite RLZ$_{BC}$, C-Seite niedrig flach aber etwas höher als E-Seite
LT-Konzentration: Elektronen: n_{n0}^E sehr hoch, stark fallend zu n_{p0}^B, Anstieg zu n_{n0}^C ($n_{n0}^E > n_{n0}^C$)
Löcher: p_{n0}^E sehr niedrig, stark steigend zu p_{p0}^B, fallend zu p_{n0}^C ($p_{n0}^E < p_{n0}^C$)

Aufteilung Stromanteile
(1): von E zu B diffundierende Elektronen, erreichen basisseitiges Ende des BC-Übergangs
(2): von B zu E diffundierende Löcher (Rekombin. mit Elektronen in E) $\left(I_{BE} = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{E0} \cdot A}{L_{pE}} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}\right)$
(3): Elektronen aus E, die auf Weg durch B mit Löcher aus B rekombin. $\left(I_{BB} = \frac{q \cdot w_B \cdot n_{p0} \cdot A}{2 \cdot \tau_{nB}} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}\right)$
(4): Sperrstrom BC-Übergang (Generationsstrom); Löcher fließen aus B heraus

Emitterstrom: $I_E = I_C + I_B$
Summe (1) und (2): $j_E = j_{BE0} \cdot \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1\right)$ (mit $j_{BE0} \approx \frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{w_B}$, da $p_{n0} \ll n_{p0}$, w_B statt L_n !)
Emitterwirkungsgrad: $\gamma_n = \frac{j_{nD}}{j_E}$ (Verhältnis Elektronendiffusionsstrom (1) zu Emitterstrom)
Transportfaktor $\alpha_T = \frac{j_{nD}(x = w_{BC}^B)}{j_{nD}(x = w_{BE}^B)}$ (Anteil (1) am E-Rand von B, der C-Rand von B erreicht)
Stromanteil, der von E zu C gelangt: $A_v = \gamma_n \cdot \alpha_T$ → $B = \frac{A_v}{(1 - A_v)}$
Weite neutrale Basis: $w_B = \frac{I_{BB}}{A} \cdot \frac{2 \cdot \tau_{nB}}{q \cdot n_{p0}} \cdot e^{-\frac{U_{BE}}{U_T}}$
Kollektorstrom: $I_C = I_{C0} \cdot \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1\right)$ (mit $I_{C0} = \frac{q \cdot D_{nB} \cdot n_{B0} \cdot A}{w_B}$)
Summe (1) und (4): $j_C = j_{BC}^r + A_v \cdot j_E \approx A_v \cdot j_{BE0}^n \cdot \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1\right)$ (j_{BC}^r (4) vernachlässigbar)
→ steigt exponentiell mit U_{BE} → $I_C = f(U_{BE})$: Übertragungskennlinie (exp. Anstieg)
→ keine Abhängigkeit von U_{CE} (und U_{CB}) → $I_C = f(U_{CE})$: Ausgangskennlinie(nfeld),
Verhalten wie ideale Stromquelle, da I_C sobald $U_{CE} > U_{BE}$ nahezu konstant
Basisstrom: $I_B = I_{BE} + I_{BB} = I_{B0} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$
Summe (2), (3) [und (4)]: $j_B = j_E - j_C = j_E - j_{BC}^r - A_v \cdot j_E = j_E \cdot (1 - A_v) - j_{BC}^r$
oder: $j_B = \left(j_{BE0}^p + j_{BB0}\right) \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$ $\left(\left((2) + (3)\right) \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}\right)$

Early-Effekt *(Basisweitenmodulation)* **→ nur vorhanden, wenn r_{CE} da!**
führt zu linear leicht ansteigender Ausgangskennlinie im Aktiv-Normal-Bereich
→ Ausgangswiderstand sinkt, keine ideale Stromquelle mehr
Kleinsignal-Ausgangswiderstand: $r_{CE} = \frac{\Delta U_{CE}}{\Delta I_C}|_{AP} \approx \frac{U_{ea}}{I_C}|_{AP} \sim \frac{1}{I_C}|_{AP}$ (U_{ea} = Early-Spannung)
je flacher Ausgangskennlinie im Aktiv-Normal-Bereich, desto höher r_{CE} (da $r_{CE} = \frac{1}{g_{CE}}$)
Vorgänge im npn-Transistor bei Erhöhung u_{CE}:
u_{CE} steigt → RLZ$_{BC}$ vergrößert → neutrale Basis w$_B$ verkleinert sich; RLZ$_{EB}$ const (da u_{BE} const)
1. steigende RLZ$_{BC}$ → w$_B$ verkleinert sich → I$_{BB}$ (3) sinkt → I$_B$ sinkt (minimal)
2. w$_B$ kleiner → Minor.-Gefälle (Elektronen-Konz.) $\left|\frac{dn}{dx}\right|$ wird größer (n_p^B) → j$_D$ steigt → I$_C$ steigt
3. da I$_B$ sinkt und I$_C$ steigt → Verstärkung B bzw. ß steigt

Eingangskennlinie: $I_B = f(U_{BE}) = I_{B0} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$ (Diodenkennlinie) → mit steigendem U_{CE} flacher, da I_{B0} sinkt → dyn. r_{in}: $r_{BE} = \frac{dU_{BE}}{dI_B} = \frac{U_T}{I_B}$
Übertragungskennlinie: $I_C = f(U_{BE})$ (Diodenkennlinie) → Steigung: Steilheit $g_m = \frac{dI_C}{dU_{BE}}|_{AP} \approx \frac{I_C}{U_T}$ (direkt prop. zu I_C im AP)
Ausgangskennlinie(nfeld): $I_C = f(U_{CE})$ (F, für verschiedene U_{BE} oder I_B)
Stromverstärkungskennlinie: $I_C = f(I_B)$ (Ursprungsgerade)

	Emitterschaltung	Kollektorschaltung	Basisschaltung
Aufbau	E auf GND, $u_A = u_{CE}$; R oberhalb C zu $+u_b$	E mit R auf GND, $u_A = u_R$, C auf $+u_b$	B auf GND, $u_E = u_{EB}$, $u_A = u_{CB}$, R oberhalb C zu $-u_b$
I-Verstärkung	$B = \frac{A_v}{(1-A_v)} = \frac{I_C}{I_B}$ groß, > 100	groß, > 100	$B = A_v = \gamma_n \cdot \alpha_T$ keine, < 1
U-Verstärkung	groß, > 100; durch R_L einstellbar	keine, < 1	groß, > 100
P-Verstärkung	sehr groß $\approx 10^4$	groß, > 100	groß, > 100
dyn. Eingangswid. r$_e$	mittel $(1-10)\ k\Omega$	sehr groß bis $1\ M\Omega$	klein $(10-500)\ \Omega$
dyn. Ausgangswid. r$_a$	mittel $(1-30)\ k\Omega$	klein $(0{,}1-1)\ k\Omega$	groß $(10-1000)\ k\Omega$
Phasendrehung a/e	gegenphasig 180°	gleichphasig 0°	gleichphasig 0°
obere Grenzfrequenz	mittel	hoch	sehr hoch
Anwendung	NF-Verstärker, HF-Verstärker	Impedanzwandler NF- u. HF-Verstärker	Oszillatoren HF-Verstärker
Eigenschaften	Ausgang hochohmig, gute Stromquelle; Eingang eher hochohmig, r_e ist diff. Wid. von $I_B = f(U_{BE})$ (Diodenkennlinie)	Emitterfolger Spannungsfolger Impedanzwandler	
Kleinsignal-ESB (AC!) **(u_{BE} ist nur differenzielle Größe, nicht 0,7 V!!)**	$\beta = \frac{i_C}{i_B} = \frac{dI_C}{dI_B}\|_{AP} \approx B = \frac{I_C}{I_B}$ $a_v = \frac{u_{out}}{u_{in}} \approx -g_m \cdot R_L$ inkl. r_{CE} (hoch!): $a_v = -g_m \cdot \left(\frac{R_L \cdot r_{CE}}{R_L + r_{CE}}\right)$ mit Stromgegenkoppl. R_E (für Temp.stabilität!) ohne Early-Eff.: $a_v = \frac{u_{out}}{u_{in}} = \frac{-i_C \cdot R_L}{i_B \cdot r_{BE} + i_C \cdot R_E} = \frac{-\beta \cdot i_B \cdot R_L}{i_B \cdot r_{BE} + \beta \cdot i_B \cdot R_E} = -\frac{R_L}{\frac{1}{g_m} + R_E}$ → da $\frac{1}{g_m} \ll R_E$ folgt: $a_v \approx -\frac{R_L}{R_E}$ $r_{in} = r_{BE}$ (klein!) $r_a = r_{CE}$ (wenn vorhanden) $u_{out} = -i_C \cdot R_L = -g_m \cdot u_{in} \cdot R_L = -\beta \cdot i_B \cdot R_L$ (mit $u_{in} = u_{BE}$, $g_m = \frac{\beta}{r_{BE}}$) $i_C = (g_m \cdot u_{BE}) = \beta \cdot i_B$ → gilt nur wenn R_L so festgelegt, dass $U_{RL} = \frac{1}{2} \cdot U_V = U_{out}$	Kollektorschaltung: $a_v = \frac{u_{out}}{u_{in}} = \frac{R_L}{R_L + r_{BE}}$ $r_{in} = \frac{u_{in}}{i_{in}} = r_{BE} + (\beta + 1) \cdot \left(\frac{R_L \cdot r_{CE}}{R_L + r_{CE}}\right)$ (groß!) mit vorgeschaltetem Spannungsteiler: $r_{in} = \frac{u_{in}}{i_{in}} = R_1 \|\| R_2 \|\| \left(r_{BE} + (\beta + 1) \cdot \left(\frac{R_L \cdot r_{CE}}{R_L + r_{CE}}\right)\right)$ $u_{in} = i_{in} \cdot r_{BE} + i_{in} \cdot (\beta + 1) \cdot \left(\frac{R_L \cdot r_{CE}}{R_L + r_{CE}}\right)$ (Knotenregel, da $i_C = i_B \cdot \beta = g_m \cdot u_{BE}$) $u_{out} = u_{in} - u_{BE}$ → $u_{in} = u_{BE} + u_{out}$ (Maschenregel) → $u_{out} < u_{in}$ → $a_v < 1$	

Dimensionierung Emitterschaltung
Spannungseinstellung: 1. Vcc bestimmen od. gegeb.; 2. gewünschten I_C bestimm.; 3. $I_B = \frac{I_C}{B}$; 4. $r_{BE} = \frac{U_T}{I_B}$ → $r_{BE} = \frac{B}{g_m}$; 5. $g_m = \frac{I_C}{U_T}$ → $g_m = \frac{B}{r_{BE}}$; 6. $R_2 = \frac{U_{RE} + U_{BE}}{10 \cdot I_B}$ (Widerstand Spannungsteiler unten; üblich: $U_{RE} = 1\ V$, $U_{BE} = 0{,}7\ V$); 7. $R_1 = \frac{Vcc - U_{RE} - U_{BE}}{11 \cdot I_B}$ (Widerstand Spannungsteiler oben); 8. $R_E = \frac{U_{RE}}{I_C + I_B} = \frac{1\ V}{(B+1) \cdot I_B}$; 9. $r_{CE} = \frac{U_{ea}}{I_C}$ (nur wenn Early-Effekt); 10. $R_C = \frac{1}{2} \cdot \frac{Vcc - U_{RE}}{I_C}$ (Spannung an R_C muss gleich Spannung von Out zu E sein!); 11. $r_{in} = R_1 || R_2 || r_{BE}$ (wenn $C_E || R_E$, darf R_E nicht berücks. werden); 12. $r_L^* = r_{CE} || R_C$ (effektive Last; ohne Early-Effekt: $r_L^* = R_C$); 13. $C_1 = 10 \cdot \frac{1}{2\pi f \cdot r_{in}}$ (sorgt dafür, dass R_2 hinsichtlich Vcc nicht kurzgeschlossen wird); 14. $C_2 = 10 \cdot \frac{1}{2\pi f \cdot r_L^*}$ (sorgt dafür, dass U_{out} keinen DC-Anteil von Vcc enthält); 15. $C_E = 10 \cdot \frac{g_m}{2\pi f}$ (sorgt für Temperaturstabilität)
Stromeinstellung: R_2 (Spannungsteiler unten) entfällt → durch R_1 fließt 1-facher I_B → $R_1 = \frac{Vcc - U_{BE} - U_{RE}}{I_B}$; Nachteil: nicht für Massenproduktion geeignet, da Bauteiltoleranz von R_1 zu starken Schwankungen des I_B führt und damit Verstärkung B nicht konsistent ist
Temperatur-Abhängigkeit: $\Delta u_{BE} = \Delta u_{in} = -2mV/K$ → $\Delta u_{out} = g_m \cdot \Delta u_{BE} \cdot R_L$ → R_E zur **Stabilisierung:** $R_E \approx R_L \cdot \frac{\Delta u_{in}}{\Delta u_{out}}$

Kleinsignal-ESB für höhere Frequenzen (Emitterschaltung): C_D: Diffusionskapazität B-E-Übergang (nur in Vorwärtsrichtung wirksam) → parallel zu r_{BE}; C_{SBE}: Sperrschichtkapazität B-E-Übergang → parallel zu r_{BE}; C_{SBC}: Sperrschichtkapazität B-C-Übergang → verbindet oberes Ende r_{BE} und i_C-Quelle → i.d.R. gilt: $C_D \gg C_{SBE}, C_{SBC}$; Kapazitäten von AP abhängig — zunehmende Frequenz: Kurzschluss von r_{BE} durch C_D und C_{SBE} → u_{BE} sinkt → i_C sinkt
frequenzabh. Stromverstärkung: $\underline{\beta} = \frac{\beta_0}{1 + j \cdot \frac{f}{f_\beta}}$ (mit $f_\beta = \frac{1}{2\pi \cdot r_{BE} \cdot C}$ = 3dB-Grenzfrequenz); → Transitfrequenz f_T: Verstärkung $\underline{\beta}$ auf 1 abgefallen (= 0 dB); es gilt: $f_T \approx \beta_0 \cdot f_\beta$ → Transitzeit $t_T = \frac{1}{f_T}$: Zeit der LT zum Durchqueren von w$_B$

Arbeitsbereiche	Aktiv-Normal	Sättigung	Gesperrt	Aktiv-Invers
B-E-Übergang	Vorwärtsrichtung	Vorwärtsrichtung	gesperrt	gesperrt
B-C-Übergang	gesperrt	Vorwärtsrichtung	gesperrt	Vorwärtsrichtung
u_{BE}	$\sim 0{,}7\,V$	$\sim 0{,}7\,V$	$= 0\,V$	$< -0\,V$
u_{CB}	$> 0\,V$	$< 0\,V$	$= 0\,V$	$\sim -0{,}7\,V$
u_{CE}	$> 0{,}7\,V$	$0 - 0{,}7\,V$	$= 0\,V$	$< -0{,}7\,V$
Minor.-Konz. an basisseitig. Rand **RLZ$_{BE}$**	um Boltzmann-Faktor angehoben	um Boltzmann-Faktor angehoben	um BF abgesenkt	
Minor.-Konz. an basisseitig. Rand **RLZ$_{BC}$**	um Boltzmann-Faktor abgesenkt	um Boltzmann-Faktor angehoben	um BF abgesenkt	
Anwendung	lineare Schaltungen hohe I-Verstärkung	Schalter („geschlossen")	Schalter („offen")	
Sonstiges	Early-Effekt vorhanden (→ i_C leicht von u_{CE} abhängig)	i_C stark von u_{CE} abhängig („niederohmig")	nur Sperrströme fließen	Rollen von E und C getauscht; schlechter „Kollektorwirkungs-grad" → $a_v \approx 1 - 10$

zu **Aktiv-Normal:**

Minor.-Konz. an Rändern RLZ$_{BE}$: $n_p(w_{BE}^B) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$ und $p_n(w_{BE}^E) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$ → *Anhebung* um Boltzmann-Faktor

Minor.-Konz. an Rändern RLZ$_{BC}$: $n_p(w_{BC}^B) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_{BC}}{U_T}}$ und $p_n(w_{BC}^C) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_{BC}}{U_T}}$ → *Absenkung* um Boltzmann-Faktor

→ in neutraler Basis (w_B) linearer Verlauf (Absenkung) der Elektronen-Konzentration → führt zu Stromfluss!

MOSFET (Vorteil: stromlose Steuerung)

Übertragungskennlinie: $I_D = f(U_{GS})$ (wandert nach links für steigendes U_{DS} (wg. Kanallängenm.), nach links für $T \uparrow$)
Ausgangskennlinie: $I_D = f(U_{DS})$ (F, für verschiedene U_{GS})

	n-FET (Pfeil hin)	**p-FET** (Pfeil weg)
Anreicherungstyp (normally off, enhancement) selbstsperrend b. $U_{GS} = 0\,V$ gestrichelte Linie; geringer Energieverbrauch langsame Schaltzeit für Speicher geeignet	U_{th} positiv; U_{GS}, U_{DS} und I_D positiv je positiver U_{GS}, desto positiver I_D **Übertragungskennlinie** wie bei BPT **Ausgangskennlinie** wie bei BPT	U_{th} negativ; U_{GS}, U_{DS} und I_D negativ je negativer U_{GS}, desto negativer I_D **Übertragungskennlinie** wie bei n-FET, nur beide Achsen ins Negative **Ausgangskennlinie** wie bei n-FET, nur beide Achsen ins Negative
Verarmungstyp (normally on, depletion) selbstleitend bei $U_{GS} = 0\,V$ durchgezogene Linie hoher Energieverbrauch schnelle Schaltzeit für Prozessoren geeignet	U_{th} negativ; U_{DS} und I_D positiv U_{GS} wird von negativem U_{th} an immer positiver (bei $U_{GS} = 0\,V$ leitend) **Übertragungskennlinie** wie bei n-Anreicherungstyp, aber nach links verschoben, sodass U_{th} negativ **Ausgangskennlinie** wie bei n-Anreicherungstyp	U_{th} positiv; U_{DS} und I_D negativ U_{GS} wird von positivem U_{th} an immer negativer (bei $U_{GS} = 0\,V$ negativ leitend) **Übertragungskennlinie** wie bei p-Anreicherungstyp, aber nach rechts verschoben, sodass U_{th} positiv **Ausgangskennlinie** wie bei p-Anreicherungstyp

Aufbau
n-FET: n^+-Gebiete bei S und D, darunter p^-Bereich (S auf GND), G ist Metall- auf Oxid-Schicht
neben S ist p^+-Gebiet auf GND (ggf. innerhalb p-Wanne); wenn p-Wanne: n^+-Gebiet in n-Substrat auf VDD
bei normally on: n-Kanal unterhalb Oxid, für Selbstleitung
p-FET: p^+-Gebiete bei S und D, darunter n^-Bereich (S auf VDD), G ist Metall- auf Oxid-Schicht
neben S ist n^+-Gebiet auf VDD (ggf. innerhalb n-Wanne); wenn n-Wanne: p^+-Gebiet in p-Substrat auf GND
bei normally on: p-Kanal unterhalb Oxid, für Selbstleitung

CMOS
Inverter: oben p-fet, unten n-fet (p-fet doppelte W, da $\mu_n \approx 2 \cdot \mu_p$ und $I_D = const$)
NAND: oben 2 p-fet parallel, unten 2 n-fet in Reihe; 4 Flächeneinheiten;
NOR: oben 2 p-fet in Reihe, unten 2 n-fet parallel; 10 Flächeneinheiten

Betriebszustände, Kennlinien (n-FET, normally off)
Sperrbetrieb: $U_{GS} < U_{th}$ → $I_D \approx 0\,A$
Trioden-/Widerstandsbereich: $U_{GS} > U_{th}$ und $U_{DS} < U_{GS} - U_{th}$ → I_D nahezu linear von U_{DS} abhängig
n-leitender Kanal unter G; MOSFET fungiert als Schalter
Pinch-off-Punkt (≙ "Abschnüren"): $U_{GS} > U_{th}$ und $U_{DS} = U_{DS\,sat} = U_{GS} - U_{th}$
n-leitender Kanal beginnt an D-Seite abgeschnürt zu werden, nur noch wenige Elektronen fließen
Sättigungsbereich: $U_{GS} > U_{th}$ und $U_{DS} > U_{GS} - U_{th}$
→ I_D konstant, nicht mehr von U_{DS} abhängig (außer Kanallängenmodulation, wenn r_{DS} endlich)
n-leitender Kanal wird weiter an D-Seite abgeschnürt; MOSFET fungiert nicht mehr als Schalter

Temperaturabhängigkeit: T steigt → Streuung → Beweglichkeit LT sinkt → I_D sinkt;
T steigt → U_{th} sinkt → I_D steigt **(Effekt Streuung überwiegt!)**
Ermittlung AP aus Übertragungskennlinie (wenn R_S vorhanden): einmal $0\,V$ an R_S, einmal U_E an R_S
→ Widerstandsgerade in Übertragungskennlinie einzeichnen (andersrum) → Schnittpunkt ist AP
Elektronenbeweglichkeit im Kanal: $\mu = \frac{v_D}{E}$ (mit $E = \frac{U_{DS}}{L}$)

Ladungssteuerungs-Theorie (I_D in Ausgangskennlinie berechnen; n-FET, norm. off)
$K = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{d_{ox}} \cdot \mu_n \cdot \frac{W}{L} = \mu_n \cdot \frac{C_{ox}}{L^2}$ $\quad C_{ox} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{ox}}{d_{ox}} \cdot W \cdot L$ (ox = „Oxid")
Triodenbereich: $I_D = K \cdot \left[(U_{GS} - U_{th}) \cdot U_{DS} - \frac{1}{2} U_{DS}^2\right]$
→ für sehr kleine U_{DS} ist $\frac{1}{2} U_{DS}^2$ vernachlässigbar: $I_D = K \cdot (U_{GS} - U_{th}) \cdot U_{DS}$ → $R_{DS} = r_{DS} = \frac{\Delta U_{DS}}{\Delta I_D}$ (linear!)
Sättigungsbereich (ab Pinch-Off-Punkt): $I_D = \frac{K}{2} \cdot (U_{GS} - U_{th})^2$
→ Steilheit: $g_m = \frac{\Delta I_D}{\Delta U_{GS}}$ → $|g_m| = K \cdot (U_{GS} - U_{th}) \approx \sqrt{I_D}$ → steigt wrzlfrm mit I_D
Sättigungsbereich (mit Kanallängenmod.): $I_D = \frac{K}{2} \cdot (U_{GS} - U_{th})^2 \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS})$ $\quad (\lambda = \frac{\Delta I_D}{\Delta U_{DS}} \cdot \frac{1}{I_D})$
→ $r_{DS} = \frac{\Delta U_{DS}}{\Delta I_D} \approx \frac{U_A}{I_D}|_{AP}$ (mit $U_A = \frac{1}{\lambda}$, entspricht Early-Spannung bei BPT)

Source-Schaltung: $a_v = \frac{u_{out}}{u_{in}} \approx -g_m \cdot R_L$ inkl. r_{DS} (hoch!): $a_v = -g_m \cdot \left(\frac{R_L \cdot r_{DS}}{R_L + r_{DS}}\right)$
Drain-Schaltung: $r_{out} = R_S || \frac{1}{g_m}$ $\quad a_v = \frac{g_m \cdot R_S}{1 + g_m \cdot R_S}$
Kleinsignal-ESB: wie Emitterschaltung, allerdings ohne r_{BE} (bzw. hier r_{GS}), da spannungsgesteuert
$i_D = u_{GS} \cdot g_m = u_{in} \cdot g_m$ Kanallängenmodulation durch r_{DS} gekennzeichnet (wie Early-Effekt) $r_{DS} = \frac{1}{g_D}$

Kapazitäten
C_{GB}: zw. G und Substrat $\quad C_{SB}/C_{DB}$: zw. S/D u. Substrat ($C_{SB} = 0$ wenn S u. Bulk verbund.)
$C_{GSÜ}/C_{GDÜ}$: Überlappkapaz. zw. G und S/D $\quad C_{GSK}/C_{GDK}$: Kanalkapaz. zw. G und S-/D-Seite
Sperrbereich: $C_{GB} = C_{ox}$, $C_{GSÜ}/C_{GDÜ}$ durch Geometrie gegeben, C_{GSK}/C_{GDK} unwirksam, C_{SB}/C_{DB} wirksam
Triodenb., kleine U_{DS}: $C_{GB} = 0$, $C_{GSÜ}/C_{GDÜ}$ durch Geometrie gegeben, $C_{GSK}/C_{GDK} = \frac{1}{2} C_{ox}$, C_{SB}/C_{DB} wirksam
Triodenb., allg.: siehe oben, aber: $C_{GSK} = \frac{2}{3} C_{ox} \cdot \left(1 - \left(\frac{U_{GS} - U_{th} - U_{DS}}{2 \cdot (U_{GS} - U_{th}) - U_{DS}}\right)^2\right)$, $C_{GDK} = \frac{1}{3} C_{ox} \cdot \left(1 - \left(\frac{U_{GS} - U_{th}}{2 \cdot (U_{GS} - U_{th}) - U_{DS}}\right)^2\right)$
Sättigung: $C_{GB} = 0$, $C_{GSÜ}/C_{GDÜ}$ durch Geometrie gegeben, $C_{GSK} = \frac{2}{3} C_{ox}$, $C_{GDK} = 0$, C_{SB}/C_{DB} wirksam

in HL sehr viel kleinere Dichte von freien Ladungsträgern als in Metall
intrinsische LT-Dichte eines HL NICHT abhängig von Dotierung; Betrieb bei 200°C kein Problem für Silizium-Carbid
nach Implantation von Bor ist Dichte Elektronen vermindert; Ionisierungsenergie von Bor ist deutlich geringer als Bandlückenenergie; Implantation mit Phosphor: Fermi-Energie verschiebt sich Richtung Leitungsbandunterkante
thermische Bewegung der freien LT bei RT ist schneller als Driftgeschwindigkeit
Ursache Diffusionsstrom in Si ist der Konzentrationsgradient $\frac{dn}{dx}$ bzw. $\frac{dp}{dx}$
RLZ bildet sich aus Ladungen der Ionenrümpfe; RLZ am asymmetrischen pn-Übergang insgesamt elektrisch neutral
Ausdehnung RLZ im höher dotierten Material kleiner; Inversionskanal MOSFET: „Invertieren" = Ladungsträgertyp, Elektronen fließen bei nFET durch p-Material; „depletion type"-Transistor: normally-on
komplementäre MOSFET-Logik (CMOS) besonders energiesparend; diskreter MOSFET: kein Vertausch D und S erlaubt
Schottkydiode: Metall-HL-Übergang statt pn, nur Majoritätsträger tragen zu Stromfluss bei; bei Sperrrichtung bildet sich isolierende Sperrschicht; t_{rr} auf 100 – 10 ps verkürzt; U_D bei $\sim 0{,}25V$