

# Optisch gesteuerte DBR-Filter auf Bidleitungen im W-Band

Vom Fachbereich Elektrotechnik  
der Helmut-Schmidt-Universität/Universität der Bundeswehr Hamburg  
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs  
genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von

**Andreas Schwolen**

aus

Bendorf

Hamburg 2005

Referent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. W. Platte  
Korreferent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. G. Scholl

Tag der mündlichen Prüfung: 29. April 2005

# Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	IV
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand der Technik . . . . .	3
1.2 Zielsetzung . . . . .	4
<b>2 Theorie optisch induzierter DBR-Filter</b>	<b>6</b>
2.1 Modell lichtinduzierter Wellenleitergitter . . . . .	6
2.1.1 Optische Steuerung . . . . .	8
2.1.2 Periodische Beleuchtung . . . . .	9
2.2 Ladungsträgerdiffusion/Photoladungsträgerprofil . . . . .	10
2.2.1 Laterales Beleuchtungsprofil/Diffusionsgleichung . . . . .	11
2.2.2 Ladungsträgerdiffusion transversal in $y$ -Richtung . . . . .	14
2.2.3 Ladungsträgerdiffusion transversal in $x$ -Richtung . . . . .	19
2.2.4 Ladungsträgerdiffusion longitudinal . . . . .	19
2.2.5 Permittivität der Hell- bzw. Dunkelzone . . . . .	21
2.3 Filterkenngrößen . . . . .	23
2.3.1 Reflexionsfaktorberechnung über Kaskadenmatrizen . . . . .	24
2.3.2 Reflexionsfaktorberechnung über Summenbildung . . . . .	26
2.3.3 Braggfrequenz, Geometriefaktor und $RSP$ . . . . .	27
2.4 Beleuchtung von der Seite . . . . .	30
<b>3 Wellenausbreitung auf dielektrischen Bildleitungen</b>	<b>32</b>
3.1 Wellenausbreitung und Wellentypen . . . . .	32
3.1.1 Ausbreitung analog zur geometrischen Optik . . . . .	33
3.1.2 Bezeichnung der Wellentypen . . . . .	36
3.1.3 Diskrete und kontinuierliche Moden . . . . .	36
3.2 Ausbreitungseigenschaften bei homogenem Trägerprofil . . . . .	38
3.2.1 Maxwellsche Gleichungen . . . . .	38
3.2.2 Lösung über EDC-Methode . . . . .	42

3.2.3	Plasmaschicht an der Seite der Bildleitung . . . . .	51
3.3	Ausbreitungseigenschaften bei inhomogenem Trägerprofil . . . . .	53
3.3.1	Wellengleichung bei inhomogenem Medium . . . . .	53
3.3.2	Lösung . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Theorie der Abstrahlung</b>	<b>58</b>
4.1	Abstrahlung durch Oberflächenwellen . . . . .	59
4.2	Abstrahlung durch Leckwellen . . . . .	60
4.3	Abstrahlung durch periodische Wellenleiterstrukturen . . . . .	62
4.3.1	Periodische Slow-Wave-Wellenleiterstrukturen . . . . .	62
4.3.2	Dimensionierung von periodischen Wellenleiterstrukturen . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Simulationen der Bildleitungs- und Filtereigenschaften</b>	<b>74</b>
5.1	Bildleitung ohne optische Anregung . . . . .	74
5.2	Bildleitung mit optischer Anregung . . . . .	76
5.2.1	Halbleiter-Vollsubstrat-Bildleitung bei inhomogenem bzw. homogenem Ladungsträgerprofil . . . . .	78
5.2.2	Silizium-Quarz-Bildleitung bei inhomogenem bzw. homogenem Ladungsträgerprofil . . . . .	80
5.3	Optisch induziertes Filter . . . . .	82
5.3.1	Filter mit transversal homogenem Ladungsträgerprofil . . . . .	83
5.3.2	Filter mit transversal inhomogenem Ladungsträgerprofil . . . . .	93
5.4	Abstrahlung . . . . .	94
5.4.1	Abstrahlung des optisch gesteuerten Filters . . . . .	94
5.4.2	Abstrahlung der Metall-Patch-Antenne . . . . .	98
5.5	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Leitungs- und Messtechnik</b>	<b>102</b>
6.1	Herstellung der Bildleitung mit Übergängen . . . . .	102
6.1.1	Aufbau von optisch steuerbaren Bildleitungen . . . . .	103
6.1.2	Aufbau der Wellentypwandler . . . . .	103
6.1.3	Aufbau von Teflon-Bildleitungen . . . . .	105
6.2	Messaufbau zur Ermittlung der Leitungs- bzw. Filtereigenschaften . . . . .	106
6.2.1	Messplatz zur Messung im Frequenzbereich . . . . .	106
6.2.2	Messplatz zur Messung im Zeitbereich . . . . .	107
6.2.3	Laseroptik, Laserleistung und Leistungsdichteprofil ohne Maske . . . . .	108
6.2.4	Masken und Leistungsdichteprofil mit Maske . . . . .	110
6.3	Messaufbau zur Ermittlung der Abstrahlung . . . . .	112



---

<b>7</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>115</b>
7.1	Analyse der geschichteten Bildleitung . . . . .	115
7.1.1	Analyse der geschichteten Bildleitung ohne optische Anregung . . .	115
7.1.2	Analyse der geschichteten Bildleitung mit optischer Anregung . . .	117
7.2	Analyse der optisch induzierten Filter . . . . .	123
7.2.1	Niedrigere optische Leistungsdichte . . . . .	125
7.2.2	Höhere optische Leistungsdichte . . . . .	130
7.2.3	Optimale Trägerdichte . . . . .	130
7.3	Analyse der Abstrahlung . . . . .	133
7.3.1	Abstrahlung der unbeleuchteten Leitung . . . . .	133
7.3.2	Abstrahlung der optisch gesteuerten Filter . . . . .	135
7.3.3	Abstrahlung der beleuchteten Bildleitung (ohne periodische Wellen- leiterstruktur) . . . . .	140
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>143</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b>	<b>146</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>150</b>

## Formelzeichen, Symbole, Abkürzungen

BE	Bezugsebene
BL	Bildleitung
BIGSTAF	breitbandiges integriertes Gefechtsstand-Führungssystem
CPS	Streifenleitung
CPW	Koplanarleitung
CW	Dauerstrich bzw. Continuous Wave
DBR	Distributed Bragg Reflection
div	Divergenzoperator
EDC	effektive dielektrische Konstante
FDFD, FDTD	Finite-Difference-Frequency-Domain, Finite-Difference-Time-Domain
FDM, FEM	Finite-Differenzen-Methode, Finite-Elemente-Methode
FFT	Fast Fourier Transformation
hM	homogenes Modell
HL	Halbleiter
iM	inhomogenes Modell
GaAs	Galliumarsenid
GPIB	General Purpose Internet Bus
IEC	International Electrotechnical Commission
MEMS	Mikro-elektro-mechanisches System
MSL	Mikrostreifenleitung
MMW	Millimeterwellen
NA	Netzwerkanalysator
PL	Plattenleiter
rot	Rotationsoperator
Si	Silizium
SA	Spektrumanalysator
TE, TEM, TM	transversal-elektrisch, -elektro-magnetisch, -magnetisch
$2a$	Breite der BL
$b$	Höhe der BL
$c_{ij}$	Element der $C$ -Matrix der Spalte $i$ und Zeile $j$
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$e$	Index für Elektronen
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	Einheitsvektoren in $x$ -, $y$ -, $z$ -Richtung
$f, f_B, \Delta f, f_n$	Betriebsfrequenz, Braggfrequenz, Bandbreite, normierte Frequenz
$g$	Generationsrate
$h, h$	Plancksches Wirkungsquantum, Index für Löcher
$i$	Index für Ladungsträger: Elektronen ( $i = e$ ), leichte Löcher ( $i = h_L$ ),

$k, k_0$	schwere Löcher ( $i = h_H$ ) bzw. thermisch ionisierte Löcher ( $i = h_i$ ) Hellzone, Boltzmann-Konstante, Wellenzahl, Freiraumwellenzahl
$\vec{k}, k_x, k_y, k_z$	Wellenvektor, $-x$ -, $-y$ -, $-z$ -Komponente
$k_{zq}, k_{z0}$	Wellenvektorkomponente $z$ der Teilwelle $q$ , der Grundwelle
$k_{yqi}$	Wellenvektorkomponente $y$ der Teilwelle $q$ in der Schicht $i$
$k_{zPL}, k_{zvPL}$	$z$ -Wellenvektorkomponente im horizontalen PL, vertikalen PL
$l_d, l_l, l$	Dunkelzonenlänge, Hellzonenlänge, Länge allgemein
$m$	Zahl $\in \mathbb{N}$ bzw. $\in \mathbb{N}_0$ , Maximaanzahl eines Modes in $x$ -Richtung
$m_i^*$	effektive Massen der verschiedenen Ladungsträger $i$
$n$	Maximaanzahl eines Modes in $y$ -Richtung
$n_{HL,opt}$	optischer Brechungsindex im Halbleitermaterial
$n_d, n_l, n_u, n_\nu$	Brechungsindex der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$n_{effd}, n_{effl}, n_{effu}, n_{eff\nu}$	effektiver Brechungsindex der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$n_g$	Gittergeometriefaktor
$n'_\nu, n''_\nu$	Realteil des Brechungsindex $n_\nu$ (Brechzahl), negativer Imaginärteil des Brechungsindex $n_\nu$ (Extinktionskoeffizient)
$p_\nu, p_{r\nu}, p_{i\nu}$	allg. Ausbreitungsmaße, Realteil, Imaginärteil
$p_{abs}$	optische absorbierte Leistungsdichte im Volumen
$p_{opt}, p_F$	optische Flächenleistungsdichte an Oberfläche, optische Flächenleistungsdichte im HL
$q$	Elementarladung, verallg. eff. Dielektrizitätszahl, Raumwelle
$\vec{r}, r$	beliebiger Ortsvektor, Betrag des Ortsvektors
$s_{11}$	Gitterreflexionsfaktor ( $S$ -Matrixelement der Spalte 1 und Zeile 1)
$s_{11q}$	Gitterreflexionsfaktor der $q$ -ten Teilwelle
$s_{ij}$	Element der $S$ -Matrix der Spalte $i$ und Zeile $j$
$t_p$	Dicke der Plasmaschicht bzw. Dicke der Si-Schicht
$t$	Zeit
$v_g$	Gruppengeschwindigkeit
$v_O$	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit allgemein
$v_{O,o}, v_{O,u}$	$v_O$ an Oberfläche, $v_O$ an Unterseite
$v_p$	Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle
$x, y, z$	Ortskoordinaten
$A$	Absorption, allg. Amplitude eines Feldkoeffizienten im Quarz
$\vec{B}$	magnetischer Flussdichtevektor
$B^c, B^s$	allg. Amplituden eines Feldkoeffizienten im HL
$B(x), B(z)$	Beleuchtungprofil in $x$ -Richtung, $z$ -Richtung
$C_1, C_2, \tilde{C}_1, \tilde{C}_2$	Koeffizienten/Platzhalter
$C, C^c, C^s$	allg. Amplitude eines Koeffizienten

$C_k, C_N$	$C$ -Matrix des $k$ -ten Leitungsstückes, $C$ -Matrix des $N$ -stufigen Filters
$C_d, C_l$	$C$ -Matrix Dunkelzone, $C$ -Matrix Hellzone
$C_{dl}, C_{ld}$	$C$ -Matrix Dunkel-Hell-Übergang, $C$ -Matrix Hell-Dunkel-Übergang
$C_{En}, C_{Hn}$	normiertes Richtdiagramm des el. Feldes, magn. Feldes
$\vec{D}$	elektrischer Verschiebestromvektor
$D$	allgemeine Amplitude eines Feldkoeffizienten in der Luft
$D_a$	ambipolare Diffusionskonstante
$E$	allgemeine Amplitude eines Feldkoeffizienten in der Region 2
$\vec{E}$	elektrischer Feldstärkevektor
$E_{0i}, E_{qi}$	Amplitude des el. Feldes in der Schicht $i$ , der $q$ -ten Teilwelle
$E_n$	normierte el. Feldstärke
$E_x, E_y, E_z, E_t$	elektrische $x$ -, $y$ -, $z$ -Feldstärkenkomponente, tangentielle el. Feldstärke
$E_{mn}^y, E_{mn}^x$	Mode der Ordnung $m, n$ mit max. el. Feldstärke in $y$ -, $x$ -Richtung
$E_{Ph}, E_L, E_V$	Energie der Lichtquanten, der Elektronen im Leitungsband, der Elektronen im Valenzband
$E_{\Theta_r}$	transversale Komponente des abgestrahlten elektrischen Feldes
$F^c, F^s$	allg. Amplituden der Feldkoeffizienten im vertikalen PL (Region 1)
$\vec{F}$	Feldvektor allg. (für $\vec{E}$ oder $\vec{H}$ )
$G$	allg. Amplitude eines Feldkoeffizienten in der Region 2
$G_0$	ortsunabhängiger Faktor
$\vec{H}$	magnetischer Feldstärkevektor
$H_n$	normierte magn. Feldstärke
$H_q$	magn. Feldamplitude der $q$ -ten Teilwelle auf der Antennenoberfläche
$H_{qi}$	magn. Feldamplitude der $q$ -ten Teilwelle in der $i$ -ten Schicht
$H_x, H_y, H_z, H_t$	magn. $x$ -, $y$ -, $z$ -Feldstärkenkomponente, tangentielle magn. Feldstärke
$H_{mn}^y, H_{mn}^x$	Mode der Ordnung $m, n$ mit max. magn. Feldstärke in $y$ -, $x$ -Richtung
$H_{\Phi_{tq}}$	transversale Komponente des abgestrahlten magnetischen Feldes
$\vec{J}$	elektrischer Stromdichtevektor
$L$	Koeffizient/Platzhalter, Länge der Antennenapertur
$L_{zq}$	Länge der Reflexion hin und her der $q$ -ten Teilwelle
$L_a$	ambipolare Diffusionslänge
$N$	Anzahl der Gitterstufen des Filters
$N_i$	photoind. Ladungsträgerdichte verschiedener Ladungsträger $i = e, h$
$N_0$	Volumenladungsträgerdichte an der HL-Oberfläche
$N_v, N(z), N_{vn}$	konst. Volumenladungsträgerdichte, $z$ -abhängig, auf Max. normiert
$N_d, N_l, N_\nu$	Ladungsträgerdichte der Dunkel-, Hellzone, Zone $\nu$
$O$	Oberfläche
$P_{mn}, P_{Ant}$	Leistung des Modes $m, n$ , abgestrahlte Leistung der Antenne
$R_{opt}$	Fresnel'scher Reflexionsgrad
$R_q$	Reflexionsgrad der $q$ -ten Teilwelle

$RSP$	Reflexionsfaktor-Selektivitäts-Produkt
$\vec{S}, S_z$	Poynting-Vektor (Leistungsflussdichtevektor), $-z$ -Komponente
$\vec{S}_{\text{Ant}}$	Poynting-Vektor bei der Antenne
$\overline{S}_{mn z}$	zeitlicher Mittelwert Leistungsflussdichte (Mode $m, n$ ) in $z$ -Richtung
$S_N$	$S$ -Matrix des Filters aus $N$ Stufen
$S_{\text{opt}}$	spektrale Photoempfindlichkeit
$T$	absolute Temperatur
$V$	Volumen
$W_d$	fallabhängiger Platzhalter
$W_e, W_m$	Energie elektrisch, magnetisch
$Z_d, Z_l, Z_u, Z_\nu$	Feldwellenwiderstand der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$Z, Z_0$	Feldwellen- bzw. Feldtypwiderstand allg., Freiraumwellenwiderstand
$\alpha_{\text{opt}}, 1/\alpha_{\text{opt}}$	optischer Absorptionskoeffizient, Eindringtiefe
$\alpha_{rq}$	Abstrahlungsmaß der $q$ -ten Teilwelle
$\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$	Dämpfungsmaß in $x$ -Richtung, in $y$ -Richtung, in $z$ -Richtung
$\alpha_{y0}, \alpha_{z0}$	Dämpfungsmaß in Luft in $y$ -Richtung, der Grundw. in $z$ -Richtung
$\alpha_{yqi}$	Dämpfungsmaß der Teilwelle $q$ in $y$ -Richtung in der Schicht $i$
$\alpha_{zd}, \alpha_{zl}, \alpha_{zu}, \alpha_{z\nu}$	Dämpfungsmaß der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$\alpha_{z\text{PL}}$	Dämpfungsmaß im horizontalen PL
$\beta_0, \beta_{mn}$	Freiraumphasenmaß, Phasenmaß des Modes $mn$
$\beta_q, \beta_{z0}$	Phasenmaß der $q$ -ten Teilwelle, der Grundwelle
$\vec{\beta}_r, \beta_r$	Phasenmaßvektor und Phasenmaß der abgestrahlten Welle
$\beta_x, \beta_y, \beta_z$	Phasenmaß in $x$ -Richtung, in $y$ -Richtung, in $z$ -Richtung
$\beta_{zd}, \beta_{zl}, \beta_{zu}, \beta_{z\nu}$	Phasenmaß der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$\beta_{yqi}$	Phasenmaß der Teilwelle $q$ in $y$ -Richtung in der Schicht $i$
$\beta_{z\text{PL}}$	Phasenmaß im horizontalen PL
$\vec{\gamma}, \gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$	Ausbreitungsmaßvektor, $x$ -, $y$ -, $z$ -Komponente
$\gamma_{zd}, \gamma_{zl}, \gamma_{zu}, \gamma_{z\nu}$	Ausbreitungsmaß der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$
$\gamma_{z\text{PL}z}$	Ausbreitungsmaß im horizontalen PL
$\delta$	Skintiefe
$\delta_\epsilon, \tan \delta_\epsilon$	Verlustwinkel, Verlustfaktor
$\epsilon_0, \epsilon$	elektrische Feldkonstante, Dielektrizitätskonstante (inkl. $\epsilon_0$ )
$\epsilon_{rd}, \epsilon_{rl}, \epsilon_{ru}, \epsilon_{r\nu}, \epsilon_{rs}$	relative Permittivität der Dunkel-, Hellzone, ungestörten BL, Zone $\nu$ , im Quarz
$\epsilon_{\text{reff}d}, \epsilon_{\text{reff}l}, \epsilon_{\text{reff}\nu}$	effektive relative Permittivität der Dunkel-, Hellzone, Zone $\nu$
$\epsilon_{\text{reff}u}, \epsilon_{\text{r air}}$	effektive relative Permittivität der ungestörten BL, Luft
$\epsilon_{\text{reff Ant}}$	gemittelte, effektive relative Permittivität der Antenne
$\epsilon_{\text{reffPL}}, \epsilon_{\text{reff}\nu\text{PL}}$	eff. rel. Permittivität im horizontalen PL, im vertikalen PL
$\epsilon'_{\text{reff}\nu}, \epsilon''_{\text{reff}\nu}$	Realteil der rel. eff. Permittivität, negativer Imaginärteil der rel.

	eff. Permittivität
$\epsilon_{\text{reff } 2}$	relative effektive Permittivität in der Region 2
$\epsilon_{rj}$	Permittivität in der Schicht $j$
$\epsilon'_{r\nu}, \epsilon''_{r\nu}$	Realteil der rel. Permittivität, neg. Imaginärteil der rel. Permittivität
$\eta_{\text{opt}}, \eta$	innerer Quantenwirkungsgrad, Antennenwirkungsgrad
$\kappa$	Leitfähigkeit des Substrats
$\kappa_{\nu}, \kappa_{r\nu}, \kappa_{i\nu}$	Permittivitäten für Numerik, Realteil, Imaginärteil
$\lambda_{\text{opt}}, \lambda_0$	Wellenlänge der optischen Strahlung im Vakuum Freiraumwellenlänge des MMW-Signals
$\mu_h, \mu_e$	Ladungsträgerbeweglichkeit der Löcher, der Elektronen
$\mu_0, \mu$	magnetische Feldkonstante, magnetische Permeabilität allg.
$\mu_r$	relative Permeabilität
$\nu$	Index zur Kennzeichnung der Hell- ( $\nu = l$ ) u. Dunkelzone ( $\nu = d$ )
$\nu_{\text{opt}}$	Frequenz der optischen Strahlung
$\rho$	Raumladungsdichte
$\tau$	Ladungsträgerlebensdauer
$\nu_i$	Kollisionskreisfrequenz der verschiedenen Ladungsträger $i$
$\phi, \phi_r, \phi_i$	Skalarpotential allg., Realteil, Imaginärteil
$\phi_{s21}$	vom NWA gemessene Phase
$\varphi, \varphi_r$	Winkel der Ausbreitung im Medium, der Abstrahlung
$\chi_i$	Relaxationszeit der verschiedenen Ladungsträger $i$
$\omega, \omega_{pi}$	Betriebskreisfrequenz, Plasmakreisfrequenz der Ladungsträger $i$
$\Gamma_N$	Gitterreflexionsfaktor eines $N$ -stufigen Filters
$\Gamma_{ss}$	Reflexionsfaktor einer einzelnen Gitterstufe
$\Gamma_{st}$	Stufenreflexionsfaktor
$\Theta_{12}$	gemittelter Ausbreitungswinkel der Welle in der Antenne
$\Theta_{12q}$	gemittelter Ausbreitungswinkel der $q$ -ten Teilwelle in der Antenne
$\Theta, \Theta_r, \Theta_c$	Winkel der Welle im Medium, der Abstrahlung, kritischer Winkel
$\Theta_i$	Ausbreitungswinkel der Welle in der $i$ -ten Schicht
$\Theta_{qi}$	Ausbreitungswinkel der $q$ -ten Teilwelle in der $i$ -ten Schicht
$\Theta_{rq}$	Abstrahlungswinkel der $q$ -ten Teilwelle in der Luft
$\Theta_{rtq}$	transversaler Abstrahlungswinkel der $q$ -ten Teilwelle in der Luft
$\Theta_t$	transversaler Ausbreitungswinkel der Welle im Medium
$\Lambda$	Periodenlänge
$\Phi_1 - \Phi_6$	numerische Funktionen
$\Phi_{\text{Luft}}, \Phi_{\text{Metall}}$	Phasensprung Grenzfläche Dielektrikum-Luft, Dielektrikum-Metall
$\Phi^e, \Phi^h$	Skalarpotential elektrisch, magnetisch
$\Phi_{rtq}$	transversaler Abstrahlungswinkel der $q$ -ten Teilwelle
$\Psi$	allg. Harmonische Funktion ( $x$ -, $y$ - bzw. $z$ -abhängig)

# Kapitel 1

## Einleitung

Die vorliegende Arbeit analysiert die optoelektronischen Wechselwirkungen bei Wellenleiterstrukturen im **Millimeterwellenbereich** (MMW-Bereich). Sie stammt aus dem Gebiet der Millimeterwellen-**Optoelektronik**. Der Begriff MMW-Optoelektronik impliziert, dass durch Strahlung im optischen Bereich, wie z. B. sichtbares Licht, hochfrequente elektromagnetische Wellen im Bereich von 30 GHz bis 300 GHz gesteuert werden [1]. Hier finden sich die beiden Fächer Optik und Elektronik wieder, die unter dem Terminus *technicus* Optoelektronik zu einer eigenständigen Disziplin zusammengewachsen sind. Die optoelektronische Steuerungsmethode bietet gegenüber herkömmlichen Steuerungsmethoden einige Vorteile. Dazu zählen beispielsweise die Rückwirkungsfreiheit zwischen steuerndem und gesteuertem Signal, extrem hohe Bandbreiten, die Inexistenz von parasitären Schaltungselementen, die Immunität gegenüber elektromagnetischen Störungen und die Möglichkeit der Mikrointegration in Schaltungen. Vor allem aber die Möglichkeit zur Erzielung besonderer, **nicht permanenter** Eigenschaften, die eine variable und damit vielseitige Nutzung der untersuchten Bauelemente offeriert.

Zunächst soll die Terminologie des Themas Erläuterung finden: Die Basis für die vorliegende Arbeit bilden **optisch steuerbare Reflexionsfilter** im **W-Band**. Die betrachteten Reflexionsfilter werden auf geschichteten Silizium-Quarzglas-**Bildleitungen** aufgebaut, wobei die Bildleitung eine Wellenführung ermöglicht. Gemäß der Norm 153-IEC (**I**nternational **E**lectrotechnical **C**ommission) umfasst die Wellenführung im W-Band den Frequenzbereich von 75 GHz bis 110 GHz. Das hier untersuchte Filter nutzt in diesem Bereich das Prinzip geeignet angeordneter **Bragg-Reflexionen** von sich ausbreitenden Wellen, weshalb es auch als **Distibrueted-Bragg-Reflection-Filter (DBR-Filter)** bekannt ist. Der aus dem Englischen stammende Begriff DBR bedeutet, dass in der Wellenleiterstruktur die einzelnen auftretenden Teilreflexionen zu überlagern sind. Um diese Teilreflexionen zu erhalten, werden Störungen üblicherweise durch periodische Veränderungen des Dielektrikums oder des Leitungsquerschnitts realisiert. Diese Störungen sind dann im Allgemeinen permanent und irreversibel, somit also weder örtlich noch zeitlich steuer-

bar. Solche, auf dem Reflexionsprinzip basierende Permanentgitter finden seit langem als schmalbandige DBR-Filter Einsatz.

Wegen der fehlenden Steuerbarkeit entstand die Idee, die Permanentgitter durch optoelektronisch steuerbare Plasmagitter zu ersetzen. Mit Hilfe der Bestrahlung durch Licht werden in photoempfindlichen Halbleitermaterialien (z. B. Silizium oder Galliumarsenid) auf der Leitung optisch induzierte Abschnitte mit Plasma erzeugt [2], [3], wobei sich die elektromagnetischen Eigenschaften des Dielektrikums in einem beleuchteten Abschnitt im Vergleich zu denen eines unbeleuchteten verändern. Werden nun beleuchtete und nicht beleuchtete Leitungsstücke entlang einer wellenführenden Struktur in geeigneter Weise kaskadiert, dann treten an den Dunkel-Hell- sowie an den Hell-Dunkel-Übergängen die gewünschten Teilreflexionen des eingespeisten Hochfrequenzsignals auf, die unter Ausnutzung **konstruktiver Interferenz** die Basis für das frequenzselektive Verhalten des Wellenleiters bilden. Bei den optisch induzierten (nicht permanenten) Gitterstrukturen besteht nun im Gegensatz zu den zuvor angesprochenen Permanentgittern die Möglichkeit, durch Veränderung der optischen Anregung, wie beispielsweise des Beleuchtungsmusters, der Beleuchtungsintensität, der Beleuchtungsdauer oder auch der Anzahl der kaskadierten Hell-/Dunkelzonen, die entstehenden Reflexionsfilter-Strukturen **frequenzvariabel** oder zeitveränderbar zu gestalten [4], [5]. Hierzu erfolgt die Lichtzuführung entweder mit einem Glasfaserbündel faseroptisch oder ungeführt mittels Maske [4]-[9]. Filter mit Permanentgittern können einen sehr hohen Reflexionsfaktorbetrag von bis zu 99 % erreichen. Hingegen verfügen die bisher auf **Mikrostreifenleitungen** (MSL), **Koplanarleitungen** (engl.: **coplanar wave guide**, CPW) und **koplanaren Streifenleitungen** (engl.: **coplanar strip line**, CPS) untersuchten optisch induzierten Filterstrukturen als Folge der optisch induzierten Wellendämpfung über einen Reflexionsfaktorbetrag von maximal  $1/\pi$  [10], [11]. Mit den hier entwickelten optoelektronischen Bildleitungstechnik-Filtern können allerdings höhere Reflexionsfaktorbeträge von ca. 40 % realisiert werden.

Der Bereich der MMW stellt für hochfrequenztechnische Anwendungen einen bislang nur wenig genutzten Bereich dar, obwohl sich das Gebiet der MMW-Optoelektronik in den letzten Jahren relativ schnell entwickelt hat [12]-[16]. Im Gegensatz hierzu finden sich im darunter und auch im darüber liegenden Frequenzbereich deutlich mehr technische Anwendungen. Für eine hochfrequente Anwendung unterhalb des MMW-Bereichs (unterer Mikrowellenbereich) sei die Nachrichtenübertragung mittels Satelliten genannt [17]. Oberhalb des MMW-Bereichs, im Sub-MMW-Bereich, findet sich der Infrarotbereich, der in der Lichtwellenleitertechnik, der Lasertechnologie und der optischen Nachrichtenübertragung eine Rolle spielt.

Ein Grund für die bis heute noch geringe technische Nutzung des MMW-Bereichs ist die auftretende hohe Dämpfung sowohl in der Atmosphäre als auch auf Leitungen, denn sie erschwert die Übertragung von Signalen. Dennoch gibt es in diesem Bereich einige Nutzungsmöglichkeiten, die von großem Interesse sind. Hierzu gehört beispielsweise



das **breitbandige integrierte Gefechtsstand-Führungssystem** BIGSTAF der Bundeswehr, welches bei 50 bzw. 60 GHz arbeitet und sich die starke Dämpfung der Atmosphäre (Sauerstoffabsorption) zu Nutze macht. Ferner seien diverse Anwendungen im Kfz-Bereich wie z. B. die Kommunikation zwischen Automobilen, die Verkehrsüberwachung (Verkehrsführung und Ermittlung der Verkehrsdichte), das Hindernis-, Nahbereichs- und Abstandswarnradar (77 GHz) erwähnt. Des Weiteren detektieren Überwachungsflugzeuge mittels 94 GHz-Empfänger Ölverschmutzungen [17]. Vor dem Hintergrund der optischen Steuerung sind im MMW-Bereich z. B. Oszillatoren, Modulatoren, Phasenschieber, Mikrowellengeneratoren, Koppler, Isolatoren und Antennen sowie **Filter** zu nennen [18]-[28].

## 1.1 Stand der Technik

Im GHz-Bereich wird häufig die sogenannte monolithische Schaltungstechnik verwendet. Bei dieser erfolgt eine Integration von aktiven und passiven Bauelementen planar auf z. B. Siliziumsubstrat. Allerdings ist die Verwendung von monolithischen Strukturen oberhalb von 100 GHz technisch aufwendiger, da bei solch hohen Frequenzen die ohmschen (Skineneffekt) und dielektrischen Verluste stark ansteigen. Für Frequenzen bis 110 GHz werden vornehmlich elektronisch abstimmbare Filter verwendet, bei welchen Schwingkreise und Resonatoren über Varicap- und Varaktordioden abgeglichen bzw. stabilisiert werden. Neuerdings stellen auch MEMS (**Micro Electro Mechanical Systems**) eine gute Möglichkeit dar, abstimmbare Filter aufzubauen [29]. Diese Technologien stoßen oberhalb von 100 GHz aus den genannten Gründen an ihre Grenzen. Damit sind sie im MMW-Bereich nicht mehr effektiv einsetzbar. Die Filtertechniken aus dem Bereich der Optik, deren Bereich bei ca. 400 THz beginnt, beruhen auf dem Prinzip der Mono- und Multichromatoren. Bei ihnen stützt sich die Filterwirkung auf die korreliert mechanische Abstimmung von optisch dispersiven Elementen (Prismen, Gitter). Bei niedrigeren Frequenzen von wenigen Terahertz stößt diese Filtertechnik auf Grund der ansteigenden Wellenlänge ebenfalls an ihre Grenzen, so dass auch hier eine Verwendung im MMW-Bereich wenig sinnvoll ist. Eine Möglichkeit, die Frequenzlücke zwischen diesen beiden Bereichen zu schließen, besteht darin, sich die Vorzüge beider Teilbereiche zu Nutze zu machen und ein Filter auf optoelektronischem Wege zu realisieren. Dieses ist seit Jahren Gegenstand der Forschung am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, an welchem die vorliegende Arbeit entstand. In zahlreichen theoretischen Abhandlungen und experimentellen Aufbauten wurden die Grundlagen für nicht permanente, optisch induzierte DBR-Filter erarbeitet und deren Filtereigenschaften von PLATTE [10] und FICKENSCHER [11] optimiert. Dabei wurden statische und auch dynamische Filter in Streifenleitungstechnik (MSL, CPW, CPS) bis 50 GHz untersucht.

Studien auf dem Gebiet der optisch steuerbaren Filter, die nicht am Lehrstuhl durchgeführt wurden, fanden sowohl auf der Grundlage von Streifenleitungen als auch auf der

Basis von dielektrischen Wellenleitern (wie Plattenleitern, dielektrischen Drähten, dielektrischen Rippenleitern aus Silizium- bzw. Galliumarsenid-Vollsubstrat oder Sandwich-Strukturen aus Teflon mit Siliziumschicht) statt. Dort wurden optisch gesteuerte DBR-Filter theoretisch und teilweise praktisch bis 60 GHz untersucht. Gegenstand der unterschiedlichen Analysen waren die Reflexions- und/oder Transmissionseigenschaften. Eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis lieferten nur die Rippenleiter-Filter, da hier die Realisierung der Gitterstruktur relativ einfach zu bewerkstelligen war. Für Bragg-Filter auf der Basis dielektrischer Wellenleiter mit ausschließlich optisch induzierter Gitterstruktur (d. h. ohne jegliche Permanent-Gitterstruktur) ist dies offenbar deutlich schwieriger, denn für diese konnte der Einklang aus Theorie und Messung **nicht verifiziert** werden. So erforschten MATSUMOTO et al. [30] theoretisch die Bragg-Reflexionen auf periodisch plasmainduzierten Halbleiter-Plattenleitern. Sie gaben numerische Ergebnisse des Reflexionsfaktors für den Plattenleiter von 40 bis 60 GHz an, abhängig von der Länge der beleuchteten Plasmazonen und der Plasmadichte. ALPHONES [31] betrachtete DBR-Filter auf Rippenleiter-Basis in einem Frequenzbereich von 33 – 50 GHz. Er schlägt zur Berechnung der Transmissions- und Reflexionseigenschaften ein Kettenparametermodell vor. Allerdings führten dessen Messungen nicht zum Ziel. Er konnte messtechnisch nach periodischer Beleuchtung **keine** Bragg-Reflexionen auf der Leitung nachweisen. Dieses führte er auf eine zu geringe Lichtleistung zurück. Zusammen mit TSUTSUMI versuchte ALPHONES, die Empfindlichkeit des Messaufbaus unter Verwendung von hochempfindlichem Silizium und einem Mach-Zehnder-Interferometer zu verbessern [32]. Erste Erfolge lieferte eine spätere Untersuchung, bei welcher die Leitung aus Saphir mit aufgelegtem Silizium-Wafer bestand, wobei der Wellenleiter immer noch ein dielektrisches Rippengitter besaß [33], [34]. HINDYs [35] Ergebnisse zu optisch steuerbaren Filtern lieferten eine weitere Diskussionsgrundlage über die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Frequenz. Darüber hinaus führte NISHIMURA Untersuchungen zum Thema optisch induzierte Millimeterwellenfilter durch [36], [37]. Auch er erreichte die theoretisch erwarteten Ergebnisse in der Praxis wegen der hohen Dämpfung im Silizium nicht.

## 1.2 Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die generelle technische Realisierbarkeit eines optisch steuerbaren frequenzvariablen Filters auf Basis eines dielektrischen Wellenleiters ohne jegliche Permanentgitterstruktur im W-Band nachzuweisen. Dazu erfolgt zunächst die Erklärung des optoelektronischen Steuerungsvorgangs, gefolgt von der Funktionsweise eines DBR-Filters. Die Methode zur Berechnung der Filtereigenschaften nach ALPHONES [31] wird in der vorliegenden Arbeit verbessert, was die Genauigkeit bei der Berechnung der Filtereigenschaften steigert und eine Optimierung zulässt. Daran schließt sich eine Diskussion von homogenen und inhomogenen Diffusionsprofilen unter dem Ein-

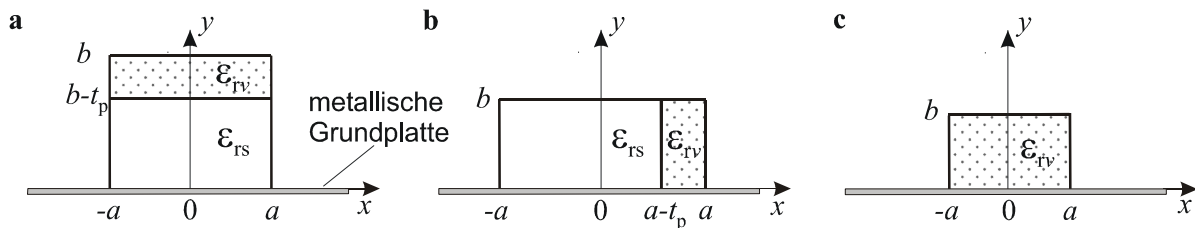
fluss etwaiger Oberflächenrekombination an. Es wird gezeigt, wie die homogenen und inhomogenen Diffusionsprofile in der Bildleitungstheorie zu berücksichtigen sind, denn inhomogene Diffusionsprofile wurden bislang nur auf dielektrischen Plattenleitern oder Streifenleitungen und Oberflächenrekombinationseffekte sogar nur auf Streifenleitungen betrachtet, nicht aber bei der Bildleitung. Anschließend findet ein Vergleich der Eigenschaften von Leitungen mit homogenem bzw. inhomogenem Plasmaprofil innerhalb des Halbleitermaterials statt, sowohl für Halbleitervollsubstrat-Bildleitungen als auch für geschichtete Bildleitungen (aus Halbleitermaterial und Quarz). Mit Hilfe des Impedanz-Stufenprofilmodells, welches erstmalig in die Theorie der Bildleitung implementiert wird, erfolgt die Berücksichtigung der Ladungsträgerdiffusion in Ausbreitungsrichtung, die zu neuen Erkenntnissen bezüglich einer optimalen Ladungsträgerdichte führt. Es erfolgt ein Vergleich der verschiedenen Modelle für das Filter auf Basis der geschichteten Bildleitung. Nach der Variation verschiedener Filterparameter wird das Filter in Hinblick auf einen hohen Reflexionsfaktorbetrag optimiert und in diesem Frequenzbereich zum ersten Mal das Abstrahlungsverhalten der periodischen optisch angeregten Struktur diskutiert, denn im MMW-Bereich kommt es häufig zu unerwünschten Abstrahlungserscheinungen. Im Anschluss daran wird der Messaufbau für die Analyse der Leitung, der Filter und auch der Abstrahlung vorgestellt. Danach findet ein Vergleich der Messergebnisse mit den theoretisch ermittelten Resultaten der verschiedenen Leitungen, des Filters und der Abstrahlung statt. Hier liefern die Resultate hervorragende Übereinstimmung zwischen den messtechnisch und theoretisch ermittelten Ergebnissen. Die Arbeit schließt mit einer kurzen Zusammenfassung.

## Kapitel 2

# Theorie optisch induzierter DBR-Filter

### 2.1 Modell lichtinduzierter Wellenleitergitter

Für den Aufbau von optisch induzierbaren DBR-Filtern werden innerhalb der Wellenleiter **Halbleitermaterialien** (HL-Materialien) eingesetzt. Dazu können unterschiedliche dielektrische **Bildleitungstypen** (**BL-Typen**) genutzt werden. Eine Möglichkeit bietet eine geschichtete **Bildleitungsstruktur** aus **zwei Schichten** nach Abb. 2.1a bzw. b, wobei jeweils die dickere Schicht aus **Quarz** besteht und die dünnere Schicht aus **photoempfindlichem HL-Material**, z. B. aus homogenem monokristallinen **Silizium** (Si) oder **Galliumarsenid** (GaAs). Wie in Abb. 2.1a dargestellt, kann die Si-Schicht für eine Be-

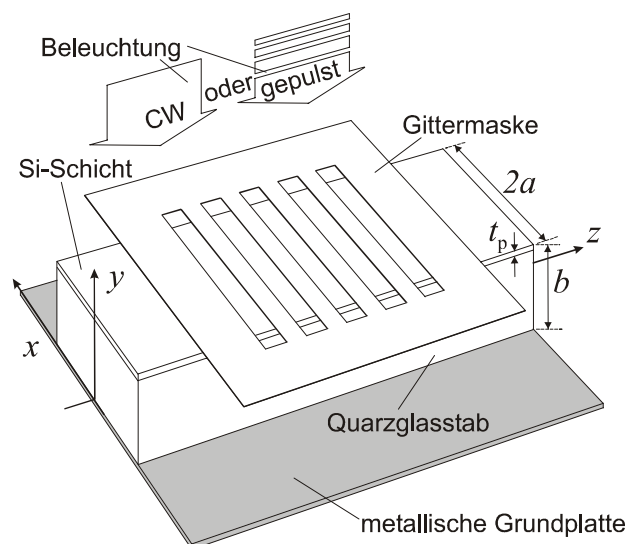


**Abb. 2.1:** Querschnittsmodell einer Bildleitung aus **a** horizontalen, **b** vertikalen Schichten bzw. **c** HL-Vollsubstrat

leuchtung von oben auf dem Quarzstab aufliegen. Daneben existiert auch die Möglichkeit, die Si-Schicht gemäß Abb. 2.1b für eine Beleuchtung von der Seite neben dem Quarzstab zu positionieren. Sowohl bei der Beleuchtung von oben als auch bei der von der Seite kann der Einsatz desselben Quarzstabes erfolgen. Solche geschichteten Leitungsstrukturen werden im Folgenden als **Si-Quarz-BLen** bezeichnet. Zum anderen erfolgt die Betrachtung einer BL, bei welcher der dielektrische Stab gemäß Abb. 2.1c vollständig aus homogenem monokristallinen HL-Material besteht - eine sogenannte **HL-Vollsubstrat-BL**. Auch hier

ist eine Beleuchtung von oben und von der Seite möglich. Im Weiteren bildet zunächst die Beleuchtung von oben den Ausgangspunkt, die Betrachtung der Beleuchtung von der Seite erfolgt am Ende dieses Kapitels.

Mittels des in Abb. 2.2 gezeigten Prinzips eines optisch induzierten Wellenleitergitters für Millimeterwellen soll die in der Einleitung angesprochene Funktionsweise eines DBR-Filters genauer erklärt werden [4], [6]. Mit Hilfe einer Lichtquelle im Dauerstrich- (auch



**Abb. 2.2:** Schematische Darstellung einer periodisch angeregten geschichteten BL und Definition des Koordinatensystems

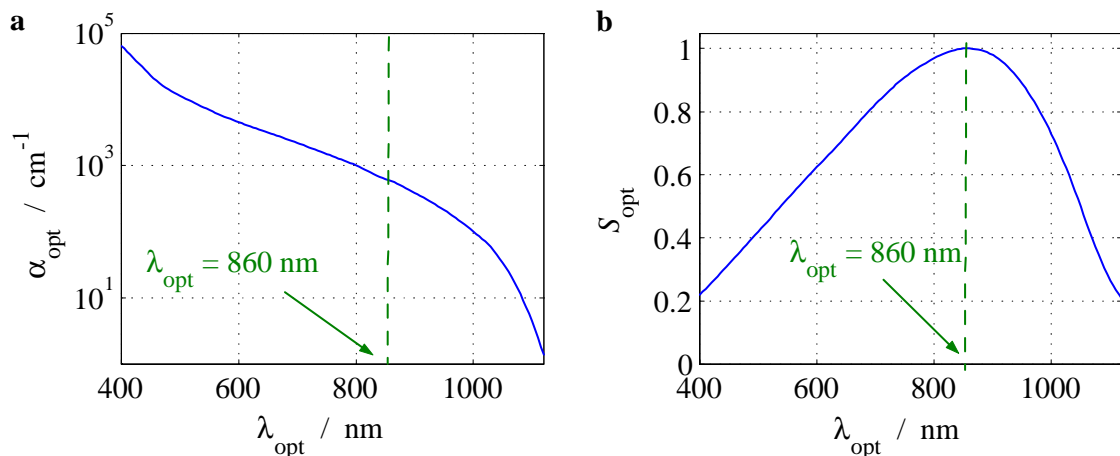
CW- (engl.: *continuous wave*)) oder Pulsbetrieb und einer Maske findet eine örtlich-periodische Lichteinstrahlung auf der Oberfläche des HL statt. Dadurch wird in die vor der Beleuchtung homogene Siliziumschicht mit dem Wellenwiderstand  $Z_u$  ( $u$  für unbeleuchtet), Ausbreitungsmaß  $\gamma_{zu}$ , Dämpfungsmaß  $\alpha_{zu}$ , Phasenmaß  $\beta_{zu}$  und der effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_{\text{reff}u}$  eine in Ausbreitungsrichtung der Welle periodische Störung induziert, so dass an den beleuchteten Stellen unter der Maske sogenannte **Hellzonen** und an den durch die Maske abgeschatteten Stellen sogenannte **Dunkelzonen** entstehen. Durch die optische Anregung verändern sich vor allem in den Hellzonen die HL-Materialeigenschaften, womit sich auch die Leitungskenngrößen modifizieren. In den Hellzonen stellen sich der Wellenwiderstand  $Z_l$  ( $l$  für “lighted”), das Ausbreitungsmaß  $\gamma_{zl}$  und die effektive Permittivität  $\epsilon_{\text{reff}l}$  ein. Die optische Anregung wirkt sich in Folge von Diffusion auch auf die Dunkelzonen aus, in denen sich dann ein Wellenwiderstand  $Z_d$  ( $d$  für “dark”), ein Ausbreitungsmaß  $\gamma_{zd}$  und eine effektive Permittivität  $\epsilon_{\text{reff}d}$  ausprägen. Die Übergänge von jeder Hell- zur Dunkelzone und auch von jeder Dunkel- zur Hellzone stellen Inhomogenitäten dar, an welchen sich partielle Reflexionen des eingespeisten Signals ergeben. Unter Ausnutzung konstruktiver Interferenz können diese Teilreflexionen verwendet werden, um ein frequenzselektives Reflexionsfilter aufzubauen.

### 2.1.1 Optische Steuerung

Um Hochfrequenzsignale optisch steuern zu können, kommen HL-Materialien wie Si, GaAs oder InP (**I**ndium**p**hosphat) zum Einsatz, in welchen in Folge der optischen Bestrahlung zusätzliche frei bewegliche Ladungsträger entstehen, wobei die Lebensdauer der Ladungsträger u. a. vom Material abhängig ist [3], [38]. Im Volumen ergeben die Ladungsträger eine bestimmte Ladungsträgerdichte  $N_v(x, y, z)$ . Die Steuerung der elektromagnetischen Signale durch optische Bestrahlung beruht auf **Nichtlinearitäten**. Diese nichtlinearen Effekte verknüpfen optische und elektrische Signale über die in den Maxwell'schen Gleichungen (3.5a) - (3.6c) stehenden beleuchtungsintensitätsabhängigen Materialkenngrößen rückwirkungsfrei miteinander. Hierbei kommt im Wesentlichen der innere Photoeffekt (innerer lichtelektrischer Effekt) zum Tragen, bei welchem durch die optische Anregung mit Lichtquanten der Energie  $E_{\text{Ph}} = h\nu_{\text{opt}} = hc_0/\lambda_{\text{opt}}$  quasifreie Ladungsträger im HL-Material erzeugt werden, wobei  $h$  für das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu_{\text{opt}}$  für die Frequenz der optischen Strahlung,  $c_0$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $\lambda_{\text{opt}}$  für die Wellenlänge des Lichts im Vakuum stehen. Hierzu muss die Energie  $E_{\text{Ph}}$  der Photonen größer als der Bandabstand zwischen dem Leitungsband (Elektronen mit der Energie  $E_L$ ) und dem Valenzband (Elektronen mit der Energie  $E_V$ ) sein:

$$E_{\text{Ph}} = h\nu_{\text{opt}} > E_L - E_V \quad . \quad (2.1)$$

Die Ladungsträgergeneration ist nicht nur von der Intensität der Beleuchtung abhängig, sondern zusätzlich von der spektralen Empfindlichkeit des verwendeten Materials und damit von der Wellenlänge der Beleuchtung. Die Abb. 2.3 zeigt den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{\text{opt}}$  und die relative spektrale Photoempfindlichkeit  $S_{\text{opt}}$  von Si in Abhängigkeit der anregenden optischen Wellenlänge  $\lambda_{\text{opt}}$  [2]. Die relative spektrale Photoempfindlichkeit ist



**Abb. 2.3:** **a** Absorptionskoeffizient  $\alpha_{\text{opt}}$  und **b** relative spektrale Photoempfindlichkeit  $S_{\text{opt}}$  für Si über der optischen Wellenlänge  $\lambda_{\text{opt}}$

wie folgt definiert:

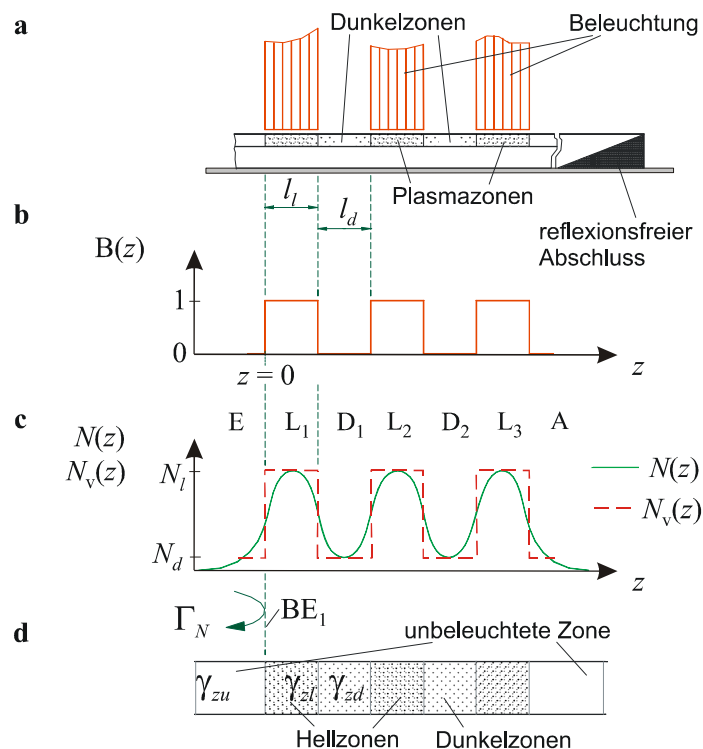
$$S(\lambda_{\text{opt}}) = \frac{\eta_{\text{opt}}(\lambda_{\text{opt}}) \cdot \lambda_{\text{opt}} \cdot (1 - R_{\text{opt}}(\lambda_{\text{opt}}))}{\eta_{\text{opt,p}} \cdot \lambda_{\text{opt,p}} \cdot (1 - R_{\text{opt,p}})} \quad , \quad (2.2)$$

wobei  $\eta_{\text{opt}}$  dem inneren Quantenwirkungsgrad und  $R_{\text{opt}}$  dem Fresnelschen Reflexionsgrad der optischen Strahlung an der Grenzfläche Halbleiter-Luft entspricht. Die Indizes p im Nenner kennzeichnen, dass  $\eta_{\text{opt,p}}$ ,  $\lambda_{\text{opt,p}}$  sowie  $R_{\text{opt,p}}$  hier für die Wellenlänge zu suchen sind, bei der  $S$  maximal ist.  $\eta_{\text{opt,p}}$  ist definitionsgemäß gleich eins und  $\eta_{\text{opt}}$  wird im Allgemeinen der Einfachheit halber zu eins angenommen. Der Reflexionsgrad  $R_{\text{opt}}$  findet sich über den frequenzabhängigen optischen Brechungsindex  $n_{\text{HL,opt}}$  des HL bei  $\lambda_{\text{opt}}$  und senkrechtem Einfall einer ebenen Lichtwelle an dieser Grenzfläche mittels der Beziehung

$$R_{\text{opt}} = \left| \frac{n_{\text{HL,opt}} - 1}{n_{\text{HL,opt}} + 1} \right|^2 \quad . \quad (2.3)$$

### 2.1.2 Periodische Beleuchtung

Die Abb. 2.4a zeigt einen Längsschnitt durch eine optisch angeregte BL. Auch unter der



**Abb. 2.4:** a Längsschnitt durch optisch angeregte BL, b Verlauf des normierten idealisierten Beleuchtungsprofils  $B(z)$ , c ideales, abruptes Ladungsträgerprofil  $N_v(z)$  und diffusionsverschliffenes Profil  $N(z)$  sowie d Impedanz-Stufenprofilmodell

Annahme eines ideal rechteckförmigen periodisch-homogenen Beleuchtungsmusters  $B(z)$  gemäß Abb. 2.4b auf der BL-Oberfläche ergibt sich wegen der Diffusion in longitudinaler Richtung (Ausbreitungsrichtung  $z$ ) ein verschliffener Verlauf der Ladungsträgerverteilung  $N(z)$  nach Abb. 2.4c. Auf Basis des der Realität entsprechenden kontinuierlichen, verschliffenen Verlaufs des Ladungsträgerdichteprofiles  $N(z)$  ist eine Berechnung des optisch induzierten Gitterreflexionsfaktors  $\Gamma_N$  in der Bezugsebene  $BE_1$  nur mit sehr großem numerischen Aufwand möglich ([11], [39] und [40]). Daher wird auf Grundlage einer Näherung nach PLATTE über ein mäanderförmiges Ladungsträgerprofil  $N_v(z)$  gemäß Abb. 2.4c ein vereinfachtes Berechnungsverfahren eingeführt, das als **Impedanz-Stufenprofilmodell** bekannt ist und in Abb. 2.4d dargestellt ist [41]. Mit diesem idealisierten Gitterprofil und seinen abrupten Ladungsträgerdichteübergängen erfolgt die Zuordnung einer von der Ausbreitungsrichtung  $z$  unabhängigen Ladungsträgerdichte  $N_l$  in den Hellzonen bzw.  $N_d$  in den Dunkelzonen. Das optoelektronisch in die BL eingeschriebene Gitter besteht aus  $N$  Stufen, wobei eine Stufe aus jeweils einer Hell- und einer Dunkelzone besteht. Damit verfügt das idealisierte Gitter über  $N$  Hellzonen der Länge  $l_l$  und  $N - 1$  Dunkelzonen der Länge  $l_d$ . Eine einzelne Gitterstufe besitzt die Periodenlänge

$$\Lambda = l_l + l_d \quad . \quad (2.4)$$

Die Größen  $Z_l$ ,  $Z_d$ ,  $\gamma_{zl} = \alpha_{zl} + j\beta_{zl}$ ,  $\gamma_{zd} = \alpha_{zd} + j\beta_{zd}$ ,  $\epsilon_{\text{refl}}$  und  $\epsilon_{\text{reffd}}$  der Hell- bzw. Dunkelzonen der BL hängen sowohl von der transversalen als auch von der longitudinalen Ladungsträgerdiffusion ab. Für Gitterprofile von technischem Interesse kann das Ausbreitungsmaß  $\gamma_{zd}$  der Dunkelzonen und  $\gamma_{zu}$  der ungestörten Leitungstücke am Eingang bzw. Ausgang nicht immer als gleich angenommen werden. Hier liegt ein Unterschied zu den bisher auf Grundlage der Streifenleitung untersuchten DBR-Filtern nach [4] oder [11]. Denn dort galt für die Phasenmaße  $\beta_{zd} = \beta_{zu} = \beta_0$ , wobei  $\beta_0 = 2\pi f/c_0$  dem Phasenmaß einer Welle im freien Raum entspricht und  $f$  der Frequenz der sich mit Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  ausbreitenden hochfrequenten Welle. Diese Annahme gilt in dieser Arbeit nicht, bei starker optischer Anregung gilt hier  $\beta_{zd} \neq \beta_{zu} \neq \beta_0$ . Für kleine Diffusionslängen ist aber  $\beta_{zd} \approx \beta_{zu}$ .

## 2.2 Ladungsträgerdiffusion/Photoladungsträgerprofil

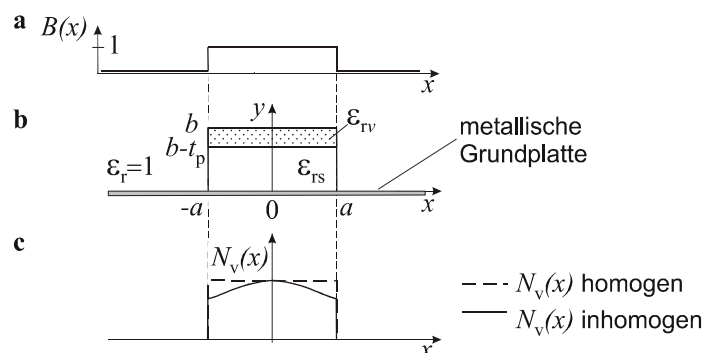
Da bei Beleuchtung die Ladungsträgerdichte  $N_v$  die Materialeigenschaften in der Dunkel- ( $N_v = N_d$ ) sowie Hellzone ( $N_v = N_l$ ) bestimmt, muss zur Erfassung der optisch induzierten Störungen innerhalb der BL-Struktur der Verlauf des (optisch induzierten) Ladungsträgerdichteprofiles in der HL-Schicht ermittelt werden. Dieses hängt im Allgemeinen von allen drei Raumkoordinaten ab. Es ist hier für den stationären Fall zu bestimmen. Zunächst wird im folgenden Abschnitt eine **inhomogene** Verteilung der Ladungsträger für



die BL berücksichtigt. Später findet die übliche Betrachtung eines **homogenen**, genäher- ten Ladungsträgerprofils statt.

### 2.2.1 Laterales Beleuchtungsprofil/Diffusionsgleichung

Die Abb. 2.5a zeigt ein laterales Beleuchtungsprofil  $B(x)$  für eine Beleuchtung von oben und in Abb. 2.5b einen Querschnitt durch eine Si-Quarz-BL. Die Beleuchtungsbreite soll-



**Abb. 2.5:** **a** Laterales Beleuchtungsprofil  $B(x)$ , **b** Querschnittsdarstellung einer BL und **c** homogene sowie inhomogene Ladungsträgerdichteverteilung  $N_v(x)$

te mindestens die volle Breite  $2a$  der BL überstreichen. Gemäß dem Beleuchtungsprofil  $B(x)$  gilt die Einschränkung einer homogenen Beleuchtung mit konstanter optischer Leistungsdichte  $p_{\text{opt}}$ . Die optische Anregung erfolgt kontinuierlich oder quasi-kontinuierlich und stets monochromatisch. Die Abb. 2.5c stellt die Verteilung der Ladungsträger  $N_v$  in  $x$ -Richtung dar, was später besprochen wird. Die HL-Oberfläche besitzt wegen ihrer Inhomogenitäten im Kristallgitter einen großen Einfluss auf die Ladungsträgerverteilung, denn sie tritt als Rekombinationspartner für Elektronen und Löcher auf. Dieser Effekt besitzt den Namen **Oberflächenrekombination**. Er bewirkt in der Nähe der HL-Oberfläche eine zur Oberfläche hin gerichtete Trägerdiffusion. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $v_0$  ist die diesen Effekt charakterisierende Größe, die bei rauen, unsauberen und häufig auch bei gealterten HL-Oberflächen Werte von bis zu  $10^7 \text{ cm/s}$  annehmen kann. Polierte oder mit bestimmten passivierenden Schichten versehene Oberflächen verfügen hingegen über ein deutlich kleineres und damit besseres  $v_0$  [42]. Reicht die ins HL-Innere gerichtete Trägerdiffusion von der Oberfläche bis zur Unterseite des Substrats, so ist auch an der unteren Si-Schichtoberfläche die Oberflächenrekombination zu berücksichtigen.

Die Ermittlung der Ladungsträgerdichte erfolgt für das hier eingesetzte monokristalline und als haftstellenfrei angenommene Si unter der Voraussetzung der paarweisen Erzeugung von quasifreien Elektronen und Löchern (vgl. Abschnitt 2.2.5). Zunächst wird bei der Untersuchung des Diffusionsprozesses die HL-Vollsubstrat-BL betrachtet. Bedingt durch die mit der Tiefe exponentiell abnehmenden Leistungsdichte der optischen Strahlung ent-

steht trotz der örtlich homogenen Strahlungsleistungsdichte  $p_{\text{opt}}$  auf der HL-Oberfläche eine generell inhomogene Anregung des HL-Materials. Weil die Löcher eine kleinere Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu_{\text{h}}$  besitzen als die Elektronen mit der Beweglichkeit  $\mu_{\text{e}}$ , bleiben während des Diffusionsprozesses die Löcher hinter den schnelleren Elektronen zurück. In der Folge baut sich ein inneres elektrisches Feld auf, das sogenannte Demberfeld, welches die Elektronen bremst und die Löcher beschleunigt. Daher entsteht ein stationärer Zustand, der zu einer neutralen Ladungsträgerverteilung mit  $N_{\text{h}}(x, y, z) = N_{\text{e}}(x, y, z)$  führt. Die die Diffusion beschreibende Bewegung der Ladungsträger spiegelt sich in einer sogenannten **ambipolaren Diffusionskonstanten** wider, die über die Elementarladung  $q$ , die Boltzmann-Konstante  $k$  und die absolute Temperatur  $T$  definiert ist:

$$D_{\text{a}} = \frac{2\mu_{\text{h}}\mu_{\text{e}}}{\mu_{\text{h}} + \mu_{\text{e}}} \cdot \frac{kT}{q} \quad . \quad (2.5)$$

Mit Trägerbeweglichkeiten für das hier verwendete Si von  $\mu_{\text{h}} = 600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und  $\mu_{\text{e}} = 1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $T = 300 \text{ K}$  ergibt sich eine ambipolare Diffusionskonstante von  $D_{\text{a}} = 22,2 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Unter Beachtung einer für Löcher und Elektronen gleichen **Ladungsträgerlebensdauer**  $\tau$  im HL-Volumen wird der Ladungsträgerlebensdauer eine **ambipolare Diffusionslänge**  $L_{\text{a}}$  zugeordnet:

$$L_{\text{a}} = \sqrt{D_{\text{a}} \cdot \tau} \quad . \quad (2.6)$$

$L_{\text{a}}$  beschreibt die Strecke, welche die Ladungsträger im Mittel zurücklegen, bevor sie rekombinieren (vgl. [43]). Die Trägerlebensdauer berechnet sich näherungsweise über  $\tau_i = m_i\mu_i/q$  ( $i = \text{h}$  bzw.  $\text{e}$  für Löcher bzw. Elektronen). Die stationäre Ladungsträgerdichte kann durch folgende **ambipolare Diffusionsgleichung** beschrieben werden:

$$\nabla^2 N_i(x, y, z) - \frac{N_i(x, y, z)}{L_{\text{a}}^2} = - \frac{g(x, y, z)}{D_{\text{a}}} \quad \text{für } i = \text{e, h} \quad , \quad (2.7)$$

mit der Generationsrate  $g(x, y, z)$  und dem Index h für Löcher bzw. e für Elektronen. Die Gl. (2.7) ist eine **dreidimensionale inhomogene Differentialgleichung** (DGL), die den Diffusionsprozess von neutralen Ladungsträgerpaaren mit der Diffusionskonstanten  $D_{\text{a}}$  beschreibt. Sie gilt für Löcher und Elektronen gleichermaßen. Im Folgenden erfolgt die Betrachtung allgemein für eine Volumenladungsträgerdichte  $N_{\text{v}}$ . Die optisch induzierte Generationsrate  $g(x, y, z)$  ist als Produkt des transversalen,  $x$ -gerichteten Beleuchtungsprofils  $B(x)$  (Abb. 2.5a), des longitudinalen Beleuchtungsprofils  $B(z)$  gemäß Abb. 2.4b, eines ortsunabhängigen Faktors  $G_0$  (vgl. Abb. 2.3) und eines der Absorption entsprechenden transversalen,  $y$ -abhängigen Faktors  $e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)}$  zu beschreiben, vgl. Abb. 2.6:

$$g(x, y, z) = G_0 \cdot B(x) \cdot e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \cdot B(z) \quad \text{mit} \quad (2.8\text{a})$$

$$g(y) = G_0 \cdot e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \quad (2.8\text{b})$$

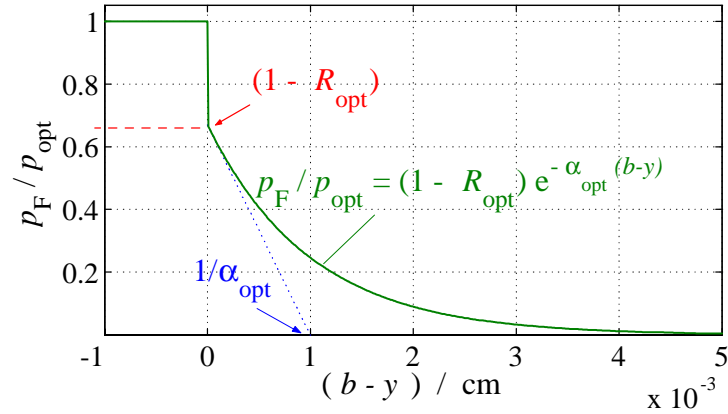
$$g(x) = B(x) \quad (2.8\text{c})$$

$$g(z) = B(z) \quad . \quad (2.8\text{d})$$

Die optische Leistungsdichte  $p_{\text{opt}}$  des anregenden Lichts wird - abhängig von  $R_{\text{opt}}$  - teilweise reflektiert und teilweise in der Tiefe absorbiert. Damit ergibt sich die optische  $y$ -abhängige Flächenleistungsdichte  $p_{\text{F}}$  über dem Ort  $b - y$  nach Abb. 2.6 zu

$$p_{\text{F}}(y) = p_{\text{opt}} \cdot (1 - R_{\text{opt}}) \cdot e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \quad . \quad (2.9)$$

Mittels  $p_{\text{F}}(y)$  kann die im Volumen absorbierte Leistungsdichte  $p_{\text{abs}}(y)$  des Lichtes über



**Abb. 2.6:** Normierte Flächenleistungsdichte  $p_{\text{F}}/p_{\text{opt}}$  über  $b - y$  im Si ( $\alpha_{\text{opt}} = 1000 \text{ cm}^{-1}$ )

die Richtungsableitung  $-dp_{\text{F}}(y)/dy$  gefunden werden:

$$p_{\text{abs}}(y) = p_{\text{opt}} \cdot (1 - R_{\text{opt}}) \alpha_{\text{opt}} e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \quad . \quad (2.10)$$

Die absorbierte Leistungsdichte  $p_{\text{abs}}(y)$  hängt wie folgt mit  $g(y)$  zusammen:

$$g(y) = \eta_{\text{opt}} \cdot \frac{p_{\text{abs}}(y)}{E_{\text{Ph}}} \quad (2.11a)$$

$$= G_0 \cdot e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} = S_{\text{opt}} \frac{\lambda_{\text{opt}}}{hc_0} p_{\text{opt}} (1 - R_{\text{opt}}) \alpha_{\text{opt}} e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \quad , \quad (2.11b)$$

mit der Energie der anregenden Lichtquanten  $E_{\text{Ph}} = h\nu_{\text{opt}} = hc_0/\lambda_{\text{opt}}$  und  $S_{\text{opt}} \frac{\lambda_{\text{opt}}}{hc_0} p_{\text{opt}} (1 - R_{\text{opt}}) \alpha_{\text{opt}} = G_0$ . Soll also eine DBR-Anordnung effizient arbeiten, so ist sie mit einer Lichtquelle anzusteuern, die eine Wellenlänge aufweist, bei welcher  $S_{\text{opt}}(\lambda_{\text{opt}})$  nahezu maximal ist. Einige wichtige HL-Materialparameter sind in der nachfolgenden Tabelle 2.1 für Si sowie GaAs aufgeführt [2], [44], [45]: Aus Tabelle 2.1 geht hervor, dass die HL-Materialien - abhängig von ihrer Herstellung - eine Vielfalt von Parameterkonstellationen zulassen.

Die dreidimensionale Diffusionsgleichung (2.7) kann im vorliegenden Fall gemäß [11] auf drei eindimensionale Diffusionsgleichungen heruntergebrochen werden, mit  $g(z) = B(z) = 1$  in den Hell- und  $B(z) = 0$  in den Dunkelzonen. Zur Beschreibung der Diffusion in  $x$ - bzw.

**Tabelle 2.1:** Si- und GaAs-Halbleiterparameter(-bereiche)

	Si	GaAs	
$\tau / \text{s}$	$10^{-6} \dots 10^{-4}$	$10^{-10} \dots 10^{-8}$	Trägerlebensdauer
$L_a / \mu\text{m}$	47...470	0,44...4,36	Diffusionslänge
$\tan\delta_\epsilon$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	Verlustfaktor
$R_{\text{opt}}$	0,30	0,32	optischer Reflexionsgrad
$\lambda_{\text{opt}S_{\text{max}}} / \text{nm}$	860	874...900	optische Wellenlänge bei $S_{\text{max}}$
$\alpha_{\text{opt}} / \text{m}^{-1}$	$\approx 10^5$	$\approx 10^6$	Absorptionskoeffizient
$v_{\text{O}} / \text{ms}^{-1}$	$1 \dots 10^2$	$10^4$	Oberflächenrekombinationsgeschw.

$y$ -Richtung finden sich gewöhnliche inhomogene DGLen zweiter Ordnung mit konstanten Koeffizienten:

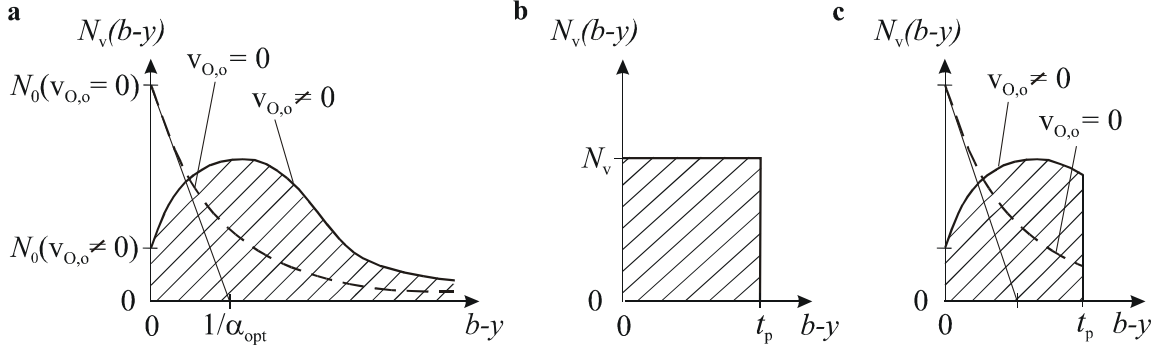
$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} N_v(y) - \frac{N_v(y)}{L_a^2} = - \frac{g(y)}{D_a} \quad (2.12a)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} N_v(x) - \frac{N_v(x)}{L_a^2} = - \frac{g(x)}{D_a} \quad (2.12b)$$

Die Lösung der jeweiligen DGL (2.12a) führt über die entsprechenden **Randbedingungen** der BL.

## 2.2.2 Ladungsträgerdiffusion transversal in $y$ -Richtung

**Inhomogenes Ladungsträgerprofil:** Die RB in  $y$ -Richtung für eine Trägerdiffusion von der Fläche  $y = b$  in negative  $y$ -Richtung lautet  $N_v(y = b) = \left| \frac{\partial}{\partial y} N_v \right| \cdot D_a / v_{\text{O},\text{o}}$ , mit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $v_{\text{O},\text{o}}$  der Oberfläche. Entsprechendes gilt auf der Unterseite der HL-Schicht bei  $y = b - t_p$  für eine Si-Quarz-BL und bei  $y = 0$  für eine HL-Vollsubstrat-BL. Hier findet die Diffusion in positiver Richtung statt, was zur RB  $N_v(y = b - t_p) = \left| \frac{\partial}{\partial y} N_v \right| \cdot D_a / v_{\text{O},\text{u}}$  für die Si-Quarz-BL bzw.  $N_v(y = 0) = \left| \frac{\partial}{\partial y} N_v \right| \cdot D_a / v_{\text{O},\text{u}}$  für das HL-Vollsubstrat führt.  $v_{\text{O},\text{u}}$  beschreibt hier die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Unterseite. Beide Rekombinationsgeschwindigkeiten sind in diesem eindimensionalen Modell von  $x$  unabhängig. Wenn die Unterseite und die Oberseite des HL die gleiche Beschaffenheit aufweisen, ergibt sich  $v_{\text{O},\text{o}} = v_{\text{O},\text{u}} = v_{\text{O}}$ . Wegen der Beleuchtung in  $y$ -Richtung und der Länge der beleuchteten HL-Seite kann der Effekt der Oberflächenrekombination nicht vernachlässigt werden, siehe auch [45]. Die Abb. 2.7a zeigt den qualitativen Verlauf eines inhomogenen Ladungsträgerprofils  $N_v(y)$  in einer HL-Schicht mit einer im Vergleich zu  $L_a$  sehr großen HL-Schichtdicke. In ihr spiegelt die Kurve  $N_v(y)$  mit  $v_{\text{O},\text{o}} = 0$  den Einfluss einer kleinen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wider. Dagegen stellt die ein Maximum durchlaufende Kurve  $N_v(y)$  mit  $v_{\text{O},\text{o}} \neq 0$  ein Ladungsträgerprofil dar, bei welchem das HL-Material über eine große Rekombinationsgeschwindigkeit verfügt [46],



**Abb. 2.7:** Prinzipieller Verlauf von  $N_v$  über  $(b - y)$ : **a** inhomogenes Ladungsträgerprofil, **b** homogenes Profil und **c** inhomogenes, abgeschnittenes Profil

[47]. Allgemein gilt für die inhomogene Verteilung  $N_v(y = 0) = N_0$ . Die Abb. 2.7b zeigt das Profil einer homogenen Trägerverteilung mit  $N_v(y) = \text{konst} = N_0$ . Die Abb. 2.7c stellt ein inhomogenes Profil einer geschichteten BL mit einer HL-Schicht der Dicke  $t_p$  dar, wobei  $t_p$  im Bereich von  $L_a$  liegt und eine Rekombination  $v_{O,u}$  sowie eine mögliche Lichtreflexion an der HL-Unterseite nicht berücksichtigt sind.

Für die geschichtete BL gilt es, das Verhältnis  $L_a$  zu  $t_p$  näher zu untersuchen. Denn wenn  $L_a \ll t_p$  ist, kann der Einfluss der Oberflächenrekombination auf der Unterseite des HL auf die Verteilung von  $N_v(y)$  vernachlässigt werden. Liegt hingegen  $L_a$  im Bereich von  $t_p$  (oder sogar darüber), so muss die Oberflächenrekombination an der HL-Unterseite bei der Berechnung des Verlaufs von  $N_v(y)$  berücksichtigt werden. Für die nachfolgenden Berechnungen sei der Einfachheit halber vorausgesetzt, dass der optische Reflexionsgrad der Si-Quarz-Grenzschicht vernachlässigbar klein ist.

Die Oberflächenrekombination  $v_{O,u}$  an der Unterseite der HL-Schicht muss immer dann in die Berechnung einfließen, wenn Diffusionslängen  $L_a$  in der Größenordnung der Schichtdicke  $t_p$  oder darüber auftreten. Um die  $y$ -Abhängigkeit des Ladungsträgerprofils  $N_v(y)$  zu ermitteln, wird die DGL (2.12a) mittels der Gl.'en (2.6) und (2.11a) auf folgende Form gebracht [48]:

$$L_a^2 \frac{\partial^2 N_v(y)}{\partial y^2} - N_v(y) = -\tau g(y) \quad . \quad (2.13)$$

Als Lösung für das stationäre Plasmaprofil ergibt sich für  $\alpha_{\text{opt}} L_a \neq 1$  im Bereich von  $(b - t_p) \leq y \leq b$  unter Berücksichtigung von  $v_{O,u}$

$$N_v(y) = \frac{G_0 \tau}{\alpha_{\text{opt}}^2 L_a^2 - 1} \left[ C_1 \cosh\left(\frac{b-y}{L_a}\right) - C_2 \sinh\left(\frac{b-y}{L_a}\right) - e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \right] \quad (2.14)$$

mit

$$C_1 = \frac{(\alpha_{\text{opt}} L_a^2 + v_{O,o} \tau) \left[ \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \frac{v_{O,u} \tau}{L_a} \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) \right] - (\alpha_{\text{opt}} L_a^2 - v_{O,u} \tau) e^{-\alpha_{\text{opt}} t_p}}{(v_{O,o} + v_{O,u}) \tau \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \left( L_a + \frac{v_{O,o} v_{O,u} \tau^2}{L_a} \right) \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right)} \quad (2.15)$$

und

$$C_2 = \frac{(\alpha_{\text{opt}} L_a^2 + v_{\text{O,o}} \tau) \left[ \frac{v_{\text{O,u}} \tau}{L_a} \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) \right] + \frac{v_{\text{O,o}} \tau}{L_a} (\alpha_{\text{opt}} L_a^2 - v_{\text{O,u}} \tau) e^{-\alpha_{\text{opt}} t_p}}{(v_{\text{O,o}} + v_{\text{O,u}}) \tau \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \left( L_a + \frac{v_{\text{O,o}} v_{\text{O,u}} \tau^2}{L_a} \right) \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right)} \quad (2.16)$$

Für  $\alpha_{\text{opt}} L_a = 1$  findet sich im Bereich  $(b - t_p) \leq y \leq b$  wiederum unter Berücksichtigung von  $v_{\text{O,u}}$

$$N_v(y) = \frac{G_0 \tau}{4 \alpha_{\text{opt}} L_a^2} \left[ \tilde{C}_1 e^{(b-y)/L_a} + (\tilde{C}_2 + 2(b-y)) e^{-(b-y)/L_a} \right] \quad (2.17)$$

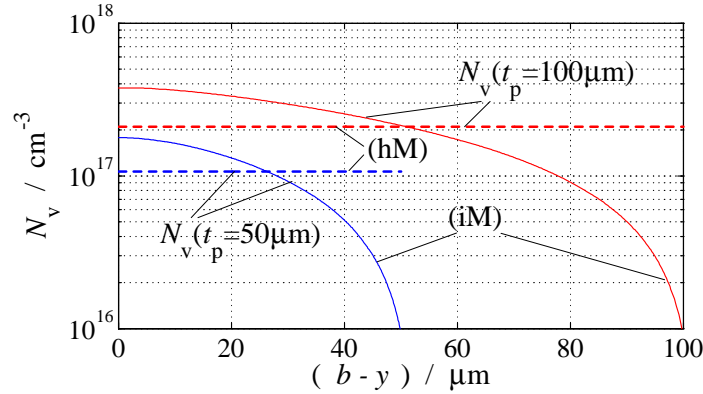
mit

$$\tilde{C}_1 = \frac{\left[ \frac{t_p}{L_a} (L_a - v_{\text{O,u}} \tau) (L_a + v_{\text{O,o}} \tau) - L_a \tau (v_{\text{O,o}} + v_{\text{O,u}}) \right] e^{-t_p/L_a}}{(v_{\text{O,o}} + v_{\text{O,u}}) \tau \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \left( L_a + \frac{v_{\text{O,o}} v_{\text{O,u}} \tau^2}{L_a} \right) \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right)} \quad (2.18)$$

und

$$\tilde{C}_2 = \frac{L_a (L_a + v_{\text{O,u}} \tau) e^{t_p/L_a} - L_a (L_a - v_{\text{O,o}} \tau) e^{-t_p/L_a} + \frac{t_p}{L_a} (L_a - v_{\text{O,o}} \tau) (L_a - v_{\text{O,u}} \tau) e^{-t_p/L_a}}{(v_{\text{O,o}} + v_{\text{O,u}}) \tau \cosh\left(\frac{t_p}{L_a}\right) + \left( L_a + \frac{v_{\text{O,o}} v_{\text{O,u}} \tau^2}{L_a} \right) \sinh\left(\frac{t_p}{L_a}\right)} \quad (2.19)$$

Die Abb. 2.8 zeigt die Trägerverteilung  $N_v(y)$  für das inhomogene Modell (iM) nach Gl. (2.14) und den Verlauf der Trägerdichte  $N_v = \text{konst}$  des homogenen Modells (hM) nach Gl. (2.25) als Funktion der Tiefe  $(b - y)$  in Si mit der Si-Dicke  $t_p = 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  als Parameter.



**Abb. 2.8:** Ladungsträgerdichten  $N_v(y)$  des inhomogenen Modells (iM) und  $N_v = \text{konst}$  des homogenen Modells (hM) über  $(b - y)$  in Si, Parameter  $t_p$  (abgeschätzt für  $p_{\text{opt}} = 354 \text{ W/cm}^2$ ;  $R_{\text{opt}} = 0,33$ ;  $\alpha_{\text{opt}} = 1000 \text{ cm}^{-1}$ ;  $\lambda_{\text{opt}} = 802 \text{ nm}$ ;  $v_{\text{O,o}} = 100 \text{ cm/s}$ ;  $v_{\text{O,u}} = 10^7 \text{ cm/s}$ ;  $\tau = 150 \mu\text{s}$ )

Für Materialien, die über eine Diffusionslänge verfügen, welche viel kleiner ist als die HL-Schichtdicke, kann  $v_{\text{O,u}}$  vernachlässigt werden. Denn die Ladungsträger können dann nicht

bis zur Unterseite diffundieren, da sie vorher rekombinieren. Unter gleichzeitiger Nutzung der RB  $\lim_{y \rightarrow \infty} N_v(y) = 0$  findet sich mit  $g(y) = G_0 \cdot e^{-\alpha_{\text{opt}}(b-y)}$  im Bereich  $(b - t_p) \leq y \leq b$  die Beschreibung

$$N_v(y) = \frac{\tau S_{\text{opt}} \alpha_{\text{opt}} p_{\text{opt}} (1 - R_{\text{opt}})}{h\nu (\alpha_{\text{opt}}^2 L_a^2 - 1)} \left( \frac{\alpha_{\text{opt}} L_a^2 + v_{\text{O},o}\tau}{L_a + v_{\text{O},o}\tau} e^{(b-y)/L_a} - e^{\alpha_{\text{opt}}(b-y)} \right) . \quad (2.20)$$

Auch im Fall der Vernachlässigung von  $v_{\text{O},u}$  lassen sich wieder, abhängig von den Größen  $\alpha_{\text{opt}} L_a$  und  $v_{\text{O},o}\tau/L_a$ , zwei vereinfachende Spezialfälle für den Verlauf der Ladungsträgerdichte ableiten:

$$N_v(y) = N_0 e^{(b-y)/W_d} , \quad (2.21)$$

mit

$$W_d = \begin{cases} L_a & \text{für } \alpha_{\text{opt}} L_a \gg 1 \quad \text{und } \alpha_{\text{opt}} L_a \gg \frac{v_{\text{O},o}\tau}{L_a} \\ \frac{1}{\alpha_{\text{opt}}} & \text{für } \alpha_{\text{opt}} L_a \ll 1 \quad \text{und } \alpha_{\text{opt}} L_a \gg \frac{v_{\text{O},o}\tau}{L_a} \end{cases} \quad (2.22)$$

und

$$N_0 = \begin{cases} \frac{\tau S_{\text{opt}} p_{\text{opt}} (1 - R_{\text{opt}})}{h\nu L_a (1 + v_{\text{O},o}\tau/L_a)} & \text{für } \alpha_{\text{opt}} L_a \gg 1 \\ \frac{\tau S_{\text{opt}} \alpha_{\text{opt}} p_{\text{opt}} (1 - R_{\text{opt}})}{h\nu} & \text{für } \alpha_{\text{opt}} L_a \ll 1 \end{cases} . \quad (2.23)$$

Der Fall  $W_d = L_a$  wird als diffusionskontrolliertes Ladungsträgerprofil bezeichnet, während  $W_d = \frac{1}{\alpha_{\text{opt}}}$  einem absorptionskontrollierten Ladungsträgerprofil entspricht [46], [49].

**Homogenes Ladungsträgerprofil in  $y$ -Richtung:** Um den Rechenaufwand gering zu halten, bietet sich die Überlegung einer Näherung an, in welcher die inhomogene Plasmaschicht unter bestimmten Voraussetzungen durch ein Plasmaschichtmodell mit rechteckförmiger, homogener Ladungsträgerdichteverteilung  $N_v(y) = \text{konst}$  gemäß Abb. 2.7b nachgebildet werden kann [9], [45]. Mit dem Ziel einer möglichst homogenen Plasmadichte lassen sich einige generelle Aussagen treffen. Neben der trivialen Erkenntnis, dass eine höhere Lebensdauer und damit eine weiter reichende Diffusion sowie eine verminderte Oberflächenrekombination in jedem Falle zu gleichmäßigeren Profilen und einer erhöhten Empfindlichkeit führt, lässt sich für rekombinationsarme Oberflächen ( $v_{\text{O},o}$  bzw.  $v_{\text{O},u} \leq 10^3$  cm/s) der in [48] empirisch bestimmte Zusammenhang

$$L_a \gtrsim \alpha_{\text{opt}}^{-1} \gtrsim t_p \quad (2.24)$$

angeben, wobei Abweichungen bis zu einem Faktor 3 noch hingenommen werden. Die Berechnung führt über die gleiche Flächendichte im inhomogenen und homogenen Profil. Um  $N_v$  für das homogene Modell berechnen zu können, wird das arithmetische Mittel der generierten Volumenladungsträgerdichte über die gesamte Höhe  $t_p$  der Plasmaschicht gebildet:

$$N_v = \frac{1}{t_p} \cdot \int_0^{t_p} N_v(y) dy . \quad (2.25)$$

Erneut sind - abhängig vom Produkt  $\alpha_{\text{opt}} L_a$  - zwei Fälle zu unterscheiden. Für  $\alpha_{\text{opt}} L_a \neq 1$  folgt

$$N_v = \frac{G_0 \tau}{\alpha_{\text{opt}} t_p} \cdot \frac{1}{L_a^2 \alpha_{\text{opt}}^2 - 1} \cdot \left\{ C_1 L_a \alpha_{\text{opt}} \sinh \left( \frac{t_p}{L_a} \right) + \right. \\ \left. - C_2 L_a \alpha_{\text{opt}} \left( \cosh \left( \frac{t_p}{L_a} \right) - 1 \right) + e^{-\alpha_{\text{opt}} t_p} - 1 \right\} , \quad (2.26)$$

mit  $C_1$  nach Gl. (2.15) bzw.  $C_2$  gemäß (2.16). Für  $\alpha_{\text{opt}} L_a = 1$  gilt:

$$N_v = \frac{1}{4} \cdot \frac{G_0 \tau}{\alpha_{\text{opt}} L_a t_p} \cdot \left\{ \tilde{C}_1 (e^{t_p/L_a} - 1) + \right. \\ \left. - (+2L_a) \cdot (e^{-t_p/L_a} - 1) - 2L_a (e^{-t_p/L_a} - 1) - 2t_p e^{-t_p/L_a} \right\} , \quad (2.27)$$

mit  $\tilde{C}_1$  nach Gl. (2.18) bzw.  $\tilde{C}_2$  gemäß (2.19). Der Verlauf von  $N_v(y) = \textit{konst}$  ist für eine homogene Verteilung über  $b - y$  in Abb. 2.8 zu sehen.

In einer HL-Schicht, deren Schichtdicke größer als die Diffusionslänge ist, muss bei Verwendung des Modells mit homogener Ladungsträgerverteilung die **Dicke  $t_p$  der Plasmaschicht** bestimmt werden. Nur in dieser Schicht bildet sich in Folge der  $y$ -gerichteten Diffusion ein Plasma aus. In tiefer liegenden HL-Schichten wird bei diesem Modell angenommen, dass sie frei von Ladungsträgern sind. Die Berechnung der Plasmaschichtdicke  $t_p$  erfolgt über die Gleichheit der Flächen des homogenen und inhomogenen Profils. Ist die maximale Ladungsträgerdichte bekannt, findet sich die gesuchte effektive Plasmaschichtdicke für eine homogene Verteilung nach [46] mit

$$t_p = \frac{1}{\alpha_{\text{opt}}} \left( \frac{L_a(1 + \alpha_{\text{opt}} L_a) + v_{0,o}\tau}{L_a + v_{0,o}\tau} \right) \cdot \left( \frac{1}{\alpha_{\text{opt}} L_a} \frac{\alpha_{\text{opt}} L_a^2 + v_{0,o}\tau}{L_a + v_{0,o}\tau} \right)^{\alpha_{\text{opt}} L_a / (1 - \alpha_{\text{opt}} L_a)} . \quad (2.28)$$

Eine nähere Betrachtung von Gl. (2.28) führt wieder zu den schon im inhomogenen Fall gemachten Erkenntnissen: Unter der Voraussetzung kleiner Werte von  $\alpha_{\text{opt}}$  und  $\alpha_{\text{opt}} L_a \ll 1$  gilt  $t_p \approx \alpha_{\text{opt}}^{-1}$ . Wogegen für große Werte von  $\alpha_{\text{opt}}$  und unter der Vorgabe von  $\alpha_{\text{opt}} L_a \gg 1$  die Plasmaschichtdicke  $t_p$  mit  $t_p \approx L_a$  abzuschätzen ist, vgl. [49].

Bei der der Beleuchtung gegenüberliegenden Oberfläche ist stets zu überprüfen, ob es in Folge einer geringen HL-Schichtdicke an dieser HL-Unterseite zu Reflexionen der optischen Strahlung kommt: Silizium besitzt, abhängig von  $\lambda_{\text{opt}}$ , eine optische Eindringtiefe  $1/\alpha_{\text{opt}}$  von nur einigen Mikrometern. Die hier gewählte minimale HL-Schichtdicke von Si beträgt  $50 \mu\text{m}$ . Demnach kommt es für die in die Siliziumschicht eindringende optische Strahlung der Laserlichtquelle nicht zur Reflexion an der Si-Quarzglas-Grenzschicht. Käme es zu einer Reflexion, so wären die damit verbundene, optisch induzierte Ladungsträgergeneration und die umgekehrt gerichtete Diffusion zu berücksichtigen.

Unter den genannten Voraussetzungen für die Berechnung der Photoladungsträgerprofile ist also - abhängig von dem Verhältnis Schichtdicke zu Diffusionslänge - zu entscheiden, ob



das Modell mit inhomogener oder homogener Trägerverteilung verwendet werden kann. In der Folge ergibt sich in der HL-Schicht der BL modellabhängig entweder eine ortsabhängige, komplexe relative Permittivität  $\epsilon_r(y)$  oder eine konstante, ebenfalls komplexe und nicht von  $y$  abhängige relative Permittivität. Tendenziell kann bei einer geschichteten HL-Quarz-BL mit dünner HL-Schicht mit  $L_a \gtrsim t_p$  von einer relativ homogen verteilten Dichte in der Plasmaschicht ausgegangen werden. Hingegen muss bei Verwendung dickerer HL-Schichten oder bei Verwendung von HL-Vollsubstrat-Bildleitungen mit inhomogenen Plasmadichteverteilungen gerechnet werden.

**Berücksichtigung der Quarzschicht:** In der Quarzschicht ist die Ladungsträgerdichte  $N_v$  ( $y < b - t_p$ ) gleich null, da hier weder Trägergeneration noch Trägerdiffusion möglich ist, siehe Abb. 2.7c. Der Permittivitätswert in Quarz ist von der Beleuchtung unabhängig.

### 2.2.3 Ladungsträgerdiffusion transversal in $x$ -Richtung

Gemäß Abb. 2.5a soll die Beleuchtung mindestens über die gesamte Breite  $2a$  der BL gehen. Die Abb. 2.5c stellt qualitativ die Verteilung der Ladungsträger  $N_v$  in  $x$ -Richtung dar. Die Verteilung ergibt sich durch Lösen der eindimensionalen DGL 2.12b. Hier bildet die durchgezogene Kurve eine inhomogene Trägerverteilung  $N_v(x)$  unter Berücksichtigung einer Rekombination der Ladungsträger an den seitlichen Oberflächen bei  $x = \pm a$  ab. Hingegen stellt die gestrichelte Kurve eine homogene Verteilung  $N_v = konst$  ohne Berücksichtigung einer Oberflächenrekombination dar. Da die schmale HL-Seite nicht beleuchtet wird, ist der Einfluss der Oberflächenrekombination an dieser Seite kleiner als an der beleuchteten, breiten Oberseite. Daher werden im Folgenden der Einfluss der Oberflächenrekombination an dieser schmalen, unbeleuchteten Seite und die Diffusion in  $x$ -Richtung vernachlässigt. Folglich wird das in  $x$ -Richtung homogene Profil verwendet.

### 2.2.4 Ladungsträgerdiffusion longitudinal

**Inhomogenes Ladungsträgerprofil:** Das longitudinale Ladungsträgerprofil  $N_v(z)$ , wie es in Abb. 2.4c durch die Kurve mit verschliffenem Verlauf dargestellt ist, wird über das in Ausbreitungsrichtung der Welle periodische normierte Beleuchtungsmuster  $B(z)$  nach 2.4b hervorgerufen. Die Bestimmung des Trägerprofils findet unter der Voraussetzung eines idealisierten eindimensionalen Ladungsträgerflusses für  $L_a < l_l, l_d$  durch die Lösung der eindimensionalen  $z$ -abhängigen Diffusionsgleichung statt:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} N_v(z) - \frac{N_v(z)}{L_a^2} = - \frac{g(z)}{D_a} \quad . \quad (2.29)$$

Wegen der Linearität der DGL folgt die Lösung für das Gesamtgitter durch die Überlagerung der Trägerverteilungen der  $N$  Einzelstufen an ihren dem Beleuchtungsmuster

entsprechenden Stellen. Bei der Berechnung kann für jede Hellzone angenommen werden, dass jeweils nur diese eine Hellzone existiert [41]. Dann ist jedes Einzelprofil nach einem eindimensionalen Modell zu berechnen, so wie es bereits für die  $y$ -Richtung gelöst wurde. Für eine einzelne Hellzone ergibt sich mit einer auf eins normierten Anregung  $g(z) = B(z)$  über die Randbedingung  $\lim_{z \rightarrow \pm\infty} N_v(z) = 0$  das normierte Profil  $N_{\text{vn}}(z)$  bei Beleuchtung der Leitung von  $z = 0$  bis  $z = l_l$ , siehe Abb. 2.4b:

$$N_{\text{vn}}(z) = \begin{cases} 1 - e^{-l_l/2L_a} \cdot \cosh \frac{z-l_l/2}{L_a} & \text{für } 0 < z < l_l \\ e^{-|z-l_l/2|/L_a} \sinh \frac{l_l}{2L_a} & \text{für } z < 0 \quad \text{bzw.} \quad z > l_l \end{cases} . \quad (2.30)$$

Die Amplitude wird über  $G_0$  in  $g(y)$  nach Gl. (2.8a) berücksichtigt.

Bei der Überlagerung aller Einzelprofile wird die Leitung in die in Abb. 2.4c abgebildeten Bereiche Eingangszzone (E), Lichtzone (L), Dunkelzone (D) und Ausgangszzone (A) aufgeteilt. Für die vier Zonen findet sich nach [41]:

$$N_{\text{vn}}(z)_E = \sinh\left(\frac{l_l}{2L_a}\right) e^{(z-l_l/2)/L_a} \cdot \sum_{k=1}^N e^{(1-k)(l_l+l_d)/L_a} \quad (2.31a)$$

$$N_{\text{vn}}(z)_{L\mu} = \frac{1}{2} \left\{ 2 + \left[ (1 - e^{-l_l/L_a}) \cdot \sum_{k=\mu-1}^{N-1} e^{-k(l_l+l_d)/L_a} - e^{(1-\mu)(l_l+l_d)/L_a} \right] \cdot e^{z/L_a} + \right. \\ \left. + \left[ (e^{l_l/L_a} - 1) \cdot \sum_{k=0}^{\mu-1} e^{k(l_l+l_d)/L_a} - e^{(l_l+(\mu-1)(l_l+l_d))/L_a} \right] \cdot e^{-z/L_a} \right\} \quad (2.31b)$$

$$N_{\text{vn}}(z)_{D\nu} = \frac{1}{2} \left[ (1 - e^{-l_l/L_a}) \cdot e^{z/L_a} \cdot \sum_{k=\nu}^{N-1} e^{-k(l_l+l_d)/L_a} + \right. \\ \left. + (e^{l_l/L_a} - 1) \cdot e^{-z/L_a} \cdot \sum_{k=0}^{\nu-1} e^{k(l_l+l_d)/L_a} \right] \quad (2.31c)$$

$$N_{\text{vn}}(z)_A = \sinh\left(\frac{l_l}{2L_a}\right) \cdot e^{(-z+l_l/2)/L_a} \cdot \sum_{k=1}^N e^{(k-1)(l_l+l_d)/L_a} , \quad (2.31d)$$

mit  $\mu = 1$  bis  $N$  und  $\nu = 1$  bis  $(N-1)$  in positiver  $z$ -Richtung steigend gezählt.  $N_{\text{vn}}(z)$  ist auf die Trägerdichte normiert, die sich bei homogener Lichteinstrahlung für  $B(z)_{\text{max}} = 1$  einstellt. Das nach Gl. (2.31a) bis Gl. (2.31d) bestimmte, longitudinale Ladungsträgerprofil ist in Abb. 2.4c für ein symmetrisches 3-Elemente-Wellenleiterfilter mit  $l_l = l_d$  qualitativ dargestellt.

**Homogenes Ladungsträgerprofil nach dem Stufenprofilmodell:** Die für das diffusionsabhängige mäanderförmige Impedanz-Stufenprofilmodell (siehe Abb. 2.4c) entscheidenden Dichten, das Maximum  $\text{Max}[N_v(z)_{L_1}] = N_l$  der ersten Hellzone und das Minimum

$\text{Min}[N_\nu(z)_{D_1}] = N_d$  der ersten Dunkelzone, lassen sich aus Gl. (2.31b) bzw. Gl. (2.31c) zu

$$N_l \approx N_\nu \left[ 1 + \sinh\left(\frac{l_l}{2L_a}\right) \cdot \frac{(1 - e^{-N\Lambda/L_a})}{(1 - e^{-\Lambda L_a})} - \cosh\left(\frac{l_l}{2L_a}\right) \right] \quad (2.32)$$

und

$$N_d \approx \frac{1}{2} N_\nu e^{-l_d/2L_a} \left[ (1 - e^{-l_l/L_a}) \frac{2 - e^{-(N-1)\Lambda/L_a} - e^{-\Lambda/L_a}}{1 - e^{-\Lambda/L_a}} \right] \quad (2.33)$$

bestimmen, mit dem Gültigkeitsbereich  $l_l \geq 4L_a$  zur Berechnung des Stufenreflexionsfaktors  $\Gamma_{st}$  [11], vgl. [39].

### 2.2.5 Permittivität der Hell- bzw. Dunkelzone

Die durch den inneren Photoeffekt (vgl. Abschnitt 2.1.1) generierten Elektronen-Loch-Paare erzeugen eine zusätzliche Polarisation, welche über das **Drude-Modell** [3] in der komplexen relativen Permittivität  $\epsilon_{r\nu}$  eines photoinduzierten HL-Stücks Berücksichtigung findet:

$$\epsilon_{r\nu} = \epsilon_{ru} - \sum_{i=e, h_L, h_H, h_i} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \nu_i^2} \left( 1 + j \frac{\nu_i}{\omega} \right) \quad , \quad (2.34)$$

mit  $\nu = l$  in der Hell- bzw.  $\nu = d$  in der Dunkelzone. Das Modell nach Gl. (2.34) gibt Auskunft über die Verteilung der Ladungsträger.  $\epsilon_{ru} = \epsilon_r(1 - j \tan \delta_\epsilon)$  bezeichnet die relative Permittivität des unbeleuchteten HL, mit dem Verlustfaktor  $\tan \delta_\epsilon$  bzw. dem Verlustwinkel  $\delta_\epsilon$ .  $\nu_i$  bzw.  $\omega_{pi}$  drückt die Kollisions- bzw. die Plasmakreisfrequenz aus. Dabei steht  $i = e$  für die optisch induzierten Elektronen,  $i = h_L$  für die leichten Löcher,  $i = h_H$  für die schweren Löcher und  $i = h_i$  für die thermisch ionisierten Löcher. Die Kollisionskreisfrequenz  $\nu_i$  hängt über die Beziehung  $\nu_i = 1/\chi_i$  mit der Relaxationszeit  $\chi_i$  des HL zusammen. Mittels

$$\omega_{pi}^2 = \frac{N_i q^2}{m_i^* \epsilon_0} \quad (i = e, h_L, h_H, h_i) \quad (2.35)$$

wird die Plasmakreisfrequenz  $\omega_{pi}$  ausgedrückt, mit den photoinduzierten Ladungsträgerdichten  $N_e = N_h = N_{h_L} + N_{h_H}$  (h für Löcher allgemein). In die Gl. (2.35) gehen die effektiven Massen  $m_i^*$  und die Dichten  $N_i$  der einzelnen Ladungsträger, die Elementarladung  $q$  und elektrische Feldkonstante  $\epsilon_0$  ein. Die Variable  $\omega = 2\pi f$  beschreibt die Kreisfrequenz des Millimeterwellensignals, vgl. [50]. Bei  $f = 140$  GHz ergeben sich im unbeleuchteten Fall ( $N_i = 0$ ) nach [51] die Permittivitäten  $\epsilon_{ru} = 11,8 \cdot (1 - j1,3 \cdot 10^{-3})$  in Si bzw.  $\epsilon_{ru} = 12,9 \cdot (1 - j1,6 \cdot 10^{-3})$  in GaAs.

In der angeregten HL-Schicht entstehen via  $\epsilon_{r\nu}(N_i)$  von der optischen Anregung abhängige Bereiche, die für kleine Trägerdichten als schwach verlustbehaftet, für mittlere Ladungsträgerdichten als stark verlustbehaftet und für große Dichten als quasi-metallisch angenommen werden. In der aus Quarz bestehenden, unteren Schicht mit

$\epsilon_{ru} = \epsilon_{rs} = 3,8 \cdot (1 - j0,8 \cdot 10^{-4})$  nach [52] der Si-Quarz-BL ist keine optische Anregung möglich, da es sich bei Quarz um einen Isolator handelt.

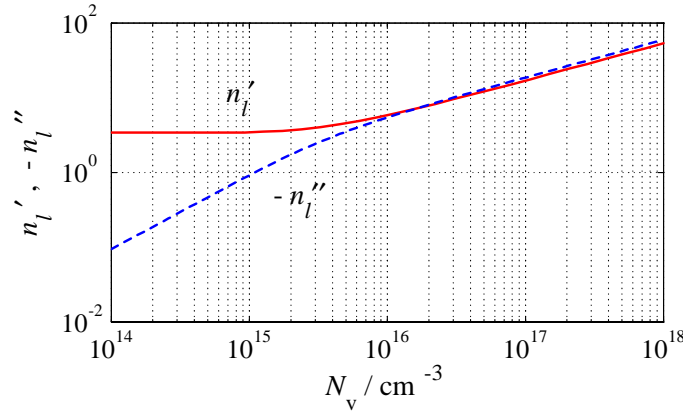
An Stelle des Begriffs Permittivität  $\epsilon_{r\nu}$ , der in der Regel in der Hochfrequenztechnik verwendet wird, findet sich in der Optik und der Physik oftmals der Begriff **Brechungsindex**  $n_\nu$  ( $\nu = l, d$ ), welcher wie folgt mit der Permittivität zusammenhängt [53]:

$$n_\nu^2 = \epsilon_{r\nu} = \epsilon'_{r\nu} - j\epsilon''_{r\nu} \quad (2.36a)$$

$$n_\nu = n'_\nu - jn''_\nu \quad (2.36b)$$

$$n_\nu^2 = n_\nu'^2 - n_\nu''^2 - j2n'_\nu n_\nu'' = \epsilon'_{r\nu} - j\frac{\kappa_\nu}{\omega\epsilon_0} \quad (2.36c)$$

In Gl. (2.36c) stellt  $\kappa_\nu$  die Leitfähigkeit des Substrats dar. Der Realteil  $n'_\nu$  (Brechzahl) bzw. Imaginärteil  $n''_\nu$  (Extinktionskoeffizient) ist genauso wie  $\epsilon'_{r\nu}$  bzw.  $\epsilon''_{r\nu}$  jeweils reellwertig. Die Abb. 2.9 drückt die Abhängigkeit von  $n'_\nu$  bzw.  $n''_\nu$  von der Ladungsträgerdichte  $N_\nu$  in beleuchtetem Si ( $\nu = l$ ) bei  $f = 94$  GHz aus.



**Abb. 2.9:** Realteil  $n'_l$  und Imaginärteil  $n''_l$  des Brechungsindex von angeregtem Si über  $N_\nu$  bei  $f = 94$  GHz

Für offene Wellenleiterstrukturen ergibt sich mit der komplexen Permittivität jeder Schicht, abhängig von der Geometrie der Leitung und unter Berücksichtigung des Außenraums, eine sogenannte komplexe **effektive** Permittivität  $\epsilon_{\text{reff}\nu} = n_{\text{eff}\nu}^2$ . Die Ausbreitungseigenschaften der fortschreitenden Welle bestimmen sich gemäß Gl. (3.31) und Gl. (3.16) über die Beziehung

$$\epsilon_{\text{reff}\nu} = -\left(\frac{\gamma_{z\nu}}{\beta_0}\right)^2 = \epsilon'_{\text{reff}\nu} - j\epsilon''_{\text{reff}\nu} \quad \text{mit } \nu = d, l \quad (2.37)$$

Hierzu ist die Permittivität  $\epsilon_{r\nu}$  in der Hellzone über die Trägerdichte  $N_e = N_{\text{hl}} + N_{\text{hh}} = N_l$  der Hellzone und in der Dunkelzone über die Trägerdichte  $N_d$  der Dunkelzone zu berücksichtigen, wobei sich die Trägerdichten  $N_l$  und  $N_d$  über das Stufenprofilmodell und  $N_\nu$  einstellen.

Die Abb. 2.10a zeigt eine Simulation des Phasenmaßes  $\beta_{zl}$  der Hellzone,  $\beta_{zd}$  der Dunkelzone,  $\beta_{zu}$  der unbeleuchteten Zone und des Freiraumphasenmaßes  $\beta_0$  über der Frequenz für eine sich in einem DBR-Filter mit der Hellzonenlänge  $l_l = 450 \mu\text{m}$ , Dunkelzonlänge  $l_d = 450 \mu\text{m}$  und 10 Gitterstufen ausbreitenden Welle. Die BL-Breite beträgt  $2a = 900 \mu\text{m}$ , die Höhe der Quarzschicht  $b = 700 \mu\text{m}$ , die Dicke der aufliegenden Si-Schicht  $t_p = 50 \mu\text{m}$  und die ambipolare Diffusionslänge  $L_a = 47 \mu\text{m}$  (Si-Parameter nach [44]). Die Volumenladungsträgerdichte  $N_v$  wird mit  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  abgeschätzt. Dafür ergibt sich in Si in Folge der  $z$ -gerichteten Diffusion über das Stufenprofilmodell in der Dunkelzone eine Dichte  $N_d = 0,008N_v$ , in der Hellzone  $N_l = 0,992N_v$  und im unbeleuchteten Abschnitt  $N_v = 0$ . Mit zunehmender Ladungsträgerdichte  $N_v$  und ebenso mit zunehmender Frequenz steigen die Phasenmaße  $\beta_{zl}$ ,  $\beta_{zd}$ ,  $\beta_{zu}$  und  $\beta_0$  an. Die Abb. 2.10b zeigt die Verläufe der Dämpfungsmaße  $\alpha_{zl}$ ,  $\alpha_{zd}$  und  $\alpha_{zu}$  über der Frequenz. Obwohl die Träger-

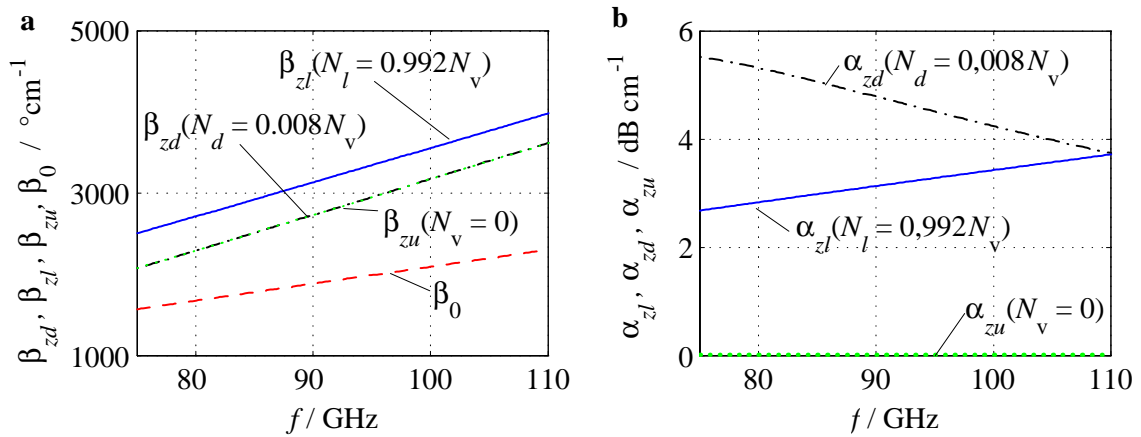


Abb. 2.10: a Phasenmaße  $\beta_{zd}$ ,  $\beta_{zu}$ ,  $\beta_{zl}$  und Freiraumphasenmaß  $\beta_0$  sowie b Dämpfungsmaße  $\alpha_{zd}$ ,  $\alpha_{zu}$ ,  $\alpha_{zl}$  einer Si-Quarz-BL über der Frequenz

dichte in der Hellzone über 100-fach größer ist als in der Dunkelzone, liegen die Werte der Dämpfung in demselben Bereich. Die Dämpfung in der ungestörten BL ist hingegen zu vernachlässigen.

## 2.3 Filterkenngrößen

Bei höheren Frequenzen ( $f > 1 \text{ GHz}$ ) weisen Signale in Strukturen mit praktikablen Abmessungen Wellencharakter auf, d. h. sie werden zusätzlich ortsabhängig. Der Leistungstransport kann dann gegebenenfalls durch mehrere Wellentypen stattfinden. Um hier eine eindeutige Zuordnung der  $\vec{E}$ - und  $\vec{H}$ -Feldstärken zu gewährleisten und um die möglichen verschiedenen Wellentypen (sogenannte Moden) zu beschreiben, wird der **Feldtypwider-**

**stand**  $Z$  oder auch Feldwellenwiderstand definiert, der ortsunabhängig ist:

$$Z = \frac{E_t}{H_t} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} = Z_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad , \quad (2.38)$$

mit den transversalen  $\vec{E}$ - bzw.  $\vec{H}$ -Feldstärken  $E_t$  bzw.  $H_t$ , der magnetischen Feldkonstanten  $\mu_0$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  im Medium und dem Feldwellenwiderstand  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  des freien Raumes. In Leitungen, Kabeln und Wellenleitern ist  $\epsilon_r'$  in der Regel größer als eins. Mit  $\mu_r = 1$  wird dann der Wellenwiderstand  $Z = Z_0/\sqrt{\epsilon_r'} < Z_0$ . Aber  $Z$  kann nicht nur kleinere, sondern auch größere Werte als  $120 \pi \Omega$  annehmen, denn für Wellenleiter können auch Fälle mit  $\epsilon_r' < 1$  auftreten.  $\epsilon_r$  kann in Gl. (2.38) ebenfalls komplexwertig sein. Für E-Wellen, die nur die Komponenten  $H_x$ ,  $E_y$  und  $E_z$  besitzen, bzw. für H-Wellen, die nur über die Komponenten  $E_x$ ,  $H_y$  und  $H_z$  verfügen, ergibt sich der Feldwellenwiderstand zu

$$Z = \frac{E_y}{H_x} \quad \text{bzw.} \quad Z = \frac{E_x}{H_y} \quad . \quad (2.39)$$

Mit der von  $\nu$  abhängigen effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_{r\nu}$  der periodisch gestörten BL findet sich der wirksame Feldwellenwiderstand

$$Z_\nu = Z_0 \cdot \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{\text{reff}\nu}}} = \frac{Z_0}{n_{\text{eff}\nu}} \quad , \quad (2.40)$$

des fiktiven Mediums mit  $\nu = l$  in der Hellzone oder  $\nu = d$  in der Dunkelzone.

### 2.3.1 Reflexionsfaktorberechnung über Kaskadenmatrizen

Betrachtet wird die Approximation des diffusionsverschliffenen realen Wellenleiters über das Stufenprofilmodell gemäß Abb. 2.4 mit seinen abrupten Änderungen der komplexen relativen Permittivität bzw. seinen abrupten Änderungen des Wellenwiderstandes zwischen den Hell- und Dunkelzonen sowie Dunkel- und Hellzonen nach Abb. 2.11. Um die Reflexionen innerhalb der Gitterstruktur zu erfassen, bietet sich die Streumatrix ( $S$ -Matrix), von welcher das Element  $s_{11}$  dem gesuchten Reflexionsfaktor  $\Gamma_N$  entspricht, der gesamten photoinduzierten Gitteranordnung an. Die Berechnung geht über die Kaskadenmatrizen ( $C$ -Matrizen, [54]) des  $N$ -Elemente-Gitters, vgl. [55], wobei die hier vorgeschlagene Methode ein verbessertes Berechnungsverfahren des Kettenparametermodells im Vergleich zu [31] darstellt. Die durch die Wellenleiterdiskontinuitäten entstehenden Abstrahlungsverluste werden von beiden Modellen nicht erfasst. Beispielhaft wird die  $C$ -Matrix  $C_k$  des Leitungsstückes  $k$  zwischen der Referenzebene  $k$  und  $k + 1$  nach Abb. 2.11 betrachtet, bestehend aus der  $k$ -ten Dunkel- und der  $k$ -ten Hellzone [54]. Die Abb. 2.12 zeigt im betrachteten Leitungsstück die Zusammensetzung der Matrix  $C_k = C_{dl}C_lC_{ld}C_d$ .

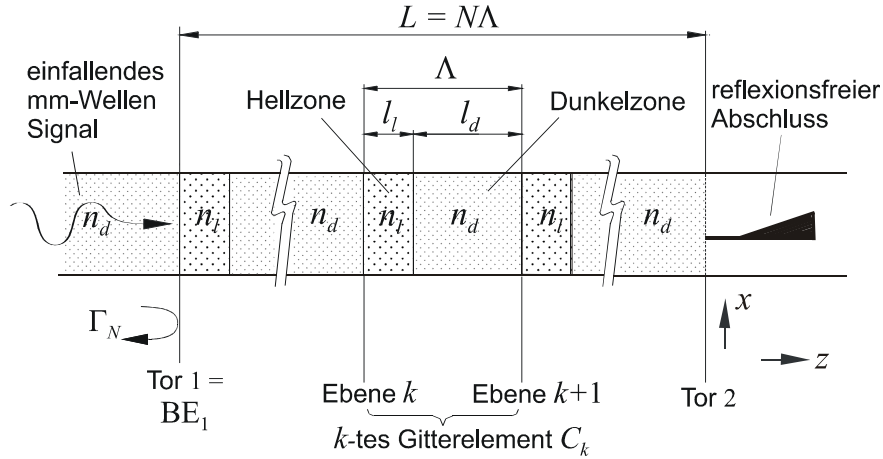


Abb. 2.11: Darstellung einer photoinduzierten  $N$ -Elemente-Gitterstruktur

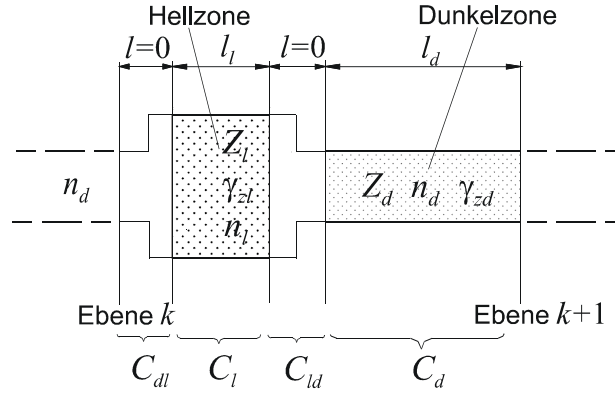


Abb. 2.12: Modellierung des  $k$ -ten Leitungsstückes durch vier Kaskadenelemente als 2-Tor

Das Leitungsstück  $k$  wird durch die Kaskadenschaltung von vier 2-Toren mit ihren entsprechenden  $C$ -Matrizen gebildet, vgl. [56]. In Abb. 2.12 sind diese von links nach rechts: die Kaskadenmatrix  $C_{dl}$  für den ersten Wellenwiderstandssprung von der Dunkel- zur Hellzone mit der Länge  $l = 0$ , die Matrix  $C_l$  des (in Ausbreitungsrichtung) homogen angeregten Leitungsstückes der  $k$ -ten Hellzone, die Matrix  $C_{ld}$  des Wellenwiderstandssprungs von der Hell- zur Dunkelzone mit der Länge  $l = 0$  und die Kaskadenmatrix  $C_d$  der  $k$ -ten Dunkelzone. Die  $C$ -Matrix des abrupten Wellenwiderstandssprungs von einer Dunkel- zur Hellzone der periodischen Struktur ergibt sich zu

$$C_{dl} = \frac{1}{2\sqrt{\frac{n_{\text{eff}d}}{n_{\text{eff}l}}}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{n_{\text{eff}d}}{n_{\text{eff}l}} + 1 & \frac{n_{\text{eff}d}}{n_{\text{eff}l}} - 1 \\ \frac{n_{\text{eff}d}}{n_{\text{eff}l}} - 1 & \frac{n_{\text{eff}d}}{n_{\text{eff}l}} + 1 \end{pmatrix}, \quad (2.41)$$

mit  $n_{\text{eff}l} = \sqrt{\epsilon_{\text{reff}l}}$  und  $n_{\text{eff}d} = \sqrt{\epsilon_{\text{reff}d}}$ . Das vor der Bezugsebene  $BE_1$  liegende, unbeleuchtete Anfangsstück ist wegen der oben erläuterten Bedingung  $\beta_{zu} \approx \beta_{zd}$  i. d. R. vernachlässigbar, da bis zur Bezugsebene  $BE_1$  keine Reflexionen auftreten. Die weiteren

Kaskadenmatrizen folgen mit

$$C_l = \begin{pmatrix} e^{-\gamma_{zl}l} & 0 \\ 0 & e^{+\gamma_{zl}l} \end{pmatrix} \quad (2.42a)$$

$$C_{ld} = \frac{1}{2\sqrt{\frac{n_{\text{eff}l}}{n_{\text{eff}d}}}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{n_{\text{eff}l}}{n_{\text{eff}d}} + 1 & \frac{n_{\text{eff}l}}{n_{\text{eff}d}} - 1 \\ \frac{n_{\text{eff}l}}{n_{\text{eff}d}} - 1 & \frac{n_{\text{eff}l}}{n_{\text{eff}d}} + 1 \end{pmatrix} \quad (2.42b)$$

$$C_d = \begin{pmatrix} e^{-\gamma_{zd}d} & 0 \\ 0 & e^{+\gamma_{zd}d} \end{pmatrix} , \quad (2.42c)$$

mit  $\gamma_{zl}$ ,  $\gamma_{zd}$ ,  $\sqrt{\epsilon_{\text{reff}l}}$  und  $\sqrt{\epsilon_{\text{reff}d}}$  nach Kapitel 3. Für ein Gitter aus  $N$  Elementen entsteht die gesuchte Gesamtmatrix  $C_N$  durch potenzieren der vier miteinander multiplikativ verknüpften 2-Tor-Kaskadenmatrizen mit  $N$ :

$$C_N = (C_{dl}C_lC_{ld}C_d)^N = C_k^N = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{21} \\ c_{12} & c_{22} \end{pmatrix} . \quad (2.43)$$

Der Gesamtgitterreflexionsfaktor  $\Gamma_N$  bezüglich der Referenzebene  $\text{BE}_1$  ergibt sich aus der Umwandlung der Kaskadenmatrix  $C_N$  in die korrespondierende Streumatrix  $S_N$ , vgl. [4]. Damit findet sich der Gesamtgitterreflexionsfaktor  $\Gamma_N$  an Tor 1 zu

$$\Gamma_N = s_{11} = \frac{c_{12}}{c_{22}} . \quad (2.44)$$

Das Element  $s_{21}$  der  $S$ -Matrix gibt Aufschluss über das Transmissionsverhalten, es ist unter der Bezeichnung Amplituden-Übertragungsfaktor (auch Transmissionsfaktor) von Tor 1 zu Tor 2 zu finden:

$$s_{21} = \frac{1}{c_{22}} . \quad (2.45)$$

Die Absorption  $A$  berechnet sich über

$$A = 1 - |s_{11}|^2 - |s_{21}|^2 . \quad (2.46)$$

### 2.3.2 Reflexionsfaktorberechnung über Summenbildung

Zum Vergleich mit den Ergebnissen des Kettenparametermodells werden die Formeln zur Bestimmung von  $\Gamma_N$  nach PLATTE genutzt [6]. Dazu sind der Stufenreflexionsfaktor  $\Gamma_{\text{st}}$  eines Dunkel-Hell-Übergangs in der Bezugsebene  $\text{BE}_1$  mit

$$\Gamma_{\text{st}} = (Z_l - Z_d)/(Z_l + Z_d) \quad (2.47)$$

(Index st für step) und der Einzelsektionsreflexionsfaktor  $\Gamma_{\text{ss}}$  (Index ss für single section) heranzuziehen, wobei der Feldwellenwiderstand über  $Z_l$  bzw.  $Z_d$  mittels Gl. (2.40) bestimmt wird. Der Einzelsektionsreflexionsfaktor  $\Gamma_{\text{ss}}$  folgt für ein einzelnes beleuchtetes



Leitungsstück in der Ebene  $BE_1$  aus der Summe des Stufenreflexionsfaktors  $\Gamma_{st}$  und dem über die Länge  $l_l$  zum Eingang transformierten Stufenreflexionsfaktor  $-\Gamma_{st}$  des nachfolgenden Hell-Dunkel-Übergangs zu

$$\Gamma_{ss} = \Gamma_{st} \cdot (1 - e^{-2l_l(\alpha_{zl} + j\beta_{zl})}) \quad . \quad (2.48)$$

Der Gesamtgitterreflexionsfaktor  $\Gamma_N$  ergibt sich dann zu

$$\Gamma_N = \Gamma_{ss} \sum_{\xi=1}^N e^{-2(\xi-1)[l_l(\alpha_{zl} + j\beta_{zl}) + l_d(\alpha_{zd} + j\beta_{zd})]} \quad . \quad (2.49)$$

Dieses Modell vernachlässigt allerdings die Reflexionsdämpfung und die im Gitter auftretenden Vielfachreflexionen. Nach [6] verursacht die Vernachlässigung von Vielfachreflexionen nur dann einen Fehler kleiner 4 % (vgl. [57]), solange der Gesamtreflexionsfaktorbetrag kleiner 40 % bleibt. Bei Überprüfung des Kettenparametermodells, welches die Vielfachreflexionen und die Reflexionsdämpfung berücksichtigt, mit der Theorie gemäß [6] zeigt sich, dass die Ergebnisse für Reflexionsfaktorbeträge bis 40 % nahezu identisch sind. Für Reflexionsfaktorbeträge, die größer als 40 % sind, führt lediglich das Kettenparametermodell wegen der Berücksichtigung der Reflexionsdämpfungen und Vielfachreflexionen zu realitätsnahen Ergebnissen.

### 2.3.3 Braggfrequenz, Geometriefaktor und *RSP*

Nach der **Braggschen Interferenzbedingung** überlagern sich zwei an verschiedenen Filterstufen reflektierte Teilwellen dann konstruktiv, wenn die Phasendifferenz der beiden Teilwellen ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  beträgt. Damit lässt sich für die Phasendrehung der Welle entlang einer aus Dunkel- und Hellzone bestehenden Einzelgitterstufe mit der Periodenlänge  $\Lambda$  folgern, dass

$$\operatorname{Re} \{ \beta_0 \sqrt{\epsilon_{\text{refl}}} l_l + \beta_0 \sqrt{\epsilon_{\text{refd}}} l_d \} = m\pi \quad (2.50)$$

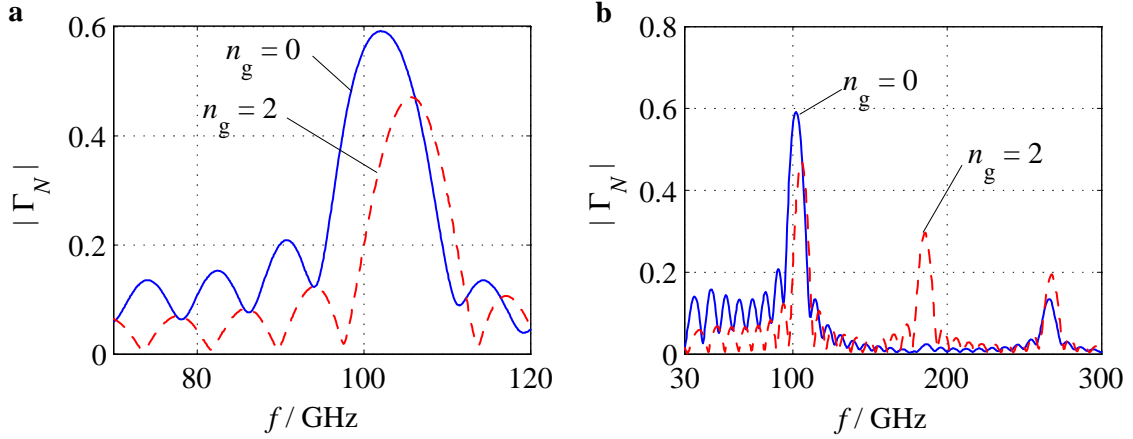
gelten muss. Per Definition wird für die Wahl von  $m = 1$  in Gl. (2.50) die **Braggfrequenz**  $f = f_B$  festgelegt. Mit  $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  im Vakuum und Gl. (2.50) folgt

$$f_B = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \operatorname{Re} \{ \sqrt{\epsilon_{\text{refl}}} l_l + \sqrt{\epsilon_{\text{refd}}} l_d \}} \quad . \quad (2.51)$$

Die relative Verteilung der Länge  $l_l$  der Hell- und  $l_d$  Dunkelzone über eine Gitterperiodenlänge  $\Lambda$  hängt vom spezifischen Beleuchtungsmuster ab, welches mit Hilfe des **Gittergeometriefaktors**  $n_g$  beschrieben werden kann:

$$n_g = \frac{1}{2} \left( \frac{l_d}{l_l} - 1 \right) \quad \text{bzw.} \quad l_l = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{n_g + 1} \right) \Lambda \quad . \quad (2.52)$$

Gemäß Gl. (2.51) existieren mit dem Gittergeometriefaktor, der Ladungsträgerdichte und den Materialparametern mehrere Freiheitsgrade, um die Braggfrequenz zu steuern und auch den Verlauf des Gitterreflexionsfaktors zu verändern. Die Abb. 2.13 bildet den Verlauf des Gitterreflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N|$  nach Gl. (2.44) als Funktion der Frequenz  $f$  mit dem Gittergeometriefaktor  $n_g$  als Parameter ab. Die Simulation erfolgt für

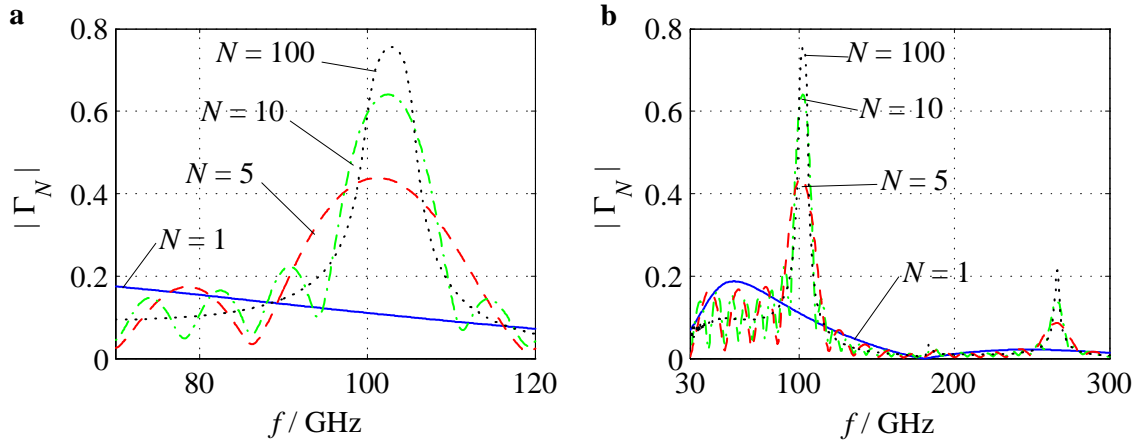


**Abb. 2.13:** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  mit dem Parameter Gittergeometriefaktor  $n_g$  über der Frequenz  $f$  im **a** W-Band und **b** gesamten MMW-Bereich

die geschichtete und von oben beleuchtete BL ( $2a$ ,  $b$ ,  $t_p$ ,  $L_a$  und Si-Parameter gemäß der Simulation für Abb. 2.10) mit den Filterparametern  $\Lambda = 900 \mu\text{m} = \text{konst.}$  sowie  $l_l(n_g = 0) = l_d(n_g = 0) = 450 \mu\text{m}$  bei  $N = 8$ . Die Abb. 2.13a zeigt das Filterverhalten im W-Band und b im MMW-Bereich. Für den praktisch relevanten Fall mit einer Anzahl an Gitterstufen  $N > 1$  und  $\alpha_{zl} > \alpha_{zd}$  sowie  $\beta_{zl} > \beta_{zd}$  treten Hauptmaxima von  $|\Gamma_N(f)|$  bei der Braggfrequenz  $f_B$  und deren Vielfachen  $m$  auf, wobei allerdings die Reflexionsfaktorbeträge  $|\Gamma_N(m \cdot f_B)|$  in Folge der  $1/f$ -Abhängigkeit der optisch induzierten Störung mit zunehmender Ordnung  $m$  geringer werden, siehe Abb. 2.13b, vgl. [11].

Die Abb. 2.14 zeigt eine Simulation des Gitterreflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N(f)|$  mit der Anzahl der Gitterstufen  $N$  als Parameter a im W-Band bzw. b im MMW-Bereich mit den Simulationswerten für die BL-Abmessungen und Gitterdimensionierung wie zuvor für Abb. 2.13 ( $n_g = 0$ ,  $N = 1, 5, 10$  und  $100$ ). Die Anzahl der Nebenmaxima von  $|\Gamma_N(f)|$  steigt proportional mit  $N - 1$ , dagegen nimmt die durch die Nebenmaxima hervorgerufene Welligkeit der Filterkurve  $|\Gamma_N(f)|$  mit zunehmendem  $N$  ab.

Im Unterschied zu den plasmainduzierten Bragg-Reflexionsgittern für schwache optische Anregung nach [4], bei welchen vorausgesetzt wird, dass sich die Bildung des Plasmas nicht auf die transversalen Feldverteilungen auswirkt, muss im Fall der hier betrachteten Gitter der Einfluss der stark unterschiedlichen Phasenmaße in der Hell- und Dunkelzone wegen  $\text{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reffl}}}\} \neq \text{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reffd}}}\}$  berücksichtigt werden. Denn obwohl die Plasmaschicht dünn ist, kann sie in der Hellzone eine sehr hohe Ladungsträgerdichte aufweisen, vgl. [58].



**Abb. 2.14:** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  mit dem Parameter  $N$  über der Frequenz  $f$  im **a** W-Band und **b** gesamten MMW-Bereich

Für eine Steuerung mit einem großen Phasenmaßunterschied zwischen Hell- und Dunkelzone bei gleichzeitig sehr kleinen Dämpfungsmaßen in beiden Zonen ist es nach ALPHONES für ein auf einer geschichteten BL aufgebautes DBR-Filter - bei genügend starker optischer Anregung, geschickter Dimensionierung und kurzer Diffusionslänge - möglich, den Reflexionsfaktorbetrag  $\Gamma_{N_{\max}}$  auf über **90** % zu steigern. Denn die optisch induzierte Dämpfung durchläuft, wie sich später noch zeigen wird, mit steigender Ladungsträgerdichte ein Maximum, um sich schließlich bei weiter steigender Dichte wieder asymptotisch dem Wert null zu nähern. Bei der sich dann einstellenden kleinen Dämpfung tritt gleichzeitig eine Phasenmaßdifferenz zwischen Hell- und Dunkelzone auf, die die optische Steuerung ermöglicht. Dieser Bereich der optisch induzierten Trägerdichte wird für den optischen Steuerungsvorgang als besonders effizient angesehen. In der Steuerungsart über das Phasenmaß besteht auch der wesentliche Unterschied zu den bislang auf Streifenleitungen aufgebauten DBR-Filtern nach [6]. Dort erfolgt die optische Steuerung lediglich über die induzierte Zusatzdämpfung, was zu einem maximal erreichbaren Gitterreflexionsfaktorbetrag von  $1/\pi$  führt. In der vorliegenden Arbeit soll ein Filter realisiert werden, welches - wenn möglich - allein durch den **Phasenunterschied** zwischen Hell- und Dunkelzone **gesteuert** wird, und nicht - oder zumindest kaum - über die optisch induzierte Dämpfung. Dann nämlich besteht die Möglichkeit, Dämpfungsverluste zu minimieren und den Beitrag zur Reflexion zu maximieren. Hinsichtlich der Frage, ob nur mit der Phase oder auch teilweise mit der Dämpfung gesteuert wird, nimmt die Ladungsträgerdiffusion und daher die Wahl der Gitterabmessungen  $l_d$  und  $l_l$  wesentlichen Einfluss.

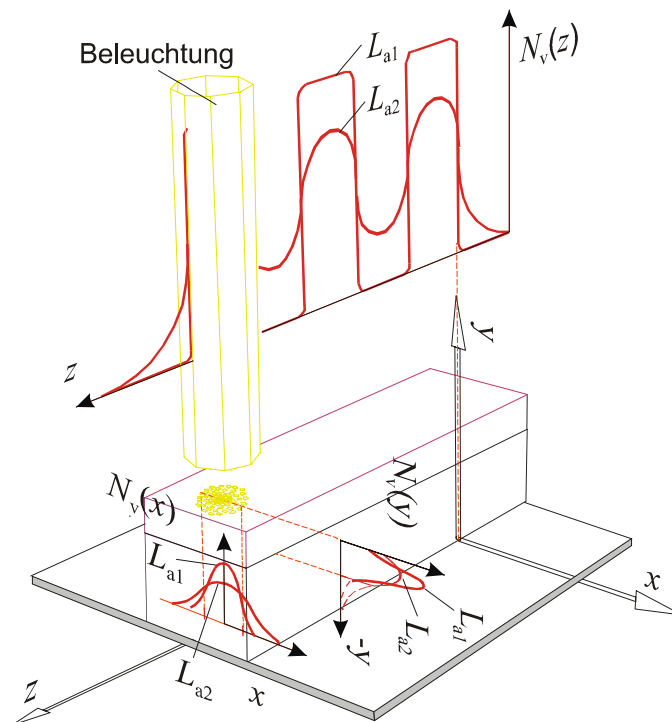
Unter Zuhilfenahme der Gl. (2.44) lassen sich die absolute **Filterbandbreite**  $\Delta f$  und damit die relative Filterbandbreite  $\Delta f/f_B$  sowie die als Kehrwert der relativen Bandbreite definierte Selektivität  $f_B/\Delta f$  (auch **Güte**) des Filters bestimmen. Um verlustlose Permanentgitter mit optisch induzierten, nicht permanenten DBR-Filtern hinsichtlich ihrer

Leistungsfähigkeit vergleichen zu können, wurde das **Reflexionsfaktor-Selektivitäts-Produkt** ( $RSP$ ) entwickelt [8]:

$$RSP = |\Gamma_N(f_B)| \cdot \frac{f_B}{\Delta f} \quad . \quad (2.53)$$

Gleichzeitig eignet sich das  $RSP$ , um Aussagen bezüglich der Effizienz der optoelektronischen Steuerung machen zu können.

Abschließend soll die Abb. 2.15 noch einmal den Verlauf der transversalen Diffusionsprofile und des longitudinalen Diffusionsprofils auf einer Si-Quarz-BL beispielhaft für unterschiedliche Werte von  $L_a$  veranschaulichen.



**Abb. 2.15:** Verlauf der transversalen Diffusionsprofile und des longitudinalen Diffusionsprofils auf einer Si-Quarz-BL, Parameter  $L_a$  mit  $L_{a1} \ll L_{a2}$

## 2.4 Beleuchtung von der Seite

Wird die BL nun gemäß Abb. 2.1b mit einer HL-Schicht an einer Seite des Quarzstabes aufgebaut, eignet sich diese Struktur zur optischen Anregung von der Seite. Eine solche Si-Quarz-BL mit zwei vertikalen Schichten besitzt im Falle einer  $t_p = 50 \mu\text{m}$  dicken HL-Schicht die Gesamtbreite  $2a = 950 \mu\text{m}$ . Die Gesamthöhe  $b$  beträgt nur noch  $b = 700 \mu\text{m}$ . Die Diffusion kann analog zur Betrachtung nach Abschnitt 2.2 berücksichtigt werden,

---

wobei sich die Diffusionsprofile für  $N_v$  in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung vertauschen. Die Koordinate  $y$  ist durch  $(b-y)$  und die Koordinate  $x$  durch  $(a-x)$  zu substituieren. Für die longitudinale Diffusion ändert sich dadurch nichts.

## Kapitel 3

# Wellenausbreitung auf dielektrischen Bildleitungen

### 3.1 Wellenausbreitung und Wellentypen

Eine gute Übersicht über die Theorie der dielektrischen Wellenleiter liefern [59] - [65]. Erste Untersuchungen speziell zu den Ausbreitungseigenschaften von Wellen auf der dielektrischen BL sind beispielsweise in [66] - [73] zu finden.

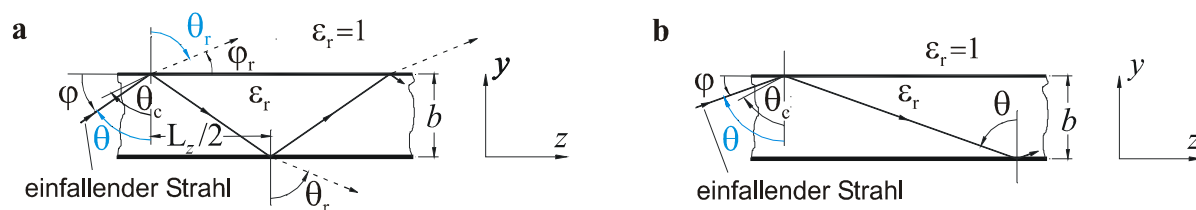
Hohlleiter eignen sich für Übertragungssysteme mit größeren Leistungen im unteren Millimeterwellenbereich bis ungefähr 120 GHz. Oberhalb dieser Frequenz führen die mit steigender Frequenz kleiner werdenden Abmessungen zu sehr hohen Herstellungskosten, wenn kleine Fertigungstoleranzen und hohe Güten der Oberflächenbeschaffenheit erreicht werden sollen. Zusätzlich müssen höhere Verluste in Kauf genommen werden. Für Anwendungen im niedrigeren und mittleren Leistungsbereich besitzen Streifenleitungen wie z. B. die MSL und CPW günstige Eigenschaften. Die Möglichkeit der einfachen Integration von Bauelementen und die unkomplizierten Geometrien machen diese Leitungstypen unter Verwendung verlustarmer Substrate interessant. Jedoch treten auch hier schon ab ca. 40 GHz in Folge von ansteigenden Verlusten und kritischen Toleranzen störende Effekte bei der Wellenführung auf. Durch ausgefeilte Photolithographie-Techniken weitet sich das Einsatzspektrum von planaren Leitungsstrukturen bis auf 100 GHz aus. Brennerleitungen und Flossenleitungen besitzen ebenso mit der Frequenz steigende Verluste, da wegen des zunehmenden Skineffektes das Dämpfungsmaß proportional zu der Quadratwurzel der Frequenz steigt. Wird aber ein Dielektrikum mit relativ niedriger Dielektrizitätskonstanten und kleinem Verlustfaktor gewählt, so ist es möglich, das Dämpfungsmaß für Anwendungen im Millimeterwellenbereich klein zu halten. Unter diesem Aspekt geringer Transmissionsverluste stellen dielektrische Wellenleiter eine gute Lösung dar. Noch besser geeignet sind dielektrische BLen. Sie bieten den Vorzug der mechanischen Stabilität, DC-Rückleitung und Wärmeableitung über die Metallgrundplatte [52]. Daher fällt in dieser

Arbeit die Wahl für den Aufbau der DBR-Filter auf die BL nach Abb. 2.2. Weitere Eigenschaften der BL - genauso wie der Vergleich mit anderen Leitungstypen - finden sich in [74]. Für eine Nutzung des oberen Millimeterwellenbereichs stellen H-Wellenleiter, Rib-Guides, Insular-Imageguides sowie umgekehrte Insular-Imageguides gute Grundlagen zur Wellenführung dar. Allerdings besitzen diese einen komplizierteren mechanischen Aufbau.

### 3.1.1 Ausbreitung analog zur geometrischen Optik

Wird der unendliche freie Raum mit einer räumlich begrenzten, nicht geschirmten und wellenleitenden Struktur gemäß Abb. 2.2 durchsetzt, hat dies zur Folge, dass das **kontinuierliche** Spektrum der Feldtypen des freien Raumes in ein **diskretes** Spektrum der Feldtypen der wellenleitenden Struktur übergeht. Durch das Einbringen einer wellenleitenden Struktur kann das Spektrum im Falle des geschirmten Wellenleiters, wie z. B. im metallischen Hohlleiter, vollständig diskret und bei dielektrischen Wellenleitern, wie beispielsweise einer dielektrischen BL, teilweise diskret und teilweise kontinuierlich sein [17], [75].

Ein geeignetes und einfaches Modell zur Erklärung der Wellenausbreitung liefert die geometrische Optik und die Vorstellung von ebenen Wellen [76]. Dabei soll zunächst der horizontale **Plattenleiter** (PL), der einer Bildleitung mit unendlicher oder sehr großer Breite entspricht, als Grundlage dienen. Im freien Raum besteht ein möglicher Satz von Feldtypen aus sich in alle Richtungen des Raumes ausbreitenden, gleichförmig ebenen Wellen. Bei der Beschreibung durch die geometrische Optik werden Strahlen betrachtet, welche durch Linien die Ausbreitungsrichtungen der ebenen Wellen repräsentieren, deren Überlagerung die Feldverteilung eines diskreten **Feldtyps**, auch **Mode** genannt, ergibt. Zwei Strahlen, die sich unter einem bestimmten sehr flachen Winkel  $\Theta$  durch ständige Totalreflexion gemäß Abb. 3.1b an den Grenzflächen innerhalb eines Plattenleiters entlang der Ausbreitungsrichtung  $z$  ausbreiten, stellen dabei einen bestimmten geführten Mode einer Leitung dar. Der Ausbreitungswinkel  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Ausbreitungs-



**Abb. 3.1:** Strahlausbreitung nach der geometrischen Optik für **a**  $\Theta < \Theta_c$  und **b**  $\Theta > \Theta_c$

richtung einer Teilwelle und dem Lot, welches normal zur Fläche  $y = b$  bzw.  $y = 0$  steht. Er ergibt sich aus dem Snelliusschen Gesetz:

$$\sqrt{\varepsilon_{r \text{ air}}} \cdot \sin \Theta_r = \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \sin \Theta \quad . \quad (3.1)$$

Das Umschreiben des Snelliusschen Gesetzes mit  $\sqrt{\epsilon_r \text{ air}} \approx 1$  in der Luft in die Form  $1 \cdot \cos \varphi_r = \sqrt{\epsilon_r} \cdot \cos \varphi$  mit  $\varphi_r = 90^\circ - \Theta_r$  sowie  $\varphi = 90^\circ - \Theta$  führt unter der Voraussetzung  $\sqrt{\epsilon_r} > 1$  im Dielektrikum dazu, dass es keinen reellwertigen Winkel  $\varphi_r$  geben kann, solange  $\sqrt{\epsilon_r} \cdot \cos \varphi > 1$  ist. Dieses definiert die Totalreflexion innerhalb des Wellenleiters [76].

Ob es zur Totalreflexion oder zur Reflexion eines Teils der Welle an den Grenzflächen des dielektrischen Streifens kommt, hängt vom Winkel  $\Theta_c$  ab, der kritischer Winkel heißt, siehe Abb. 3.1a. Analog zur integrierten Optik erfolgt die Bestimmung des kritischen Winkels  $\Theta_c$  zu:

$$\sin \Theta_c = \sqrt{\epsilon_r \text{ air} / \epsilon_r} = \sqrt{1 / \epsilon_r} \quad . \quad (3.2)$$

Bei einer Reflexion an einer Grenzfläche tritt ein Phasensprung auf, der vom Ausbreitungswinkel der Welle und den Materialien an der Grenzschicht der Reflexion abhängt [17], [77]. Zum einen entsteht daher gemäß Abb. 3.1 ein Phasensprung  $\Phi_{\text{Luft}}$  mit

$$\Phi_{\text{Luft}} = 2 \cdot \arctan \left[ \sqrt{\epsilon_r} \frac{\sqrt{\epsilon_r \sin^2 \Theta - 1}}{\cos \Theta} \right] \quad (3.3)$$

an der Grenzfläche Dielektrikum-Luft und zum anderen ein Phasensprung  $\Phi_{\text{Metall}}$  an der Grenzfläche Dielektrikum-Grundplatte, der am Metall immer  $\Phi_{\text{Metall}} = 180^\circ$  beträgt. Die Gl. (3.3) gilt nur für Moden, die eine Polarisation des magnetischen Feldvektors parallel zur Grenzfläche  $y = b$  aufweisen, also für sogenannte TM-Moden. Eine Abschätzung des Ausbreitungswinkels  $\Theta$  mit Hilfe des Modells der geometrischen Optik und der sich aus der Höhe des PL ergebenden Interferenzbedingung nach [78] kann mit der Eigenwertgleichung

$$2\sqrt{\epsilon_r} k_0 b \cos \Theta - \Phi_{\text{Luft}}(\Theta) - \Phi_{\text{Metall}} = 2m \cdot \pi \quad \text{mit} \quad m \in \mathbb{N}_0 \quad (3.4)$$

erfolgen. Zur Bestimmung der Interferenzbedingung nach Gl. (3.4) wird eine in  $+y$ -Richtung zur Grenzschicht Dielektrikum-Luft wandernde Welle betrachtet, die nach Reflexion an dieser Grenzschicht um  $\Phi_{\text{Luft}}$  phasenverschoben wieder in negativer  $y$ -Richtung läuft. An der Grenzfläche Dielektrikum-Metall wird sie erneut reflektiert und schreitet wieder in die ursprüngliche Richtung zurück. An der Stelle, an der die Welle mit einer bestimmten Phase losgelaufen ist, muss die gesamte Phasenverschiebung ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  betragen. Das Einsetzen von Gl. (3.3) in Gl.(3.4) führt dann iterativ zum gesuchten  $\Theta$ . Wenn der kritische Winkel  $\Theta_c$  nach Gl. (3.2) kleiner ist als der Ausbreitungswinkel, kommt es auf einem Wellenleiter zur Wellenausbreitung unter Totalreflexion (Abb. 3.1b). Findet sich im Bereich  $90^\circ > \Theta > \Theta_c$  außer dem zuvor angegebenen Winkel  $\Theta$  kein weiterer Ausbreitungswinkel, für den die Gl. (3.4) erfüllt wird, bedeutet dies, dass sich nur dieser eine Mode auf der Leitung ausbreitet [78]. Die Dimensionierung der BL erfolgt nun mit  $2a = 900 \mu\text{m}$  und  $b = 700 \mu\text{m}$  genau so, dass sie nur diesen **Grundmode** führt, der  $E_{11}^y$  genannt wird. Für eine zu kleine Höhe  $b$  würde der sich ausbreitende Mode nicht mehr innerhalb der Bildleitung ausbreiten, sondern ausschließlich über den Weg



durch die Luft. Fällt die Wahl zu groß aus, fänden sich mehrere Lösungen in Gl. (3.4), es würden sich mehrere Moden gleichzeitig ausbreiten - jeder unter einem anderen Winkel. Der Ausbreitungswinkel  $\Theta$  kann offensichtlich - solange der kritische Winkel überschritten bleibt - keine beliebigen Werte annehmen. Daher kann er, genauso wie der dazugehörige ausbreitungsfähige Mode, nur diskreter Natur sein [76]. Ist die BL zusätzlich mit einer dünnen Si-Schicht ausgestattet, dann wird die Welle an der Grenzschicht Quarz-Si nach Überschreiten des Grenzwinkels und einsetzender Transmission ins Si entsprechend der Brechzahlen ins Si hinein gebrochen (vgl. Gl. (3.1)). In den verschiedenen Medien ergeben sich unterschiedliche Ausbreitungswinkel.

Das Modell der geometrischen Optik ist zwar anschaulich, spiegelt aber die tatsächlichen physikalischen Gegebenheiten nur begrenzt wider. Denn die durch die BL geführte Welle besitzt - trotz Totalreflexion - Feldanteile außerhalb der Leitung, die transversal proportional dem Faktor  $e^{-\alpha_x x}$  bzw.  $e^{-\alpha_y y}$  verlaufen, wobei  $\alpha_x$  dem Dämpfungsmaß in  $x$ -Richtung und  $\alpha_y$  dem in  $y$ -Richtung entspricht. Beide sind (für positive  $x$  bzw.  $y$ ) positiv reellwertig. Dies folgt unmittelbar aus dem genaueren, wellentheoretischen Ansatz, wie sich im Abschnitt 3.2 noch zeigen wird [17]. Dennoch bietet die Erklärung über die geometrische Optik den Vorteil der Anschaulichkeit und für Leitungen mit den hier gewählten Dimensionen sowie geringen Verlusten auch hinreichend genaue Ergebnisse [76].

Die unter der Bedingung  $\Theta > \Theta_c$  geführten, totalreflektierten Moden werden als **Oberflächenwellen** (engl.: surface waves) bezeichnet, die longitudinal ungedämpft mit  $e^{-j\beta_z z}$  bzw. gedämpft mit  $e^{-j\gamma_z z}$  in Ausbreitungsrichtung fortschreiten. Gedämpfte Oberflächenwellen weisen Verluste lediglich in Form einer nicht idealen Leitfähigkeit der metallischen Grundplatte oder über ein nicht ideales Dielektrikum auf. Sie werden daher auch häufig als komplexe Oberflächenwellen bezeichnet [53]; sie sind stets fest an die Leitung gebunden. Wenn ein geführter Mode sich hingegen genau mit der Grenzfrequenz fortpflanzt, treffen dessen Strahlen unter dem kritischen Winkel (Grenzwinkel) auf die Grenzfläche auf. Wird diese Frequenz unterschritten, so breiten sich die Strahlen nicht mehr totalreflektiert aus. Bei jeder Berührung der Grenzfläche Dielektrikum-Luft des sich weiter ausbreitenden Modes findet eine Dämpfung durch die bei der Reflexion entstehenden Verluste der Teilabstrahlung in den Außenraum statt. Im Gegensatz zur Hohlleitertheorie wird im Zusammenhang mit dielektrischen Wellenleitern bei dieser Grenzfrequenz von der **Cutoff-Frequenz** gesprochen.

Der gebrochene Teil strahlt nach Abb. 3.1a in den optisch dünneren Raum unter dem Winkel  $\Theta_r$ , dem Strahlungswinkel. Es gilt wieder das Snelliussche Gesetz (Gl. (3.1)). Als Konsequenz wird ein gewisser Teil der Leistung der Welle in die Umgebung abgestrahlt. Diese abgestrahlten Wellen, auch **Leckwellen** (engl.: leaky waves) genannt, bilden zusammen mit dem diskreten Spektrum der geführten Wellen einen Teil der Lösung der Maxwell'schen-Gleichungen für dielektrische BL, wobei für die Leckwellen besondere Randbedingungen gelten. Ferner gehören noch die **Strahlungswellen**, die durch Inho-

mogenitäten der BL entstehen, zum Spektrum. Sie werden ebenso wie die Leckwellen im Kapitel 4 noch genauer angesprochen.

### 3.1.2 Bezeichnung der Wellentypen

Ist das Dielektrikum nicht homogen, was bei offenen, dielektrischen Wellenleitern durch ihren von Luft umgebenen dielektrischen Stab stets der Fall ist, so kann sich keine reine TEM-Welle mehr ausbreiten. Es treten grundsätzlich longitudinale Feldkomponenten auf. Je nachdem, ob die Welle in longitudinaler Richtung eine  $\vec{H}$ -Komponente oder eine  $\vec{E}$ -Komponente besitzt, wird von **H-Wellen** (auch **TE-(transversal elektrische)** oder **TE-to-y**) oder **E-Wellen** (auch **TM-(transversal magnetisch)** oder **TM-to-y**) gesprochen. Der Phasenmaßvektor  $\vec{\beta} = \beta_z$  zeigt in Ausbreitungsrichtung, der Dämpfungsmaßvektor  $\vec{\alpha}$  besitzt eine transversale und eine longitudinale Komponente, sowohl bei der TE- als auch bei der TM-Welle.

Der horizontale PL führt ausschließlich E-Wellentypen mit den Komponenten  $H_x$ -,  $E_y$ - und  $E_z$ , der vertikale PL ermöglicht nur H-Typen mit den Anteilen  $E_x$ ,  $H_y$  und  $H_z$  [79]. Beim PL breiten sich also immer nur drei zusammengehörende Komponenten aus. Bei der BL, die zur Berechnung der Ausbreitungseigenschaften in die zwei voneinander unabhängigen PL unterteilt werden kann, besitzen Wellen in Ausbreitungsrichtung sowohl einen Feldanteil des  $\vec{E}$ - als auch des  $\vec{H}$ -Feldes. Dieses ist die Folge der Verkopplung der Moden über die Kanten des dielektrischen Streifens, auch dann, wenn auf der BL eine reine TM- oder TE-Welle eingespeist wird. Daher erfolgt ihre Bezeichnung mit **EH-** oder **HE-**Wellentypen [79]. Abhängig von der anregenden Polarisation können entweder die  $E_y$ ,  $H_x$ - und  $E_z$ -Komponenten überwiegen, dann wird der Wellentyp **EH-Typ** oder  **$E^y$ -Typ** (auch **TM-like** oder TM-ähnlich) genannt. Oder die  $E_x$ -,  $H_y$ - und  $H_z$ -Komponenten überwiegen vom Betrage her, was zum **HE-Typ** oder  **$E^x$ -Typ** (auch **TE-like** oder TE-ähnlich) führt. Die BL besitzt also alle sechs Feldkomponenten [80], [81], [82].

### 3.1.3 Diskrete und kontinuierliche Moden

**Diskrete, geführte Moden (Oberflächenwellen):** Abhängig von der Dimensionierung der Leitung können mehrere diskrete Moden gleichzeitig existieren. Unterschiedliche Moden erhalten zur Kennzeichnung voneinander abweichende Indices:  $m$  und  $n$ . Die Indices  $m$  und  $n$  stehen für die Anzahl der Feldstärke-Extrema in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung. Der dominierende Grundmode z. B. der  **$E_{mn}^y$ -Typen** findet sich mit  $m = n = 1$  unter der Bezeichnung  $E_{11}^y$ -Mode. Jeder Mode verfügt über ein bestimmtes diskretes Phasenmaß  $\beta_{zmn}$  sowie über eine dazugehörige Feldverteilung. Das im Kapitel 2 verwendete Phasenmaß  $\beta_z$  gehört zu dem Mode  $E_{11}^y$ , d. h.  $\beta_z = \beta_{z11}$ .

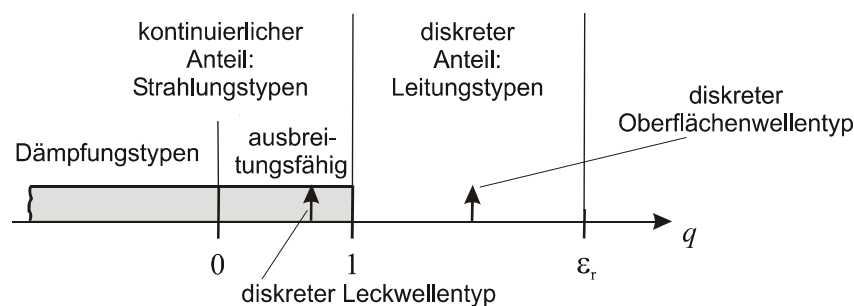
Die **Feldverteilungen** der ersten Moden der BL sind im Anhang (Kapitel 9) qualitativ mit ihren transversalen Feldintensitätsverläufen dargestellt. Dadurch, dass die metallische

Grundplatte der BL die  $E_x$ -Komponente des Feldes in der Fläche  $y = 0$  kurzschließt und in der Folge der zugehörige Mode unterdrückt wird, erlaubt die BL einen breitbandigeren Betrieb im monomodigen Bereich als der dielektrische Wellenleiter. Generell sind wegen der leitenden Fläche die  $E_{mn}^x$ -Wellentypen mit ungeradem  $n$  nicht ausbreitungsfähig. Für die  $E_{mn}^y$ -Typen treten nur ungeradzahlige Werte des Index  $n$  auf [81].

**Kontinuierliche, ungeführte Moden (Strahlungswellen):** Das Kontinuum der ungeführten Moden hingegen besteht aus einer Superposition einfallender und reflektierter Wellen; es erstreckt sich bei der BL bis ins Unendliche. Um es zu erzeugen, bedarf es stehender Wellen, deren Zustandekommen später noch erläutert wird. Die Energie dieser ungeführten Moden konzentriert sich somit nicht in der Nähe der BL. Die Richtungen der Ausbreitungsvektoren sind von den reflektierten Anteilen der jeweiligen Moden abhängig und besitzen damit transversale und longitudinale Komponenten [83]. In [52] erfolgt die Bezeichnung der nicht geführten Wellen auch mit Nichtoberflächenwellen. Zu den kontinuierlichen Strahlungsmoden gehören als Sonderfall die diskreten Leckmoden.

Bei rechteckigen Wellenleitern kommt es an den Kanten des dielektrischen Stabes grundsätzlich zur Verzerrung der Felder, mit der Folge, dass hierüber eine Verkopplung von Wellenmoden auftritt [80], [84], sogenannte Modenkopplung. Hierdurch bilden sich schließlich nach einer gewissen Anzahl von Reflexionen hin- und her der fortschreitenden Welle alle sechs Feldkomponenten [83], [85]. Besitzt eine Leitungsstruktur oder eine aufgeprägte, beispielsweise optisch induzierte Gitterstruktur nach Kapitel 2 bestimmte Symmetrieeigenschaften, d. h. beispielsweise eine gerade oder ungerade Symmetrie, dann spiegeln sich diese Symmetrieeigenschaften zwangsläufig in der Verkopplung über eventuelle Diskontinuitäten wider [86]. Gerade Symmetrien können z. B. damit auch nur in gerade Symmetrien überkoppeln. In [87] finden sich Felddiagramme, welche die Verkopplung von Moden berücksichtigen. Dort ist zu sehen, wie gering der Anteil der Modenkopplung bei den hier verwendeten BL-Dimensionen ist. Wegen des nur kleinen Einflusses wird der Modenkopplung im Weiteren keine Beachtung mehr geschenkt.

Die Abb. 3.2 zeigt zusammenfassend qualitativ das Spektrum aller möglichen Moden einer BL über einer verallgemeinerten effektiven Dielektrizitätszahl  $q = -(\gamma_z/\beta_0)^2$ . Über



**Abb. 3.2:** Wellentypenspektrum der BL über verallgemeinerter Dielektrizitätszahl  $q$

dem positiven Teil der Abszisse befinden sich für  $q > 1$  die ausbreitungsfähigen, diskreten Feldtypen, deren transversale Feldverteilungen sich (mit positivem  $z$ ) mit  $e^{-j\beta_z z}$  bzw.  $e^{-\gamma_z z}$  ändern. Für  $1 \leq q < \epsilon_r$  ist eine Spektrallinie dargestellt, d. h. es würde nur der Grundmode geführt. Für  $q = 1$  stellt sich für Wellenleiter die Cut-off-Frequenz ein. Im Bereich  $0 \leq q < 1$  liegen die ausbreitungsfähigen Strahlungstypen mit ihrem kontinuierlichen Anteil am Spektrum. Die eingezeichnete Spektrallinie im Bereich  $0 \leq q < 1$  steht für eine diskrete Leckwelle, die Marcuse [76] als geführter Mode jenseits des Cut-off-Punktes bezeichnet. Festzuhalten bleibt an dieser Stelle: Bei Leckmoden und Strahlungsmoden können die Ausbreitungsmaße gleich sein. Über dem negativen Teil der Abszisse sind die Dämpfungstypen zu sehen, deren transversale Feldverteilungen sich in Ausbreitungsrichtung gemäß  $e^{-\alpha_z z}$  ändern (für positive  $z$ ). Aus der Abb. 3.2 erklärt sich auch, dass der Begriff der Monomodigkeit mit Vorsicht zu genießen ist, da er sich ausschließlich auf die von der BL geführten Wellentypen bezieht [17].

## 3.2 Ausbreitungseigenschaften bei homogenem Trägerprofil

### 3.2.1 Maxwellsche Gleichungen

Die Herleitung der Gleichungen zur Bestimmung der Ausbreitungseigenschaften von Wellen auf der BL soll der Vollständigkeit halber bei den **Maxwellschen Gleichungen** der klassischen Feldtheorie für ruhende Systeme beginnen, vgl. Procca-Gleichungen in [88]. Zunächst wird ein beliebiges BL-Stück mit isotropem Medium und der relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_r$  betrachtet, egal ob beleuchtet oder unbeleuchtet. Das Ergebnis ist später leicht auf beide Leitungsstücke umsetzbar, indem  $\epsilon_r$  in der Hellzone durch  $\epsilon_{\text{refl}}$  und in der Dunkelzone durch  $\epsilon_{\text{refld}}$  zu ersetzen ist.

Die Maxwellschen Gleichungen lauten im homogenen Dielektrikum:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.5a)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.5b)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (3.5c)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (3.5d)$$

$\vec{J}$  bezeichnet den Stromdichtevektor,  $\vec{D}$  den Verschiebestromvektor,  $\vec{B}$  den magnetischen Flussdichtevektor und  $\rho$  entspricht der Raumladungsdichte. Ferner sind die **Material-**

**gleichungen** notwendig:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (3.6a)$$

$$\vec{J} = \kappa \vec{E} \quad (3.6b)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad , \quad (3.6c)$$

unter der Vorgabe konstanter Materialparameter wie der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit  $\kappa$ , der magnetischen Permeabilität  $\mu = \mu_r \mu_0$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ . Nach einigen Umformungen und dem Einsetzen eines allgemeinen Feldvektors  $\vec{F}$  für  $\vec{E}$  oder  $\vec{H}$  ergibt sich die sogenannte allgemeine **Telegraphengleichung**

$$\text{rotrot } \vec{F} + \kappa \mu \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2} = 0 \quad . \quad (3.7)$$

Im quellfreien, homogenen und isotropen Gebiet findet sich unter Berücksichtigung von  $\vec{J}$ ,  $\vec{D}$  und der Quellenfreiheit ( $\text{div } \vec{D} = 0$ ) sowie der Voraussetzung schneller Wechselgrößen mit konstanter Frequenz  $f = \omega/2\pi$  im eingeschwungenen Zustand mit  $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{F}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \right\}$  nach einigen Zwischenschritten und nach dem Abspalten des Zeitanteils:

$$\Delta \vec{F}(\vec{r}) = j\omega \mu \kappa \vec{F}(\vec{r}) - \omega^2 \mu \epsilon \vec{F}(\vec{r}) = -k^2 \vec{F}(\vec{r}) \quad , \quad (3.8)$$

mit  $k^2 = -j\omega \mu \kappa + \omega^2 \mu \epsilon$ , wobei  $k$  die sogenannte **komplexe Konstante** darstellt. Der zu  $\omega$  proportionale Term der Gl. (3.8) stellt den sogenannten Diffusionsterm und der zu  $\omega^2$  proportionale den sogenannten Wellenausbreitungsterm dar [88]. Die Gleichung ist auch unter dem Namen **homogene Helmholtz-Gleichung** für  $\vec{E}$  bzw.  $\vec{H}$  bekannt, sie ist eine partielle DGL zweiter Ordnung [89]. Die Lösung führt über die elektrischen und magnetischen Vektorpotentiale im nicht stromdurchflossenen ( $\vec{J} = 0$ ), ladungsfreien Gebiet ( $\rho = 0$ ) und unter der Voraussetzung eines isotropen Mediums ( $\mu_r$  und  $\epsilon_r$  skalar). Um nun aus den Vektorfeldern eine Lösung zu erhalten, ist der Ansatz für die Vektorfelder geschickt zu wählen. Beispielsweise kann zur Berechnung der  $E^y$ -Moden das elektrische Vektorpotential gleich null gesetzt und das magnetische zu  $j\omega \epsilon_0 \Phi^e \vec{e}_y$  angesetzt werden, mit der skalaren Potentialfunktion  $\Phi^e$ , die nur von der  $y$ -Koordinate abhängt. Damit stehen nach einer kurzen Rechnung die Feldkomponenten von  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  in der kartesischen Darstellung fest:

$$E_x = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial^2 \Phi^e}{\partial x \partial y} \quad (3.9a)$$

$$E_y = k_0^2 \Phi^e + \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial^2 \Phi^e}{\partial y^2} \quad (3.9b)$$

$$E_z = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial^2 \Phi^e}{\partial y \partial z} \quad (3.9c)$$

$$H_x = -j\omega\epsilon_0 \frac{\partial\Phi^e}{\partial z} \quad (3.10a)$$

$$H_y = 0 \quad (3.10b)$$

$$H_z = j\omega\epsilon_0 \frac{\partial\Phi^e}{\partial x} \quad , \quad (3.10c)$$

mit der **Wellenzahl**  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ , die gleich dem Freiraumphasenmaß  $\beta_0$  ist. In den Gl.'en (3.9a) - (3.10c) existiert lediglich eine  $\vec{E}$ -Feldkomponenten in  $y$ -Richtung, aber mit  $H_y = 0$  keine magnetische, was an dem gewählten Ansatz für das magnetische Vektorpotential liegt. Dieser Ansatz über  $\Phi^e$  führt demnach zu den TM-ähnlichen Moden. Die Lösungen für die  $H^y$ -,  $E^x$ - und  $H^z$ -Moden ergeben sich aus einer  $\vec{e}_y$ -Abhängigkeit bzw. einer Potentialfunktion  $\Phi^h$ . Breiten sich mehrere Moden gleichzeitig auf einer Leitung aus, so kann die Lösung durch Superposition der Teillösungen zusammengesetzt werden. Den Ausgangspunkt für die Bestimmung der elektrischen Leistung bildet der auch als Energieerhaltungssatz der Elektrotechnik bezeichnete Poyntingsche Satz [90]:

$$-\frac{d}{dt}(W_e + W_m) = \iiint_V (\vec{J} \cdot \vec{E})dV + \iint_O (\vec{E} \times \vec{H})dO \quad , \quad (3.11)$$

worin  $W_e$  für die elektrische und  $W_m$  für die magnetische Energie stehen. Die vorhandene Energie wird zum einen im Volumen  $V$  selbst in Stromwärme umgesetzt, zum anderen tritt sie über die Hülloberfläche  $O$  des Volumens als elektromagnetische Welle aus. Für die Wellenausbreitung ist daher nur der zweite Summand der rechten Seite ausschlaggebend. Die Bestimmung der Leistung bei dem hier betrachteten Problem erfolgt über den Poyntingschen Vektor  $\vec{S} = \vec{S}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}(\vec{r})e^{j\omega t} \right\} \times \text{Re} \left\{ \vec{H}(\vec{r})e^{j\omega t} \right\}$ , der auch Leistungsflussdichtevektor heißt. Da nur der zeitliche **Mittelwert der Leistungsdichte**  $\vec{S}(\vec{r}) = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \vec{E} \times \vec{H}^* \right\}$  interessiert, können die Pendelanteile wegfallen, vgl. [91]. Die Integration über den Leistungsflussdichtevektor liefert die **Leistung**, hier verallgemeinert für den  $E_{mn}^y$ -Mode dargestellt [78]:

$$P_{mn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{S}_{mn} z(x, y) dx dy = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{yn} H_{xm}^* dx dy \right\} \quad . \quad (3.12)$$

Da die Wellenausbreitung der geführten Moden im Wellenleiter nur in  $z$ -Richtung stattfindet, besitzt  $\vec{S}(\vec{r})$  nur einen Anteil  $S_z$ . Breiten sich mehrere Moden gleichzeitig in einem Wellenleiter aus, so kann die Gesamtleistung aller Moden durch Aufsummieren der Leistungen nach Gl. (3.12) für jeden einzelnen Mode ermittelt werden. Die Leistungsbeziehung für Strahlungsmoden nach Abschnitt 3.1.1 wird zusammen mit der Theorie der Abstrahlung später betrachtet.

Aus den homogenen Helmholtz-Gleichungen folgen die Lösungen für die Skalarpotentiale  $\Phi^h$  und  $\Phi^e$  über den **Separationsansatz**. Unter Ausschluss der Trivillösung  $\Phi^e = 0$  bzw.

$\Phi^h = 0$  findet sich die **Separationsbedingung**

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad . \quad (3.13)$$

Mit Hilfe der Separation kann die Helmholtz-Gleichung auf drei gewöhnliche DGLen zweiter Ordnung heruntergebrochen werden, die als **Harmonische Oszillatoren** bekannt sind. **Harmonische Funktionen** - wie z. B.  $\Psi(k_x x) = \sin k_x x$ ,  $\cos k_x x$  oder  $e^{\pm j k_x x}$  - genügen als **Elementarlösungen** allesamt den Differentialgleichungen der harmonischen Oszillatoren, siehe Tabelle 9.1 im Anhang. Die Gesamtlösung der Wellengleichung lässt sich wegen des Produktansatzes der Separation als Produkt der richtungsabhängigen Elementarlösungen folgendermaßen schreiben, [53], [92]:

$$\Phi^{e,h}(x, y, z) = \Psi(k_x x) \cdot \Psi(k_y y) \cdot \Psi(k_z z) \quad . \quad (3.14)$$

Jede derartige Lösung heißt **Wellenfunktion**. Die Separationskonstanten  $k_x$ ,  $k_y$  und  $k_z$  definieren den **Wellenvektor**  $\vec{k}$ :

$$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z) = (\beta_x, \beta_y, \beta_z) - j(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z) \quad . \quad (3.15)$$

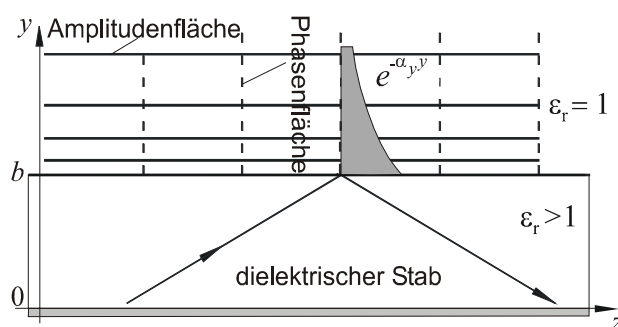
Aus dem Wellenvektor  $\vec{k}$  lässt sich der gesuchte Vektor des in der Hochfrequenztechnik verwendeten Ausbreitungsmaßes  $\vec{\gamma}$  bestimmen:

$$\vec{\gamma} = \vec{\alpha} + j\vec{\beta} = j\vec{k} \quad . \quad (3.16)$$

Ein häufig auftretender und daher interessanter Fall ergibt sich gemäß Abb. 3.3 aus

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = |\vec{\beta}|^2 - |\vec{\alpha}|^2 - j2\vec{\alpha} \cdot \vec{\beta} \quad , \quad (3.17)$$

unter den Voraussetzungen  $|\vec{\beta}| \neq 0$  und  $|\vec{\alpha}| \neq 0$ . Der Imaginärteil der Gl. (3.17) ver-



**Abb. 3.3:** Phasenflächen und Flächen konstanter Amplitude einer quergedämpften Welle im optisch dünneren Medium als Folge der Totalreflexion einer homogenen, ebenen Welle im optisch dichteren Medium

schwindet dann, wenn  $\vec{\alpha}$  senkrecht auf  $\vec{\beta}$  steht. Dieser Fall entspricht dem einer fortschreitenden quer zur Ausbreitungsrichtung gedämpften Welle, die daher auch quergedämpfte Welle genannt wird.

Handelt es sich um eine **geschichtete Si-Quarz-BL**, so ist der gesamte Lösungsweg, ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen bis hin zur Wellenzahl  $k$ , für alle Schichten zu durchschreiten. Dies liefert die folgenden Ergebnisse in den Schichten:

$$k_0^2 \epsilon_{rs} = k_x^2 + k_{y1}^2 + k_z^2 \quad \text{im Quarzglas} \quad (3.18a)$$

$$k_0^2 \epsilon_{r\nu} = k_x^2 + k_{y2\nu}^2 + k_z^2 \quad \text{im Si } (\nu = l, d \text{ in der Hell-/Dunkelzone}) \quad (3.18b)$$

$$k_0^2 \epsilon_{ru} = k_x^2 + k_{y2}^2 + k_z^2 \quad \text{im Si (unbeleuchteter Fall)} \quad (3.18c)$$

$$k_0^2 = k_x^2 + k_{y3}^2 + k_z^2 \quad \text{in der Luft.} \quad (3.18d)$$

### 3.2.2 Lösung über EDC-Methode

Um nun von dem allgemeinen Lösungsansatz der Feldgleichungen nach den Gl.'en (3.9a) - (3.10c) zur Bestimmung der Ausbreitungsmaße oder Wellenvektorkomponenten zu gelangen, bzw. um die gesuchten  $\epsilon_{\text{reff}\nu}$  der beleuchteten und unbeleuchteten BL-Abschnitte zu bestimmen, müssen die Randbedingungen des Problems berücksichtigt werden. Grundsätzlich ist dazu zwischen den **exakten Lösungsmethoden** und den **genäherten Lösungsmethoden** zu unterscheiden.

**Exakte Lösungsmethoden:** Bei den exakten Lösungen geht GOELL [93] einem Ansatz mit zirkulären Harmonischen der Besselfunktion für einen dielektrischen Wellenleiter nach, WOLFF/SOLBACH [79] erstellen eine Lösung des Randwertproblems mittels der Feldentwicklung nach Eigenwellen für miteinander gekoppelte BL, welche in der Literatur häufig unter dem Namen Mode-Matching-Technique zu finden ist. CROMBACH [94] benutzt einen ähnlichen Orthogonalreihenansatz über den dielektrischen Wellenleiter. Auch DEO und MITTRA [87] machen den Ansatz über eine unendliche Reihe, allerdings speziell für die BL. Ebenso seien die genauen, über die **Finite-Elemente-Methode** (FEM) hergeleiteten numerischen Methoden als exakte feldtheoretische Verfahren erwähnt [95], [96], wie auch die der **Finite-Differenzen-Methode** (FDM) [97] - also FDTD- (**Finite-Difference-Time-Domain**) oder FDFD- (**Finite-Difference-Frequency-Domain-Methode**) Methode.

**Genäherte Lösungsmethoden:** Bei den Näherungslösungen stellen SCHLOSSER und UNGER [98] die Lösungen des dielektrisch gefüllten Hohlleiters über die Beschreibung der Feldkomponenten nach Summen der Eigenfunktionen dar. MARCATILI [99] erweitert das Problem auf zwei gekoppelte dielektrische Wellenleitungen. Auch TOULIOS & KNOX [73] berechnen die Ausbreitungseigenschaften für die BL und verbessern die Genauigkeit der Lösung, indem sie die Methode der Effektiven-Dielektrizitätskonstanten (engl.: **effective dielectric constant**, abgekürzt als **EDC-Methode** bekannt) entwickeln. PREGLA



[100] bedient sich der Lösung nach MARCATILI und steigert die Genauigkeit mit einem Variationsverfahren. Bei HEITMANN [81] erfolgt der Ansatz ebenfalls nach TOULIOS & KNOX. Dabei zeigt er, dass sich auch andere als die von MARCATILI verwendeten Randbedingungen nutzen lassen, wobei er genauere Ergebnisse erreicht. Ferner sind die Veröffentlichungen von PENG und OLINER [84] und von KOSHIBA et al. [101] zu erwähnen, deren Microwave-Network-Theory die Diskontinuitäten der Leitungskanten (und damit die Verkopplung der Moden) des dielektrischen Stabes berücksichtigt. Dort werden die Oberflächenwellen genauso wie die Wellen des kontinuierlichen Spektrums berechnet [52]. Dieses leistet die EDC-Methode nicht, allerdings sind die Einflüsse bei monomodiger Dimensionierung der Leitung so klein, dass sie vernachlässigt werden können [79].

Es stellt sich nun die Frage, welcher Ansatz sich für die weitere Analyse des elektromagnetischen Feldproblems besonders eignet. BARTHIA & BAHL [75] sowie HEITMANN [81] als auch WOLFF/SOLBACH [79] vergleichen beispielsweise die verschiedenen Berechnungsarten für die Phasen- und Dämpfungsmaße miteinander. Alle kommen zu dem Ergebnis, dass zur numerischen Berechnung die Näherungsmethoden nach TOULIOS & KNOX für die dielektrische BL hinreichend genau sind, wenn der Hauptteil der zu übertragenden Leistung innerhalb des dielektrischen Stabes und nur ein kleiner Anteil in der Luft übertragen wird, vgl. [87]. Daher ist in der hier vorliegenden Arbeit als Grundlage für die Berechnung der Ausbreitungseigenschaften der Welle die **EDC-Methode** nach TOULIOS & KNOX [73] besonders geeignet, die auf eine von der Seite bzw. von oben beleuchtete BL angewendet wird (vgl. [31]).

**EDC-Methode:** Da sich auf einer monomodig dimensionierten BL wegen der nur schwachen Verkopplung von Moden über die Kanten des dielektrischen Stabes ein gekoppelter Mode im Vergleich zu dem eingespeisten Grundmode nur sehr schwach auswirkt, können (abhängig von der Polarisierung der anregenden Welle) TM- bzw. TE-Moden nahezu unabhängig voneinander existieren. Hierdurch entsteht die Möglichkeit, das Problem als zweidimensionales Randwertproblem zu deuten, in welchem TE- und TM-Moden völlig unabhängig voneinander bestehen und daher unabhängig voneinander betrachtet werden können [102]. Um also den  $E_{11}^y$ -Mode der BL zu erhalten, ist für die Beleuchtung von oben zunächst der  $E_{01}^y$ -Mode (**TM<sub>01</sub>-Mode**) des horizontalen, in  $x$ -Richtung unendlich breiten PL von Interesse. Danach ist der  $E_{10}^x$ -Mode (**TE<sub>10</sub>-Mode**) im vertikalen, in  $y$ -Richtung unendlich hohen PL zu betrachten. Die EDC-Methode verwendet transversale Resonanzbedingungen in  $x$ - bzw. in  $y$ -Richtung in jeder BL-Schicht, um die transversalen Wellenvektorkomponenten in den PL-Schichten zu bestimmen [103]. Die Berechnung der Ausbreitungseigenschaften des PL, der bei der Anwendung der EDC-Methode - abhängig von der Beleuchtungsrichtung - zuerst betrachtet wird, liefert eine effektive relative Dielektrizitätskonstante. Die effektive Dielektrizitätskonstante wird der dielektrischen Platte des danach zu berechnenden PL zugeordnet. Aus der Zuordnung dieser effektiven Dielektrizitätskonstanten rührt auch der Name EDC-Methode.

Die optisch gestörte BL besteht nach Kapitel 2 sowohl aus einer Plasmaschicht mit der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r\nu}$  als auch aus einer unteren Substratschicht mit der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{rs}$ . Zur weiteren Analyse eignet sich eine Darstellung des Querschnitts nach Abb. 3.4. Im Modell nach Abb. 3.4 wird der Feldanteil, welcher in den schraffierten

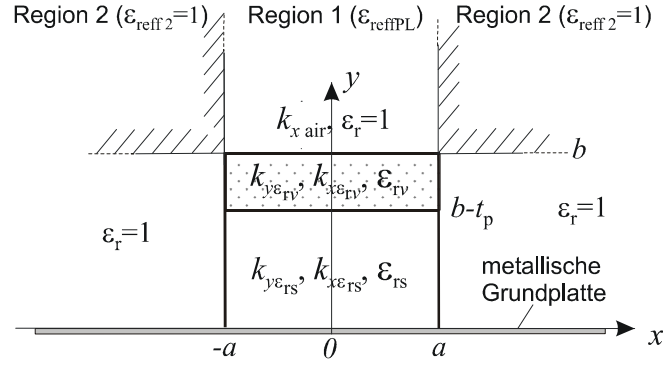
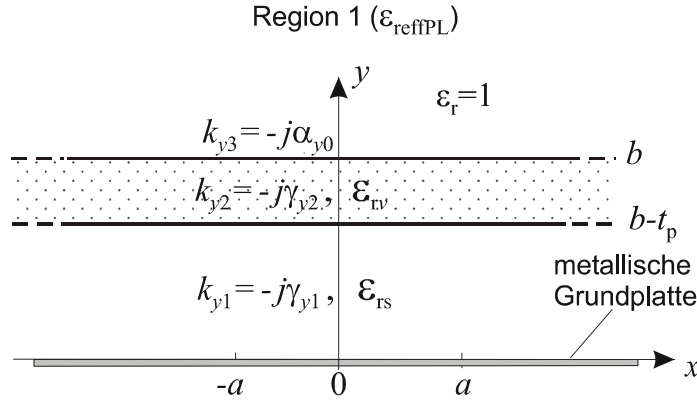


Abb. 3.4: Querschnitt durch eine BL zur Erläuterung der EDC-Methode

Bereichen  $|x| > a$  und  $y > b$  liegt, vernachlässigt. Dieses kann in guter Näherung erfolgen, da der Anteil sehr viel kleiner ist als der schon kleine Leistungsanteil in den Bereichen oberhalb der Leitung ( $|x| < a$ ,  $y > b$ ) und neben der Leitung ( $|x| > a$ ,  $y < b$ ). Falls die allgemeine Lösung des elektromagnetischen Feldes für mehrere, sich gleichzeitig ausbreitende Moden von Interesse ist, so lässt sie sich durch die Superposition der einzelnen Lösungen der verschiedenen Moden ermitteln.

**Geschichteter horizontaler PL mit Plasmaschicht:** Da die Si-Quarz-BL aus zwei horizontalen Schichten mit  $\epsilon_{r\nu}$  bzw.  $\epsilon_{rs}$  besteht, muss sie in jeder Schicht eine eigene Wellenvektorkomponente  $k_{y1} = k_{y\epsilon_{rs}}$  bzw.  $k_{y2} = k_{y\epsilon_{r\nu}}$  in  $y$ -Richtung besitzen, wenn  $\epsilon_{r\nu} \neq \epsilon_{rs}$  ist. Die Variation des Feldes in  $y$ -Richtung und die gleichzeitige Unabhängigkeit von der  $x$ -Koordinate kann als eine in  $x$ -Richtung unendlich breite Leitung nach Abb. 3.5 gedeutet werden ( $2a \rightarrow \infty$ ). Dieses entspricht dem horizontalen PL, der die effektive relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{\text{reffPL}\nu}$  besitzt (mit  $\nu = l, d$  in der Hell- bzw. Dunkelzone). Für die Wellenfunktion bedeutet dies  $\frac{d\Psi(k_x)}{dx} = 0$  bzw.  $k_x = 0$ . Von der BL ausgehend gilt gleiches für  $b \rightarrow \infty$ , was zum vertikalen PL mit  $\frac{d\Psi}{dy} = 0$  und stetigem  $k_y$  führt. Dieses Vorgehen ist nur erlaubt, wenn die effektive relative Dielektrizitätszahl des dielektrischen Streifens relativ klein ist [73]. Innerhalb des horizontalen PL soll sich die Welle mit  $e^{-jk_z\text{PL}z}$  longitudinal ausbreiten. Die Lösungsansätze  $\Psi^e(y)$  in den Schichten des Plattenleiters bzw. über dem PL folgen für die  $y$ -gerichteten Wellenvektorkomponenten aus den angesprochenen



**Abb. 3.5:** Modell des geschichteten horizontalen PL als Basis für die EDC-Methode

harmonischen Funktionen:

$$\Psi^e(y) = A \cos(k_{y1}y) \quad 0 \leq y \leq b - t_p \quad (3.19a)$$

$$\Psi^e(y) = B^c \cos(k_{y2}(y-(b-t_p))) + B^s \sin(k_{y2}(y-(b-t_p))) \quad b - t_p \leq y \leq b \quad (3.19b)$$

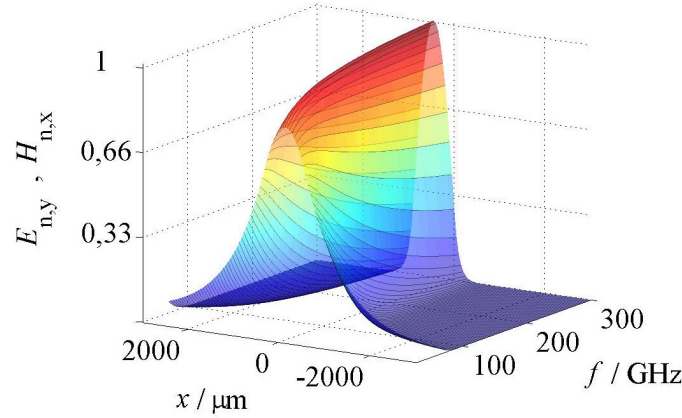
$$\Psi^e(y) = C e^{-jk_{y3}(y-b)} \quad y \geq b \quad , \quad (3.19c)$$

vgl. [31] bzw. [52]. Bei den Koeffizienten  $A$ ,  $B^c$ ,  $B^s$  und  $C$  handelt es sich um unbestimmte Koeffizienten, welche die Amplitude der jeweiligen Wellenfunktion bestimmen. Durch ein ggf. komplexwertiges Argument bleiben durch z. B.  $\sinh jk_{y2} = j \sin k_{y2}$  oder  $\cosh jk_{y2} = \cos k_{y2}$  alle Freiheitsgrade offen, um die Vielfalt aller möglichen Fälle zu gewährleisten.

Zur Anpassung an die **Randbedingungen** eignen sich die Feldkomponenten  $E_z$  nach Gl. (3.9c) und  $H_x$  gemäß Gl. (3.10a) besonders, da diese im Vergleich zu den anderen Feldkomponenten bei den hier gewählten Leitungsdimensionen über die größte Amplitude der tangentialen Feldstärken verfügen (vgl. [79]). Die anzupassenden Feldkomponenten nach den Gl.'en (3.9c) und (3.10a) der drei Schichten ergeben sich unter der Verwendung der Gl.'en (3.19a) - (3.19c). Die Abb. 3.6 zeigt beispielhaft den qualitativen Verlauf der normierten Feldstärke  $E_{n,y}$  bzw.  $H_{n,x}$  einer Si-Quarz-BL ( $2a = 900 \mu\text{m}$ ,  $b = 750 \mu\text{m}$ ,  $t_p = 50 \mu\text{m}$ ) ohne optische Anregung über der Frequenz. Mit zunehmender Frequenz zieht sich das Feld immer weiter in die BL hinein.

An den Oberflächen der verschiedenen Medien müssen die tangentialen Feldkomponenten bei  $y = b - t_p$  und  $y = b$  stetig ineinander übergehen. Dazu sind anzupassen:  $H_{x1} = H_{x2}$ ,  $E_{z1} = E_{z2}$ ,  $H_{x2} = H_{x3}$  und  $E_{z2} = E_{z3}$ . Die gefundenen Gleichungen können zu einem linearen Gleichungssystem für die unbekanntenen Koeffizienten  $A$ ,  $B^s$ ,  $B^c$  und  $C$  ausgebaut werden. Das Gleichungssystem lässt sich bis auf eine Gleichung reduzieren:

$$0 = \sin(k_{y1}(b - t_p)) \left\{ j \frac{\epsilon_{rv} k_{y1}}{\epsilon_{rs} k_{y2}} \sin(k_{y2} t_p) + \frac{k_{y1}}{\epsilon_{rs} k_{y3}} \cos(k_{y2} t_p) \right\} \\ - \cos(k_{y1}(b - t_p)) \left\{ j \cos(k_{y2} t_p) - \frac{k_{y2}}{\epsilon_{rv} k_{y3}} \sin(k_{y2} t_p) \right\} \quad . \quad (3.20)$$



**Abb. 3.6:** Qualitativer Verlauf der normierten elektrischen Feldstärke  $E_{n,y}(x, f)$  bzw. normierten magnetischen Feldstärke  $H_{n,x}(x, f)$  einer Si-Quarz-BL

Die verbleibende Gleichung ist von  $A$ ,  $B^s$ ,  $B^c$  und  $C$  unabhängig. Dieses Ergebnis des **horizontalen PL** nach Gl. (3.20) wird **charakteristische Gleichung** des linearen Gleichungssystems genannt, wobei die Lösungen für  $k_{y1}$ ,  $k_{y2}$  und  $k_{y3} \neq 0$  zu suchen sind.

Analog zu den Separationsbedingungen nach (3.13) folgen in den verschiedenen Medien Quarz-Substrat, Si und Luft die Separationsbedingungen der verschiedenen Schichten für den horizontalen PL:

$$k_0^2 \epsilon_{rs} = k_{y1}^2 + k_{zPL}^2 \quad 0 \leq y \leq b - t_p \quad (3.21a)$$

$$k_0^2 \epsilon_{r\nu} = k_{y2}^2 + k_{zPL}^2 \quad b - t_p \leq y \leq b \quad (3.21b)$$

$$k_0^2 = k_{y3}^2 + k_{zPL}^2 \quad y \geq b \quad . \quad (3.21c)$$

Wie bereits angesprochen, muss die Wellenvektorkomponente  $k_{zPL}$  des horizontalen PL wegen der Randbedingungen überall gleich sein, woraus

$$k_0^2 \epsilon_{rs} - k_{y1}^2 = k_0^2 \epsilon_{r\nu} - k_{y2}^2 = k_0^2 - k_{y3}^2 = k_{zPL}^2 \quad (3.22)$$

resultiert. Wegen der Abhängigkeit von  $\epsilon_{r\nu}$  der Gl. (3.22) muss es in der Hell- und in der Dunkelzone unterschiedliche  $k_{zPL}$  geben, es müsste also eigentlich  $k_{zPL\nu}$  heißen. Dieser zusätzliche Index wurde der Einfachheit halber hier weggelassen, stillschweigend wird vorausgesetzt, dass  $k_{zPL}$  stets für die Dunkel- und die Hellzone unterschiedlich ist. Im Folgenden besitzen alle Größen, die von  $\epsilon_{r\nu}$  abhängen, unterschiedliche Werte in den beiden Zonen. Aus den Gl.'en (3.21a) - (3.21c) können die noch unbekanntenen Wellenvektorkompo-

nenten  $k_{y1}$ ,  $k_{y2}$  und  $k_{y3}$  der verschiedenen Medien des horizontalen PL gewonnen werden:

$$k_{y1} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rs} - k_{zPL}^2} \quad (3.23a)$$

$$k_{y2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{r\nu} - k_{zPL}^2} \quad (3.23b)$$

$$k_{y3} = \sqrt{k_0^2 - k_{zPL}^2} \quad (3.23c)$$

Die Gl.'en (3.23a) bis (3.23c) sind nun in die charakteristische Gleichung (3.20) des horizontalen PL nach Abb. 3.5 einzusetzen. Damit verbleibt in der charakteristischen Gleichung (3.20) als einzige Unbekannte die gesuchte Wellenvektorkomponente  $k_{zPL}$ .

Die Lösungen der charakteristischen Gleichung (3.20) entsprechen Nullstellen in der komplexen Ebene von  $k_{zPL} = \beta_{zPL} - j\alpha_{zPL}$ , wobei  $\beta_{zPL}$  dem Phasenmaß und  $\alpha_{zPL}$  dem Dämpfungsmaß in Ausbreitungsrichtung des horizontalen PL entspricht. Das Problem der komplexen Nullstellensuche wurde im Rahmen dieser Arbeit numerisch gelöst [104], [105], [106]. Die größte Herausforderung stellt die Mehrdeutigkeit der Lösungen dar, wobei jede Lösung für einen bestimmten Mode steht.

Mit der numerisch berechneten Wellenvektorkomponente  $k_{zPL}$  kann schließlich die komplexe effektive relative Permittivität  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  des horizontalen PL bestimmt werden (Abb. 3.5), welche in sehr guter Näherung der Permittivität der Region 1 der BL (Abb. 3.4) entspricht:

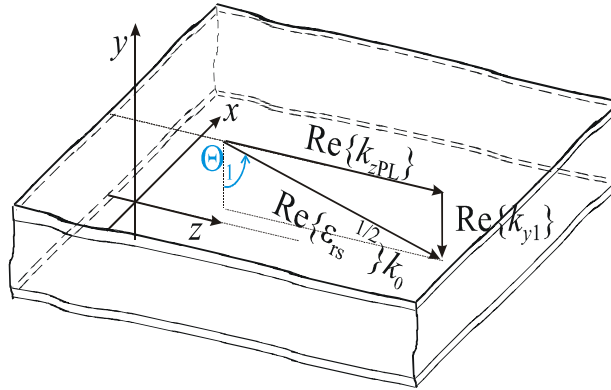
$$\epsilon_{\text{reffPL}} = \left( \frac{k_{zPL}}{k_0} \right)^2 \quad (3.24)$$

Auch  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  hängt von  $\epsilon_{r\nu}$  ab und besitzt damit unterschiedliche Werte in den Hell- und Dunkelzonen.

**Ausbreitungswinkel im horizontalen PL:** Die Separationsbedingungen nach den Gleichungen (3.21a) - (3.21c) in den Schichten des PL bzw. in der Luft stellen durch das zugrundegelegte, kartesische Koordinatensystem für jeweils ein homogenes Raumgebiet  $x$ ,  $y$  und  $z$  Teillösungen dar und beschreiben die Ausbreitung einer ebenen Welle unter dem Winkel  $\Theta_i$  im PL in der jeweiligen Schicht  $i$ . Im Fall reellwertiger  $k_{yi}$ ,  $k_{zPL}$  und  $\epsilon_{r\nu}$  bzw.  $\epsilon_{rs}$  spannen die Wellenvektorkomponenten über die Gl.'en (3.21a) - (3.21c) jeweils in ihrer Schicht ein rechtwinkliges Dreieck auf. Mit der zuvor über den wellentheoretischen Ansatz ermittelten Größe  $k_{zPL}$  kann dann beispielsweise in der Plasmaschicht die Wellenvektorkomponente  $k_{y1} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rs} - k_{zPL}^2}$  in  $y$ -Richtung ermittelt werden, wie in Abb. 3.7 dargestellt. Im Inneren des horizontalen Plattenleiters gilt in der entsprechenden  $i$ -ten Schicht (für nahezu verlustlose Medien) die Beziehung (vgl. Abb. 3.1)

$$\Theta_i = \arcsin \frac{\text{Re} \{k_{zPL}\}}{\text{Re} \{ \sqrt{\epsilon_{rj}} \} \cdot k_0} \quad (3.25)$$

mit  $i = 1$  im Quarz-Substrat, 2 in der Si-Schicht oder 3 in der Luft und  $\epsilon_{rj}$  im Quarz-Substrat ( $j = s$ ), im Si ( $j = \nu$ ) oder in der Luft ( $j = \text{air}$ ).



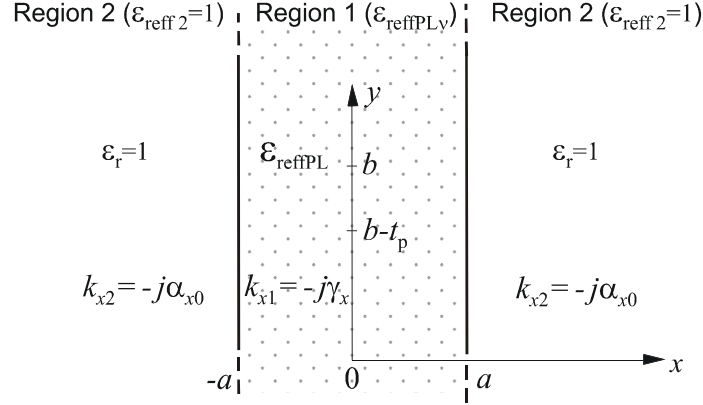
**Abb. 3.7:** Graphische Darstellung von  $\text{Re}\{k_{z\text{PL}}\}$ ,  $\text{Re}\{k_{y1}\}$  sowie  $\Theta_1$  in der Quarzschicht des horizontalen PL

Aus der Wellenvektorkomponente  $k_{z\text{PL}}$  kann über die Gl.'en (3.21c) und (3.24) die Bestimmung des transversalen Dämpfungsmaßes  $\alpha_{y0}$  in der Luft der quergedämpften Welle für  $k_{y3} = -j\alpha_{y0}$  erfolgen:

$$\alpha_{y0} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{reffPL}} - 1} \quad . \quad (3.26)$$

Je größer die effektive relative Permittivität  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  des horizontalen PL ist, umso größer ist gemäß Gl. (3.26) auch das Dämpfungsmaß in der Luft und umso mehr Energie verschiebt sich folglich vom Äußeren in das Innere des PL, was eine immer besser werdende Wellenführung bedeutet. Die Wellenvektorkomponente  $k_{y3}$  besitzt für quergedämpfte Wellen im dargestellten Koordinatensystem ( $y > b$ ) zunächst nur dann eine physikalische Bedeutung, wenn  $k_{y3}$  nicht nur rein imaginär ist, sondern auch positiv. Bei negativen Werten ergäben sich Felder, deren Amplitude für  $y \rightarrow \infty$  über alle Grenzen wachsen würde, dann wäre auch keine Totalreflexion innerhalb der BL mehr gegeben.

**Vertikaler PL:** Als nächstes wird der vertikale PL betrachtet, wie er in Abb. 3.8 dargestellt ist. Der vertikale PL erhält gemäß der Theorie der EDC-Methode für die Region 1 die soeben berechnete effektive relative Permittivität  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  des horizontalen PL. Damit besteht diese Region nur noch aus einer Schicht. Da die Region 2 des vertikalen PL aus Luft besteht, ergibt sich die effektive relative Dielektrizitätszahl der Region 2 gerade zu  $\epsilon_{\text{reff}2} = 1$ . Die Schichten des vertikalen PL sind in  $y$ -Richtung unendlich weit ausgedehnt, womit die Wellenausbreitung nicht mehr von der  $y$ -Koordinate abhängt. Die Anpassung erfolgt über die Forderung nach der Stetigkeit der Wellenvektorkomponenten  $k_y$  in  $y$ -Richtung zwischen den Regionen 1 und 2. Die Wellenausbreitung erfolgt in positiver  $z$ -Richtung gemäß  $e^{-jk_z z}$ , wobei  $k_z$  über  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  wieder von  $\nu$  abhängt. Zur Bestimmung



**Abb. 3.8:** Modell des vertikalen PL als Basis für die EDC-Methode

der Felder des vertikalen PL finden sich geeignete Wellenfunktionen z. B. mit

$$\Psi^c(x) = Ee^{jk_{x2}(x+a)} \quad x \leq -a \quad (3.27a)$$

$$\Psi^c(x) = F^c \cos(k_{x1}(x+a)) + F^s \sin(k_{x1}(x+a)) \quad -a \leq x \leq a \quad (3.27b)$$

$$\Psi^c(x) = Ge^{-jk_{x2}(x-a)} \quad x \geq a \quad , \quad (3.27c)$$

mit den Koeffizienten  $E$ ,  $F^c$ ,  $F^s$  und  $G$ . Aus den Gl.'en (3.9a) - (3.10c) sind erneut die tangentialen Felder anzupassen. Hierfür eignen sich an der Stelle  $x = \pm a$  die Feldkomponenten  $E_y$  und  $H_z$ . Die Herleitung der charakteristischen Gleichung für den vertikalen PL erfolgt nach dem gleichen Prinzip, welches zuvor für den horizontalen PL angewendet wurde. Nach Beschreiten des Lösungsweges ergibt sich in Folge nur einer dielektrischen Schicht (mit  $\epsilon_{\text{reffPL}}$  in der Region 1) für den **vertikalen PL** folgende **charakteristische Gleichung**:

$$j \cdot (k_{x1}^2 + k_{x2}^2) \sin(k_{x1}2a) + 2k_{x1}k_{x2} \cos(k_{x1}2a) = 0 \quad , \quad (3.28)$$

mit den Separationsbedingungen der verschiedenen Regionen der Abb. 3.8:

$$k_0^2 \epsilon_{\text{reffPL}} = k_{x1}^2 + k_z^2 \quad -a \leq x \leq a \quad (3.29a)$$

$$k_0^2 = k_{x2}^2 + k_z^2 \quad x \leq -a \quad (3.29b)$$

$$k_0^2 = k_{x2}^2 + k_z^2 \quad x \geq a \quad . \quad (3.29c)$$

Hieraus kann wiederum die Berechnung der unbekanntenen Wellenvektorkomponenten  $k_{x1}$  und  $k_{x2}$  folgen

$$k_{x1} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{\text{reffPL}} - k_z^2} \quad (3.30a)$$

$$k_{x2} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2} \quad . \quad (3.30b)$$

Die Gl.'en (3.30a) und (3.30b) sind in die charakteristische Gleichung (3.28) einzusetzen, womit die Lösungen der charakteristischen Gleichung (3.28) die longitudinale Wellenvektorkomponente  $k_z$  liefert. Diese Wellenvektorkomponente  $k_z$  des vertikalen PL entspricht

der gesuchten **Wellenvektorkomponente der BL**, da über die EDC-Methode die effektive relative Dielektrizitätskonstante des horizontalen PL berücksichtigt wird.

Mittels numerischer Verfahren finden sich erneut die Nullstellen der charakteristischen Gleichung (3.28) in der komplexen Ebene, welche die Ergebnisse für die Wellenvektorkomponenten  $k_z = \beta_z - j\alpha_z$  der BL liefern, siehe [104], [105], [106]. Die gesuchte komplexe effektive relative Dielektrizitätszahl der BL ergibt sich aus

$$\epsilon_{\text{reff}} = \left( \frac{k_z}{k_0} \right)^2 \Leftrightarrow \epsilon_{\text{reff}\nu} = \left( \frac{k_{z\nu}}{k_0} \right)^2, \quad (3.31)$$

wobei  $\epsilon_{\text{reff}}$  wieder von  $\epsilon_{r\nu}$  abhängt und unterschiedliche Werte in der Hell- sowie der Dunkelzone besitzt. Die Betrachtung der Wellenvektorkomponente  $k_z$ , ausgedrückt durch die transversalen Wellenvektorkomponenten  $k_x, k_{y1}$  bzw.  $k_{y2}$  der BL, besitzt mit  $k_x = k_{x1}$  folgende Gestalt:

$$k_z = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rs} - k_x^2 - k_{y1}^2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{r\nu} - k_x^2 - k_{y2}^2} = \beta_z - j\alpha_z. \quad (3.32)$$

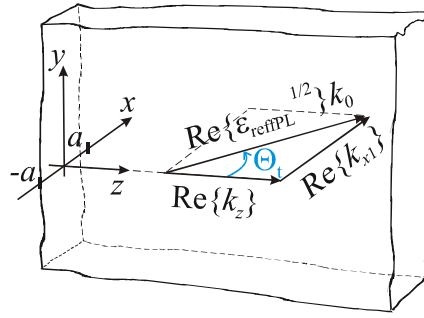
Es sei noch einmal ausdrücklich erwähnt: Für die geschichtete BL existiert kein einzelnes  $k_y$  für die Wellenausbreitung. Die Betrachtung der Wellenausbreitung in  $y$ -Richtung muss nach Gl. (3.32) jeweils in der entsprechenden Schicht erfolgen, woraus zwei Komponenten,  $k_{y1}$  und  $k_{y2}$ , resultieren.

In der mehrdeutigen charakteristischen Gleichung (3.28) stehen über die Periodizität der harmonischen Funktionen in den Ansätzen wieder verschiedene Lösungen, bei denen jede Lösung einen bestimmten Mode beschreibt [52]. Bei der Berechnung jedes einzelnen  $k_z$  eines bestimmten  $E_{mn}^y$ -Modes ist die entsprechende  $n$ -te Lösung für  $k_y$  und  $m$ -te Lösung für  $k_x$  zu suchen. Bei der Lösung der charakteristischen Gleichungen interessieren nur die Eigenwellen, die sich in  $z$ -Richtung gedämpft oder ungedämpft fortpflanzen, um keine in Ausbreitungsrichtung anwachsende Amplitude zu erhalten.

Wegen der vielen möglichen Ansätze der Wellenfunktion und auch wegen der Vielfalt der Möglichkeiten zur Anpassung an die Randbedingungen sind in der Literatur zahlreiche, verschiedene charakteristische Gleichungen zu finden, z. B. [31], [52]. Die hier hergeleiteten Gl.'en (3.28) und (3.20) haben sich als relativ stabil bei der numerischen Suche nach den Nullstellen herausgestellt, ohne dass bei der Berechnung des Grundmodes teilweise Lösungen von höheren Moden präsentiert wurden. Um das Problem zu umgehen, zeigt Lee [44] einen Weg, die charakteristischen Gleichungen so umzustellen, dass jeder Mode  $E_{mn}^y$  durch entsprechendes Einsetzen der Modenzahlen  $m, n$  einzeln berechnet werden kann.

**Ausbreitungswinkel im vertikalen PL:** Auch die Phasenmaße des vertikalen PL  $\beta_z = \text{Re}\{k_z\}$  und  $\text{Re}\{k_{x1}\} = \text{Re}\left\{\sqrt{k_0^2 \epsilon_{\text{reffPL}} - k_z^2}\right\}$  können anschaulich durch ein Dreieck dargestellt werden, vgl. Abb. 3.9. Damit kann in nahezu verlustlosen Strukturen ein





**Abb. 3.9:** Graphische Darstellung von  $\beta_z$ ,  $k_{x1}$  sowie  $\Theta_t$  im vertikalen PL

transversaler Winkel  $\Theta_t$  zur Ausbreitung in  $x$ - $z$ -Richtung der Welle angegeben werden:

$$\Theta_t = \arccos \frac{\operatorname{Re}\{k_z\}}{\operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reffPL}}}\} \cdot k_0} \quad . \quad (3.33)$$

**HL-Vollsubstrat-BL:** Bisher fand die Betrachtung der geschichteten Si-Quarz-BL statt. Die ermittelten Ergebnisse können leicht auf die HL-Vollsubstrat-BL angewendet werden, indem die Quarzschicht durch eine weitere Si-Schicht ersetzt wird. In der transzendenten Gleichung (3.20) ist die Permittivität  $\epsilon_{rs}$  des Quarzes durch die Permittivität  $\epsilon_{rs}$  des Si zu substituieren. Damit entspricht die HL-Vollsubstrat-BL einer BL, die eine untere Schicht aus HL-Material und eine obere Schicht aus optisch angeregtem Halbleitermaterial (Plasmaschicht) besitzt, mit  $\epsilon_{rv}$  und der Dicke  $t_p$ . Die obere Schicht kann sowohl eine homogene als auch eine inhomogene Ladungsträgerverteilung aufweisen, vgl. Kapitel 2.2.

### 3.2.3 Plasmaschicht an der Seite der Bildleitung

Soll die Beleuchtung der BL nicht von oben, sondern von der Seite erfolgen, kann der eben geschilderte Lösungsweg zur Berechnung der Ausbreitungseigenschaften der BL mit horizontaler Plasmaschicht in ähnlicher Art und Weise beschriftet werden. Lediglich die Reihenfolge in der Berechnung der PL ist zu vertauschen. Für den Fall der seitlichen Beleuchtung entsteht die Plasmaschicht an der beleuchteten Seite. Für die Berechnung bedeutet dieses, dass der vertikale PL aus zwei dielektrischen Schichten besteht. Aus diesem PL ist wieder die effektive relative Permittivität zu bestimmen, die dann dem danach zu berechnenden einschichtigen, horizontalen PL zugeordnet wird, vgl. [106]. Mögliche

Wellenfunktionen für den von der Seite beleuchteten, vertikalen PL sind z. B.

$$\Psi^h(x) = Ae^{-jk_{x0}(x-a)} \quad x \geq a \quad (3.34a)$$

$$\Psi^h(x) = B^c \cos(k_{x1}(x - (-a + t_p))) + B^s \sin(k_{x1}(x - (-a + t_p))) \quad -a + t_p \leq x \leq a \quad (3.34b)$$

$$\Psi^h(x) = C^c \cos(k_{x2}(x + a)) + C^s \sin(k_{x2}(x + a)) \quad -a \leq x \leq -a + t_p \quad (3.34c)$$

$$\Psi^h(x) = De^{jk_{x0}(x+a)} \quad x \geq a \quad (3.34d)$$

Hier eignen sich die Komponenten  $E_y = \omega\mu_0\beta_z\Psi^h$  und  $H_z = -j\beta_z\frac{\partial\Psi^h}{\partial x}$  zur Anpassung an die Randbedingungen, die bei  $x = a$ ,  $x = -a + t_p$  und  $x = -a$  anzupassen sind. Damit ergibt sich nach einer Nebenrechnung die charakteristische Gleichung bei Beleuchtung von der Seite:

$$0 = k_{x1} [\sin(k_{x1}(2a - t_p)) - L \cos(k_{x1}(2a - t_p))] + jk_{x0} [L \sin(k_{x1}(2a - t_p)) + \cos(k_{x1}(2a - t_p))] \quad (3.35)$$

mit

$$L = \frac{jk_{x0}k_{x2} - k_{x2}^2 \tan(k_{x2}t_p)}{k_{x1}k_{x2} - jk_{x0}k_{x1} \tan(k_{x2}t_p)} \quad (3.36)$$

Die Separationsbedingungen der verschiedenen Regionen lauten:

$$k_0^2 = k_{x0}^2 + k_{zvPL}^2 = k_{x0}^2 + k_0^2 \epsilon_{\text{reffvPL}} \quad x \geq a \quad (3.37a)$$

$$k_0^2 \epsilon_{rs} = k_{x1}^2 + k_{zvPL}^2 = k_{x1}^2 + k_0^2 \epsilon_{\text{reffvPL}} \quad -a + t_p \leq x \leq a \quad (3.37b)$$

$$k_0^2 \epsilon_{rv} = k_{x2}^2 + k_{zvPL}^2 = k_{x2}^2 + k_0^2 \epsilon_{\text{reffvPL}} \quad -a \leq x \leq -a + t_p \quad (3.37c)$$

$$k_0^2 = k_{x0}^2 + k_{zvPL}^2 = k_{x0}^2 + k_0^2 \epsilon_{\text{reffvPL}} \quad x \leq -a \quad (3.37d)$$

mit der Bedingung

$$k_0^2 \epsilon_{rs} - k_{x1}^2 = k_0^2 \epsilon_{rv} - k_{x2}^2 = k_0^2 - k_{x0}^2 = k_{zvPL}^2 = k_0^2 \epsilon_{\text{reffvPL}} \quad (3.38)$$

Im nächsten Schritt ist der horizontale PL zu berechnen, wobei die dielektrisch gefüllte Schicht die Permittivität  $\epsilon_{\text{reffvPL}}$  besitzt. Der Rechengang ist wie im Abschnitt 3.2.1 beschrieben, daher wird auf die Darstellung verzichtet.

Die bislang entwickelten Wellenausbreitungscharakteristika der homogen geschichteten Bildleitung gelten für das homogene, genäherte Plasmaprofil. Im Kapitel 2 zeigte sich jedoch, dass in der Realität in Folge der Ladungsträgerdiffusion in  $y$ -Richtung die Permittivität unter Beachtung des inhomogenen Plasmaprofils eine starke  $y$ -Abhängigkeit aufweist, vgl. Abschnitt 2.2. Die Berücksichtigung dieses inhomogenen Profils führt folglich zu anderen Gleichungen für die Feldkomponenten als den Gl.'en (3.9a) bis (3.10c).

### 3.3 Ausbreitungseigenschaften bei inhomogenem Trägerprofil

#### 3.3.1 Wellengleichung bei inhomogenem Medium

Auch bei der Berechnung der Ausbreitungseigenschaften einer Welle in der BL bei inhomogenem Trägerprofil ist wieder von den Maxwell'schen Gleichung auszugehen und die EDC-Methode zu verwenden. D. h. es ist wieder der Weg über zwei separate PL zu beschreiten. Zur Berechnung des  $E_{11}^y$ -Modes der BL ist zunächst wiederum der  $E_{01}^y$ -Mode des horizontalen PL zu bestimmen. Die transversale magnetische Feldstärkekomponente  $H_x(t, y, z)$  soll nach Abspalten der Zeitabhängigkeit  $e^{j\omega t}$  von folgender Gestalt sein:

$$H_x(y, z) = \phi(y)e^{-\gamma_{z\text{PL}}z} \quad . \quad (3.39)$$

Im stromfreien Gebiet ( $\vec{J} = 0$ ) liefert die Maxwell'sche Gleichung (3.5a) unter der Beachtung der  $y$ -Abhängigkeit des inhomogenen verlustbehafteten HL-Mediums mit  $\epsilon_{rv}(y) = \epsilon'_{rv}(y) - j\frac{\kappa_{rv}(y)}{\omega\epsilon_0}$  gemäß Gl. (2.36a) nach einigen Umformungen die gesuchten Feldkomponenten des horizontalen PL, vgl. [107]:

$$E_y = -\frac{\gamma_{z\text{PL}}}{j\omega\epsilon_0\epsilon_{rv}(y)} H_x(y, z) \quad (3.40a)$$

$$E_z = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_{rv}(y)} \left[ \frac{\partial H_x(y, z)}{\partial y} \right] \quad . \quad (3.40b)$$

Die zweite Maxwell'sche Gleichung (3.5b) dient zum Auffinden der Komponente  $H_x$  in Abhängigkeit von  $E_y$  und  $E_z$ . Mit  $\mu_r = 1$  ergibt sich nach einigen Zwischenschritten

$$\left[ \frac{\partial E_z(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial E_y(y, z)}{\partial z} \right] = -j\omega\mu_0 H_x(y, z) = \frac{\partial E_z(y, z)}{\partial y} + \gamma_{z\text{PL}} E_y \quad . \quad (3.41)$$

Eine weitere Rechnung ergibt die zu lösende Wellengleichung für ein in  $y$ -Richtung inhomogenes Trägerprofil, welches über  $\epsilon_{rv}(y)$  einfließt:

$$-\gamma_{z\text{PL}} \frac{\gamma_{z\text{PL}}}{j\omega\epsilon_{rv}(y)\epsilon_0} H_x - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{j\omega\epsilon_{rv}(y)\epsilon_0} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = -j\omega\mu_0 H_x \quad , \quad (3.42)$$

die nach einigen Umformungen und mit  $k_0^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0$  in der Form

$$\epsilon_{rv}(y) \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\epsilon_{rv}(y)} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + [\gamma_{z\text{PL}}^2 + k_0^2\epsilon_{rv}(y)] H_x = 0 \quad (3.43)$$

geschrieben werden kann, siehe auch [49]. Die homogene DGL (3.43) findet sich auch unter dem Namen **Wellengleichung für das inhomogene Medium**.

Die einfachere Herleitung und Lösung für die **TE-Moden** ist [104] zu entnehmen (vgl. [45], [107]). Die resultierende DGL lautet:

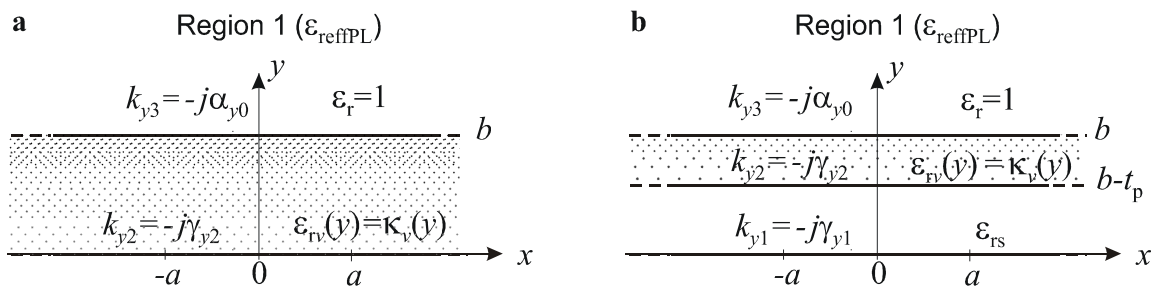
$$\frac{d^2 E_x}{dy^2} + [\gamma_{z\text{PL}}^2 + k_0^2 \epsilon_{rv}(y)] E_x = 0 \quad . \quad (3.44)$$

Mit  $\phi = \Phi^e$  für die Kennzeichnung der Inhomogenität der Potentiale in Gl. (3.39) ist auch hier wieder der Produktansatz gemäß  $\phi(x, y, z) = \Psi(k_x x) \cdot \Psi(k_y y) \cdot \Psi(k_z z)$  zur Beschreibung der Felder möglich.

### 3.3.2 Lösung

Die numerische Lösung der Gl. (3.43) für die TM-Moden gestaltet sich schwieriger als für die TE-Moden. Dennoch wird in beiden Fällen jeweils die homogene Wellengleichung für das inhomogene Medium in zwei Differentialgleichungen, eine für den Real- und die andere für den Imaginärteil, aufgesplittet. Im Folgenden ist nur der (schwierigere) Lösungsweg für die Berechnung der TM-Moden aufgezeigt. Für Fragen bezüglich der TE-Moden erfolgt der Verweis auf [45], [104] und [107].

**Horizontaler PL aus HL-Vollsubstrat:** Zur Bestimmung des Ausbreitungsmaßes  $\gamma_{z\text{PL}}$  wird ein horizontaler dielektrischer PL nach Abb. 3.10a (vgl. Abb. 3.5) mit einer  $y$ -abhängigen Dielektrizitätszahl  $\kappa_v(y)$  betrachtet, die Beleuchtung erfolgt damit von oben.



**Abb. 3.10:** Inhomogenes Plasmamodell: **a** HL-Vollsubstrat-PL und **b** Si-Quarz-PL

Die DGL (3.43) zweiter Ordnung kann zur numerischen Berechnung durch ein DGL-

System erster Ordnung mit lediglich reellen Variablen ausgedrückt werden:

$$\phi(y) = \phi_r(y) + j\phi_i(y) \quad (3.45a)$$

$$\kappa_\nu(y) = \kappa_{r\nu}(y) + j\kappa_{i\nu}(y) = \epsilon_{r\nu}(y) \quad (3.45b)$$

$$\Phi_1 = \alpha_{z2\nu} \quad (3.45c)$$

$$\Phi_2 = \beta_{z2\nu} \quad (3.45d)$$

$$\Phi_3 = \phi_r(y) \quad (3.45e)$$

$$\Phi_{4\nu} = \frac{1}{|\kappa_\nu|^2} \left[ \kappa_{r\nu} \frac{d\phi_r}{dy} + \kappa_{i\nu} \frac{d\phi_i}{dy} \right] \quad (3.45f)$$

$$\Phi_5 = \phi_i(y) \quad (3.45g)$$

$$\Phi_{6\nu} = \frac{1}{|\kappa_\nu|^2} \left[ \kappa_{r\nu} \frac{d\phi_i}{dy} - \kappa_{i\nu} \frac{d\phi_r}{dy} \right] , \quad (3.45h)$$

denn in MatLab steht eine spezielle Lösungsfunktion - die Funktion *bvp4.m* - zur Verfügung, die ein solches Vorgehen verlangt. Des Weiteren wird gemäß Gl. (3.45b) eine Variable  $\kappa_\nu(y)$  eingeführt, um die Inhomogenität des HL-Mediums auszudrücken (vgl. Abb. 3.10) und die Indizierung mit "r" für den Realteil in Gl. (3.45b) eindeutig zu halten und eine Verwechslung mit "relativ" bei  $\epsilon_{r\nu}$  auszuschließen. Aus numerischen Gründen findet auch eine Definition von  $\kappa_\nu(y) = \kappa_{r\nu}(y) + j\kappa_{i\nu}(y)$  in Gl. (3.45a) mit positivem Vorzeichen statt. Die DGL (3.43) lässt sich damit wie folgt beschreiben:

$$\frac{d\Phi_{1\nu}}{dy} = 0 \quad (3.46a)$$

$$\frac{d\Phi_{2\nu}}{dy} = 0 \quad (3.46b)$$

$$\frac{d\Phi_3}{dy} = \kappa_{r\nu}\Phi_{4\nu} - \kappa_{i\nu}\Phi_{6\nu} \quad (3.46c)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_{4\nu}}{dy} = & \frac{1}{|\kappa_\nu|^2} \left[ -(\Phi_{1\nu}^2 - \Phi_{2\nu}^2 + k_0^2 \kappa_{r\nu}) (\kappa_{r\nu}\Phi_3 + \kappa_{i\nu}\Phi_5) + \right. \\ & \left. + (2\Phi_1\Phi_2 + k_0^2 \kappa_i) (\kappa_r\Phi_5 - \kappa_i\Phi_3) \right] \end{aligned} \quad (3.46d)$$

$$\frac{d\Phi_5}{dy} = \kappa_{i\nu}\Phi_{4\nu} + \kappa_{r\nu}\Phi_{6\nu} \quad (3.46e)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_{6\nu}}{dy} = & \frac{1}{|\kappa_\nu|^2} \left[ -(\Phi_{1\nu}^2 - \Phi_{2\nu}^2 + k_0^2 \kappa_{r\nu}) (\kappa_{r\nu}\Phi_5 - \kappa_{i\nu}\Phi_3) - \right. \\ & \left. + (2\Phi_{1\nu}\Phi_{2\nu} + k_0^2 \kappa_{i\nu}) (\kappa_{r\nu}\Phi_3 + \kappa_{i\nu}\Phi_5) \right] . \end{aligned} \quad (3.46f)$$

Zum Aufstellen der Randbedingungen erfolgt die Betrachtung der Feldverläufe außerhalb des Leiters mit

$$\phi_{1\nu} = \phi(b) e^{-p_\nu(y-b)} \quad \text{für } y \geq b , \quad (3.47)$$

wobei

$$p_\nu^2 = -(\gamma_{z2\nu}^2 + k_0^2) \quad (3.48a)$$

$$\gamma_{z2\nu} = \Phi_{1\nu} + j\Phi_{2\nu} \quad . \quad (3.48b)$$

Die Randbedingungen ergeben sich zum einen über das Gleichsetzen der  $E_z$ -Komponenten an den Grenzflächen bei  $y = b$ , siehe Abb. 3.10a. Dazu ist auch die Funktion  $p_\nu$  für die numerische Berechnung in ihren Real- und Imaginärteil aufzusplitten:

$$p_\nu = p_{r\nu} + jp_{i\nu} \quad . \quad (3.49)$$

Damit ergibt sich:

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\epsilon_{r\nu}(b)} \frac{\partial \phi(b)}{\partial y} + p_\nu \phi(b) \right\} = 0 \quad (3.50a)$$

$$\operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\epsilon_{r\nu}(b)} \frac{\partial \phi(b)}{\partial y} + p_\nu \phi(b) \right\} = 0 \quad (3.50b)$$

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\epsilon_{r\nu}(-b)} \frac{\partial \phi(-b)}{\partial y} - p_\nu \phi(-b) \right\} = 0 \quad (3.50c)$$

$$\operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\epsilon_{r\nu}(-b)} \frac{\partial \phi(-b)}{\partial y} - p_\nu \phi(-b) \right\} = 0 \quad (3.50d)$$

$$\operatorname{Re} \{ \phi(0) \} = 1 \quad (3.50e)$$

$$\operatorname{Im} \{ \phi(0) \} = 0 \quad . \quad (3.50f)$$

Das Anwenden der Stetigkeitsbedingung auf den Ansatz nach den Gl.'en (3.45c) - (3.45h) und die Einteilung in Real- und Imaginärteil gemäß den Gl.'en (3.50a) und (3.50b) führt zu den Randbedingungen bei  $y = b$ :

$$\kappa_{r\nu} \Phi_4 - \kappa_{i\nu} \Phi_6 + (\kappa_{r\nu} p_{r\nu} - \kappa_{i\nu} p_{i\nu}) \Phi_3 - (\kappa_{i\nu} p_{r\nu} + \kappa_{r\nu} p_{i\nu}) \Phi_5 = 0 \quad (3.51a)$$

$$\kappa_{i\nu} \Phi_4 + \kappa_{r\nu} \Phi_6 + (\kappa_{r\nu} p_{r\nu} - \kappa_{i\nu} p_{i\nu}) \Phi_5 + (\kappa_{i\nu} p_{r\nu} + \kappa_{r\nu} p_{i\nu}) \Phi_3 = 0 \quad . \quad (3.51b)$$

Die Randbedingungen bei  $y = 0$  lauten:

$$E_z(0) = 0 \quad (3.52a)$$

$$\frac{1}{\epsilon_{r\nu}(0)} \frac{\partial H_x(0)}{\partial y} = 0 \quad . \quad (3.52b)$$

Die Lösung für das  $z$ -gerichtete Ausbreitungsmaß in der HL-Schicht findet sich schließlich über die Beziehung  $\gamma_{z2}(y) = jk_0 \sqrt{\kappa_\nu(y)}$  [49], wobei  $\kappa_\nu(y)$  unter Verwendung der angegebenen Randbedingungen und dem DGL-System erster Ordnung numerisch mit der Funktion *bvp4.m* der Software MatLab nach [104] iterativ berechnet wird, vgl. Gl. (3.24). Dazu löst *bvp4.m* das Gleichungssystem und liefert nicht nur das gesuchte  $\kappa_\nu(y)$ , sondern auch die Funktionen  $\Phi_1$  sowie  $\Phi_2$  (Gl.'en (3.45c) und (3.45d)).

**Horizontaler, geschichteter Si-Quarz-PL:** Handelt es sich bei dem zu betrachtenden PL mit inhomogenem Profil nicht um einen HL-Vollsubstrat-PL nach Abb. 3.10a, sondern um einen **geschichteten**, horizontalen PL aus zwei Schichten gemäß Abb. 3.10b mit der unteren Schicht aus Quarz und der oberen aus HL-Material, so kann die Theorie nach Abschnitt 3.3.2 für die inhomogene Schicht analog übernommen werden. Die HL-Permittivität besitzt die Ladungsträgerdichte  $N_\nu$  ( $b > y > b - t_p$ ), im Quarz ist sie null, vgl. Abschnitt 2.2. Auch hier wird mit Hilfe des Programms *bvp4.m* das Ausbreitungsmaß  $\gamma_{z2}(y)$ , respektive die inhomogene Permittivität  $\epsilon_{r\nu}(y)$  in der Plasmaschicht ermittelt. In der unteren Quarz-Schicht ist erneut  $\epsilon_{rs}$  einzusetzen. Damit stehen die Größen  $\epsilon_{r\nu}$  und  $\epsilon_{rs}$  fest, die zur Lösung wieder in die transzendenten Gl.'en (3.20) und (3.24) einzusetzen sind. Hiernach muss erneut die relative Permittivität  $\epsilon_{\text{reffPL}\nu}(y)$  des horizontalen PL berechnet werden, die diesmal wegen des inhomogenen Profils  $y$ -abhängig ist.

**Vertikaler PL:** Um nun mit der EDC-Methode die BL-Eigenschaften für die Beleuchtung von oben zu berechnen, muss nach dem horizontalen PL wieder der vertikale PL betrachtet werden. Hierzu kann die Theorie des vertikalen PL nach Abschnitt 3.2.1 ebenfalls übernommen werden, was zu dem gesuchten  $\gamma_z$  bzw.  $\epsilon_{\text{reff}\nu}(y)$  der BL führt [49]. Für die Berechnung der transzendenten Gleichungen konnte noch keine geschlossene Lösung gefunden werden, daher wird in der vorliegende Arbeit die Lösung numerisch gesucht. Eine zur Gl. (3.43) nur ähnliche DGL findet sich inklusive einer geschlossenen Lösung in [108], wobei die dortige DGL nur über reelle Konstanten verfügt. Somit kann diese Lösung hier nicht verwendet werden.

## Kapitel 4

# Theorie der Abstrahlung

Im MMW-Bereich kommt es an Wellenleitern häufig zu unerwünschten Abstrahlungsercheinungen. Außerdem können mit Strukturen, die den hier aufgebauten DBR-Filtern ähnlich sind, relativ einfach Antennen aufgebaut werden. Vor diesem Hintergrund ist daher auch das Abstrahlungsverhalten an der optisch induzierten Gitterstruktur zu untersuchen. Im Kapitel 3 wurde gezeigt, dass in einem vertikalen, geschichteten PL für die elektrischen Feldanteile des TM-Feldes der Ansatz

$$E_{yi}(y, z) = E_{0i}e^{-j(k_{yi}y+k_zz)} \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.1)$$

erfolgen kann, mit  $i = 3$  im Bereich der Luft, 2 im Si und 1 im Quarzglas.  $E_{0i}$  stellt dabei eine beliebige konstante Feldamplitude in  $y$ -Richtung dar.

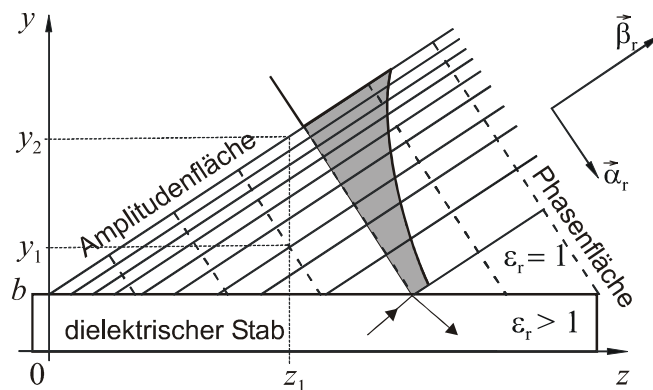
Die meisten aus dielektrischen Wellenleitern aufgebauten Antennen gehören zur Klasse der Travelling-Wave-Antennen, also zur Klasse der **Antennen mit fortschreitenden Wellen**. Im Gegensatz dazu bilden z. B. bei Dipol-Antennen **stehende Wellen** die Grundlage für eine Abstrahlung. Travelling-Wave-Antennen teilen sich wiederum auf - in **Oberflächenwellen-** und **Leckwellenantennen** [75].

Oberflächenwellen sind **langsame Wellen** (engl.: slow waves). Bei ihnen ist die Phasen- oder Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_p$  der Welle immer kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  im Vakuum, denn die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_p$  ist zu  $v_p = \omega/\beta_z = c_0k_0/\beta_z$  definiert, wobei  $\beta_z$  stets größer als  $k_0$  bleibt. Aus dieser Definition rührt auch die Namensgebung.

Bei den Leckwellen, sogenannte **schnelle Wellen** (engl.: fast waves), gilt hingegen  $0 < \beta_z < k_0$ , woraus folgt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit)  $v_p$  immer größer sein muss als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ . Die im Vergleich zu  $c_0$  größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der schnellen Wellen steht nicht im Widerspruch zur Natur, da die Energie mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g = \partial\omega/\partial\beta$  transportiert wird, welche stets kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  bleibt. Eine Leckwelle ist dadurch definiert, dass die Welle **teilweise geführt** und **gleichzeitig kontinuierlich** in



den umliegenden Raum abgestrahlt wird - **ohne** dass in der wellenführenden Struktur **explizite Störstellen** vorliegen [75], [109], siehe Abb. 4.1. Die Welle wird demnach nicht



**Abb. 4.1:** Phasenflächen und Flächen konstanter Amplitude einer Leckwelle mit  $\vec{\alpha}_r$  und  $\vec{\beta}_r$ .

vollständig von der Leitung geführt, sie “leckt” zwar in den Außenraum, breitet sich aber in longitudinaler Richtung aus, vgl. Abb. 3.1a [92].

## 4.1 Abstrahlung durch Oberflächenwellen

Abstrahlung durch Oberflächenwellen kann an monomodig dimensionierten dielektrischen Wellenleitern nur auftreten, wenn der dielektrische Wellenleiter **Diskontinuitäten** an der Einspeisestelle, an einer beliebigen Stelle auf der Leitung oder am Ende der Leitung aufweist [80]. Für die in dieser Arbeit zum Filteraufbau verwendeten optisch periodisch angeregten BLen kommt es an Leitungsdiskontinuitäten - beispielsweise an nicht idealen Sägekanten (Chipping), nicht homogenen Übergängen von beleuchteten zu unbeleuchteten Zonen oder umgekehrt, usw. - zur Richtungsänderung der sich ausbreitenden Welle. Zur Erklärung der Auswirkung solcher Störungen können modellhaft Punkt- oder Linienstrahler dienen, die an der Störstelle sitzen. Trifft nun eine sich unter dem Ausbreitungswinkel  $\Theta$  ausbreitende Welle auf eine derartige Störung, dann entstehen beliebig viele Teilwellen, die sich wiederum unter beliebig vielen neuen Winkeln  $\Theta_i$  fortpflanzen. Einige dieser Teilwellen wandern wieder zur Grundplatte, werden dort erneut reflektiert und an der Grenzfläche Dielektrikum-Luft (abhängig vom Winkel  $\Theta_i$  der  $i$ -ten Teilwelle) teilweise reflektiert und ggf. teilweise nicht reflektiert, also abgestrahlt. Es kann daher für einige Teilwellen bei der weiteren Ausbreitung zur Überlagerung kommen, so dass schließlich innerhalb der Leitung transversal stehende Wellen entstehen (vgl. Abschnitt 3.1.1). Genau genommen treten unendlich viele Winkel und letztendlich - neben dem sich weiter ausbreitenden Grundmode - auch unendlich viele Wellen und damit ein kontinuierliches Strahlungsmodenspektrum mit  $\Theta_i < \Theta_c$  auf [76]. Allerdings sind die Amplituden i. d. R.

verschwindend gering. Das Auftreten von Stehwellen ist in der Literatur ein Kennzeichen für das Zustandekommen der kontinuierlichen Strahlungsmoden [17].

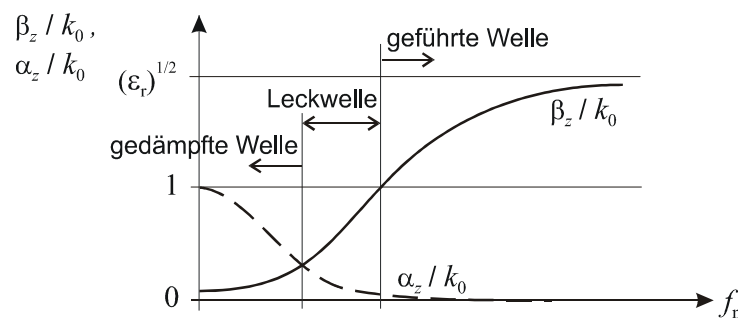
Antennen werden immer dann Oberflächenwellenantennen genannt, wenn bei ihnen die sich fortpflanzende quergedämpfte Welle fest an die Leitung gebunden ist und die Abstrahlung nur auf Grund von Kerben, Rippen, abrupten Übergängen auf dem Wellenleiter - also Leitungsdiskontinuitäten - entsteht [75], [91], [92]. Für alle dielektrischen Antennen gilt: Aus einer geringen Störung der Leitung folgt auch eine geringe Abstrahlung [52]. Für eine periodische Struktur wie das Filter bedeutet dies: Um nur geringe Abstrahlung zu erhalten, muss die Plasmaschichtdicke  $t_p$  dünn und gleichzeitig die Ladungsträgerdichte  $N_v$  möglichst niedrig sein. Hier lassen sich zwei Extremfälle konstruieren, bei welchen die Abstrahlung minimal bleibt. Bei tiefen Frequenzen befindet sich der größte Teil der übertragenen Leistung in der Luft über der Leitung, während bei hohen Frequenzen der Hauptteil des Feldes im Dielektrikum konzentriert ist. In diesen beiden Fällen befindet sich nur wenig Leistung in der gestörten Region, wodurch auch wenig Abstrahlung auftreten kann. Mit anderen Worten: Für eine gegebene Wellenleiterhöhe findet sich eine maximale Abstrahlung bei einer "mittleren" Frequenz. Oder bei einer bestimmten Frequenz existiert eine Leitungshöhe, die für größtmögliche Abstrahlung sorgt. Unter den im Rahmen dieser Arbeit gemachten Voraussetzungen zur Leitungsdimensionierung ist auf der BL eine gute Wellenführung und für den unbeleuchteten Fall lediglich der Grundmode vorhanden. Der Großteil des Feldes befindet sich somit innerhalb der Leitung, was eine Abstrahlung erschwert.

## 4.2 Abstrahlung durch Leckwellen

Leckwellen können ohne solche Störungen in der Leitung entstehen, nämlich dann, wenn sich eine Welle auch ohne Leitungsdiskontinuitäten unter  $\Theta < \Theta_c$  ausbreitet. Der durch das Lecken verursachte Energieverlust der auf der Leitung weiter voranschreitenden Welle macht sich in  $z$ -Richtung als Dämpfung bemerkbar, das Ausbreitungsmaß  $\gamma_z$  muss offensichtlich komplexwertig sein - unabhängig von dielektrischen oder durch optische Anregung bedingten Verlusten [17], [75]. Der Oberflächenwellen-Grundmode kann bezüglich der Ausbreitungsrichtung  $z$  nicht mehr quergedämpft sein, wegen des Leckens muss ein zusätzlicher Teil  $\text{Im}\{\gamma_x\}$  und/oder  $\text{Im}\{\gamma_y\}$  des Ausbreitungsmaßvektors existieren. Bei der abgestrahlten Leckwelle handelt es sich dann wieder um eine quergedämpfte Welle, siehe Abb. 4.1. Wird von der Leitung in positive  $y$ -Richtung geschaut, also von der Leitung weg, nimmt die Amplitude der Strahlungsdichte allerdings zu. In dieser Richtung (oder in  $x$ -Richtung, wenn die Welle nicht nach oben, sondern zur Seite eines dielektrischen Wellenleiters leckt) erscheint die Welle verstärkt, da nach Abb. 4.1 bei größerem  $y$  (z. B.  $y = y_2$ ) bei gleicher  $z$ -Koordinate ( $z = z_1$ ) eine Strahlung mit größerer Amplitude auftritt als in der Nähe der Leitung ( $y = y_1$ ). Der Wert für das transversale Dämpfungsmaß

$\alpha_y = \text{Re} \{ \gamma_y \}$  muss demnach gemäß  $e^{-\gamma_y y}$  für  $y > 0$  ein negatives Vorzeichen besitzen. Im Unendlichen wäre damit aber in  $y$ -Richtung die Amplitude (und damit die Leistung) unendlich groß, was physikalisch unmöglich ist. Die Amplitude könnte im Unendlichen nur dann divergieren, wenn sich die Leckwelle bereits bei  $z \rightarrow -\infty$  von der Leitung lösen würde. Die in der Literatur i. d. R. zu findende Äußerung, dass die Amplituden von Leckwellen in zum Grundmode transversaler Richtung stetig anwachsen, ist daher nur unter der o. a. Bedingung richtig. Aus Abb. 4.1 folgt dieses sehr schnell. Für z. B.  $z = \text{konst.} = z_1$  verschwindet die Amplitude der Leckwelle für alle  $y > y_2$ . Für alle  $y < y_2$  wächst sie hingegen für größer werdende  $y$  im Bereich  $0 < y < y_2$  stetig an. Diese Definition über ein in Ausbreitungsrichtung komplexes Ausbreitungsmaß ist also nicht hinreichend.

In [110] findet sich eine über die soeben gemachte Definition hinausgehende Definition. Zusätzlich knüpft sich dort die Forderung nach  $\alpha_z/k_0 < \beta_z/k_0$  an. Um dieses zu illustrieren, werden in einem Dispersionsdiagramm das auf  $k_0$  normierte Phasenmaß  $\beta_z$  und das auf  $k_0$  normierte Dämpfungsmaß  $\alpha_z$  über der normierten Frequenz  $f_n$  aufgetragen. Die Ordinate überstreicht dabei Werte von null bis  $\sqrt{\epsilon_r}$  (Abb. 4.2). Der Leckwellenbereich



**Abb. 4.2:** Qualitativer Verlauf von  $\beta_z/k_0$  und  $\alpha_z/k_0$  über der normierten Frequenz: Bereiche für Leckwellen, geführte Wellen und Dämpfungstypen

beginnt an dem Punkt, an welchem sich die Kurven  $\beta_z/k_0$  und  $\alpha_z/k_0$  schneiden, und geht mit ansteigender Frequenz bis zu dem Punkt, an welchem die Kurve des normierten Phasenmaßes  $\beta_z/k_0$  den Wert eins überschreitet. Hiernach setzt die Wellenführung ein. Aus Abb. 4.2 wird deutlich, dass die Übergänge von den Dämpfungstypen über die Leckwellentypen hin zu den geführten Oberflächenwellentypen zwar definitionsgemäß sprunghaft stattfinden, aber dass sich der physikalische Wechsel kontinuierlich vollzieht, vgl. [76]. Beispielsweise überwiegt beim Dämpfungstyp mit steigender Frequenz stets das normierte Dämpfungsmaß gegenüber dem normierten Phasenmaß. Die Welle wird daher mehr oder weniger schnell gedämpft, obwohl sie immer über ein - wenn auch kleines - Phasenmaß verfügt. Genauso ist im Bereich der Leckwelle zwar stets ein kleines Dämpfungsmaß vorhanden, trotzdem wird sich die Welle lösen, da das Phasenmaß dominiert. Damit eine geführte Welle zu einer Leckwelle wird, bzw. sich eine Leckwelle zu einem Dämpfungstyp

pen wandelt, müssen sich also Real- und Imaginärteil des Ausbreitungsmaßes der Welle entsprechend verändern. Zu dem Thema Leckwellen bleibt zu sagen, dass es in der vielfältigen Literatur eine große Anzahl an unterschiedliche Ansätzen gibt, die zum Teil über Unzulänglichkeiten verfügen. Die Probleme der diversen Ansätze diskutiert Stöckel [17]. Ein auf einer BL aufgebautes optisch induziertes DBR-MMW-Filter kann prinzipiell beide zuvor diskutierten Abstrahlungsarten ermöglichen. Zum einen kommt es wegen des Chippings an den Sägekanten (sowohl in den Hellzonen als auch in den Dunkelzonen), wegen der Wellenwiderstandssprünge zwischen den einzelnen Zonen, also wegen jeglicher Diskontinuität zur Oberflächenwellenabstrahlung. Zum anderen wird es an einem optisch angeregten DBR-Filter auf BL-Basis durch das Auftreten von höheren, nicht geführten Moden in Folge der Gitterstruktur auch zur Leckwellenabstrahlung kommen.

### 4.3 Abstrahlung durch periodische Wellenleiterstrukturen

Fast-Wave-Leckwellenantennen bestehen i. d. R. aus nahezu geschlossenen metallischen Wellenleiterstrukturen, beispielsweise modifizierten Metallhohlleitern, häufig mit definierten Schlitzöffnungen, die eine kontrollierte Abstrahlung ermöglichen. Sie können auch aus BL bestehen, welche allerdings effektive relative Permittivitäten mit Werten  $\epsilon_r < 1$  besitzen müssen, vgl. [75], [91].

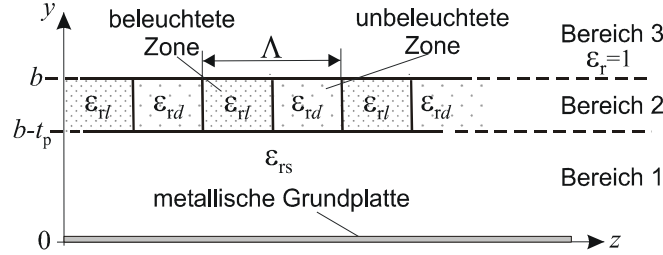
Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bildleitungen gehören genauso wie der dielektrische Wellenleiter zur Gruppe der Slow-Wave-Strukturen. Die Leitungen ohne dielektrischen Film, mit "einfachem" rechteckigem Querschnitt (**BL** und dielektrische Wellenleiter) **strahlen bei monomodiger Dimensionierung** grundsätzlich **nicht**. Sie können bei Überdimensionierung allerdings Abstrahlung verursachen [76], [80]. Doch durch **Modifikation** der monomodig dimensionierten BL besteht die Möglichkeit, diese zum Abstrahlen zu bringen, indem eine **periodische Struktur** auf die Leitung aufgebracht wird.

#### 4.3.1 Periodische Slow-Wave-Wellenleiterstrukturen

Slow-Wave-Leitungen, die durch periodische Strukturen zum Strahlen gebracht werden, heißen Slow-Wave-Antennenstrukturen. Solche Strukturen besitzen in der Regel in longitudinaler Richtung periodisch angeordnete metallische Streifen (engl.: patches), dielektrische Rippen (engl.: corrugated ribs oder grooves) [91] oder optisch induzierte Störungen [28], [31], [111] - [113]. Mit allen Störungsmethoden lassen sich relativ einfach Leckwellenantennen aufbauen [75], [114] - [116]. Das im Folgenden vorgestellte Modell für eine periodische Struktur wurde zwar für dielektrisch-periodische Strukturen hergeleitet, gilt

aber allgemein auch für Gitter aus anderen Materialien [90], [103], somit auch für optisch induzierte Strukturen.

Zur Erfassung der Abstrahlung ist es ausreichend, an Stelle einer BL mit endlicher Breite  $2a$  näherungsweise wieder den horizontalen PL nach Abb. 3.5 zu betrachten, der nun in Abb. 4.3 mit periodisch-optischer Anregung dargestellt ist [103]. Wird ein solcher peri-



**Abb. 4.3:** Dielektrischer PL mit periodisch-optisch induzierten Störungen

odisch gestörter PL betrachtet, ändern sich die Felder nach Gl. (4.1) der Oberflächenwellen durch die Randbedingungen des periodischen Gitters in allen Schichten [103]. Die sich durch die periodische Struktur ausbreitenden Wellen werden mit Hilfe des **Floquet-Theorems** beschrieben [75], [102], [117] oder [118]. Mit diesem Theorem können wegen der Periodizität der Struktur die Felder in jedem Bereich  $i$  in Form einer Fourierreihe als Superposition unendlich vieler vor- und zurücklaufender Wellen der Anzahl  $q$  ( $q \in \mathbb{Z}$ ) ausgedrückt werden, also als Summe unendlich vieler Teilwellen mit den Wellenvektorkomponenten  $k_{yqi}$  und  $k_{zq}$ , nachfolgend für TM-Moden dargestellt [103]:

$$E_{yi}(y, z) = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} E_{qi} e^{-j(k_{yqi}y + k_{zq}z)} \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3 \quad , \quad (4.2)$$

mit der Amplitude  $E_{qi}$  der  $q$ -ten Teilwelle im Bereich  $i$ . Diese Beziehung ist auch unter dem Namen **Rayleigh-Expansion** bekannt [119]. Für  $q = 0$  geht Gl. (4.2) wieder in Gl. (4.1) über, die dann den Grundmode repräsentiert. Der Ansatz gilt zunächst nur, wenn die Gitterdicke  $t_p$  im Vergleich zur Leitungshöhe  $b$  als dünn angenommen wird.

Durch das Gitter ändern sich die Wellenvektorkomponenten nach (3.21a) bis (3.21c) zu

$$k_{yq1}^2 + k_{zq}^2 = k_0^2 \epsilon_{rs} \quad (4.3a)$$

$$k_{yq2}^2 + k_{zq}^2 = k_0^2 \epsilon_{r\nu} \quad (4.3b)$$

$$k_{yq3}^2 + k_{zq}^2 = k_0^2 \quad . \quad (4.3c)$$

Es versteht sich von selbst, dass die Größen  $k_{yq2}$  und  $k_{zq}$  sowie die Ausbreitungswinkel, die von  $k_{yq2}$  abhängen und später zu bestimmen sind, wie bereits im Kapitel 3 eine Abhängigkeit von  $\nu$  aufweisen und damit in den Hell- und Dunkelzonen unterschiedliche Werte besitzen, siehe Gl. (3.31). Der Einfachheit halber wird hier auf die Indizierung verzichtet.

Die sich im Abstrahlungsfall mit  $k_{yqi}$  und  $k_{zq}$  ausbreitenden Teilwellen existieren nicht unabhängig voneinander, sondern sie gehören alle zusammen zu einer räumlichen Fourierreihe der periodischen Struktur. Genau darum werden sie auch **Raumharmonische** (engl.: spatial harmonics) genannt [109]. Nur alle  $q$  Teilwellen zusammen erfüllen die Randbedingungen der periodischen Struktur [118], was nicht heißt, dass alle Teilwellen ausbreitungsfähig sind. Die Teilwellen müssen wieder der Helmholtz-Gleichung (3.8) genügen und - falls es dazu kommt - auch der Abstrahlungsbedingung der konvergenten Felder im Unendlichen [119].

**Longitudinale Wellenvektorkomponente:** Im ungestörten Substrat und in der Luft breitet sich jede (ausbreitungsfähige) Teilwelle unabhängig als ebene Welle aus [102]. Die Amplituden der  $q$ -ten Teilwelle berechnen sich über die jeweiligen Randbedingungen des  $q$ -ten Modes, sie ergeben sich über die Eigenwerte und Eigenvektoren der Koppelmatrizen der periodischen Struktur. Als Konsequenz der Konvergenzbedingung der Reihe muss der Betrag der Amplitude  $|E_{qi}|$  mit wachsendem  $|q|$  abfallen, so dass  $|E_{qi}|$  der Gl. (4.2) für  $|q| \rightarrow \infty$  gegen null geht. Im Ansatz nach Gl. (4.2) erhält daher die Amplitude des fundamentalen Grundmodes den größten Betrag [75].

Im Allgemeinen ist ein einzelner Wert von  $q$  ausreichend, um das Feld zu beschreiben. Die Wellenvektorkomponenten  $k_{zq}$  der  $q$  Teilwellen folgen aus der sogenannten **Floquet-Bedingung** [117], [119]:

$$k_{zq} = k_{z0} + q \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{mit} \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.4a)$$

$$= \beta_{z0} - j\alpha_{z0} + q \frac{2\pi}{\Lambda} = \beta_q - j\alpha_{z0} \quad . \quad (4.4b)$$

Die Gl. (4.4a) gilt wegen der Stetigkeit von  $k_{zq}$  in allen PL-Schichten, vgl. [119].  $k_{z0}$  entspricht dem Ausbreitungsmaß der Grundwelle. Das Phasenmaß  $\beta_q (q = 0)$  der Grundwelle, also  $\beta_{z0} = \beta_{q=0}$ , ist nicht mit dem Phasenmaß  $\beta_0 = k_0$  des freien Raumes zu verwechseln. Während sich das Phasenmaß in Gl. (4.4a) mit  $q$  ändert, bleibt das Dämpfungsmaß  $\alpha_{z0}$  für alle Raumharmonischen gleich.

Um den Einfluss der periodischen Störung auf das Ausbreitungsmaß des Grundmodes der Antenne zu berücksichtigen, erfolgt die Bestimmung einer **mittleren Permittivität**  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  in einem Einzelgitterabschnitt der Länge  $l_l + l_d$ . Mit dieser Permittivität wird dann das in der Gl. (4.4a) angesprochene  $k_{z0}$  berechnet [103], [120]. In diesem Modell besitzen alle  $N$  kaskadierten Gitterabschnitte die gleiche Permittivität  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$ . Der Grundmode sieht in diesem Modell beim Durchqueren der Antenne mit in der Regel komplexwertigem  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  keine Störungen mehr und breitet sich mit  $k_{z0} = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}$  aus. Zur Berechnung dieses  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  werden die Permittivitäten der Hell- und Dunkelzone mit den Längen der jeweiligen Zone gewichtet und auf die Gitterperiodenlänge bezogen:

$$\epsilon_{\text{reff Ant}} = \epsilon_{\text{reffd}} \frac{l_d}{\Lambda} + \epsilon_{\text{reffl}} \frac{l_l}{\Lambda} \quad . \quad (4.5)$$

Aus Gl. (4.4a) wird deutlich, dass - abhängig von  $q$  - das Phasenmaß  $\beta_q$  sowohl größer als auch kleiner als das Freiraumphasenmaß  $\beta_0 = k_0$  werden kann. Damit können Raumharmonische des eingepprägten Oberflächenwellen-Grundmodes über  $q$  zu schnellen (Leck-)Wellen werden, wobei sich der Grundmode nach wie vor ggf. mit verringerter Amplitude auf der Leitung ausbreitet.

**Transversale Wellenvektorkomponenten des PL:** Aus der Helmholtz-Gleichung (3.8) entstehen nach ähnlicher Rechnung wie im Kapitel 3 in den  $i$  Schichten die angepassten Separationsbedingungen der Wellenvektorkomponenten der  $q$  Teilwellen, welche die transversalen Wellenvektorkomponenten  $k_{yq1}$  bis  $k_{yq3}$  des **horizontalen** PL liefern:

$$k_{yqi} = \pm \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rj} - k_{zq}^2} = \beta_{yqi} - j\alpha_{yqi} \quad , \quad (4.6)$$

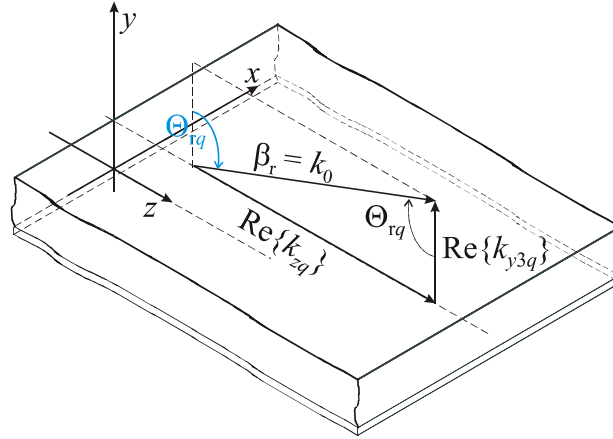
mit  $\epsilon_{rj}$  bzw.  $k_{yqi}$  im Substrat ( $j = s, i = 1$ ), im Plasma ( $j = \nu, i = 2$ ) oder in der Luft ( $j = \text{air}, i = 3$ ). Die transversalen Dämpfungsmaße  $\alpha_{yq1}$  bis  $\alpha_{yq3}$  nach Gl. (4.6) sind für alle Raumharmonischen unterschiedlich, sie verhalten sich damit anders als das longitudinale Dämpfungsmaß  $\alpha_{z0}$  der Gl. (4.4a). Darüber hinaus findet sich bei kaum ausgeprägtem Gitter in Folge geringer Störungen ein vom Betrage her kleines  $\alpha_{z0}$ , wogegen die  $\alpha_{yqi}$  beliebig große oder kleine Werte annehmen können - unabhängig von  $\alpha_{z0}$  und abhängig von  $q$ .

Das Umstellen von Gl. (4.6) zu  $k_{zq} = \pm \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rj} - k_{yqi}^2}$  lässt folgendes erkennen: Unter der Voraussetzung  $\text{Re}\{k_{yq1}\} \gg \text{Im}\{k_{yq1}\}$  bzw.  $\text{Re}\{k_{yq2}\} \gg \text{Im}\{k_{yq2}\}$  sowie  $\text{Re}\{\epsilon_{rs}\} \gg \text{Im}\{\epsilon_{rs}\}$  bzw.  $\text{Re}\{\epsilon_{r\nu}\} \gg \text{Im}\{\epsilon_{r\nu}\}$  entstehen mit  $k_{yq1}^2 > k_0^2 \epsilon_{rs}$  und  $k_{yq2}^2 > k_0^2 \epsilon_{r\nu}$  evaneszente Wellen in  $z$ -Richtung, die ein kontinuierliches Spektrum mit  $\mp \infty \leq k_{yq3} \leq \pm k_0$  und  $\mp j\infty \leq j\alpha_{z0} \leq 0$  besitzen [121]. Dieses ist durch Einsetzen von  $\alpha_{z0}$  in Gl. (4.6) zu sehen. Das Einsetzen von Gl. (4.4a) in (4.6) liefert für  $j = \text{air}$  und  $i = 3$  die transversalen Wellenvektorkomponenten  $k_{yq3}$  in der Luft, welche für die Abstrahlung von Interesse sind. Mit  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  sowie  $k_{z0} = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}$  lässt sich  $k_{yq3}$  in der Luft berechnen:

$$k_{yq3} = \pm k_0 \sqrt{1 - \left( \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} + q \frac{\lambda_0}{\Lambda} \right)^2} \quad . \quad (4.7)$$

Für den **vertikalen** PL gelten in den einzelnen Leitungsstücken trotz Einbringen der periodischen Struktur in guter Näherung die im Abschnitt 3.2.1 angegebenen Formeln, da  $k_x$  kaum der Beeinflussung durch  $q$  unterliegt (vgl. [122], [102]).

**Abstrahlungswinkel:** Der Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  der  $q$ -ten Leckwelle liegt für den horizontalen PL nach Abb. 4.4 (vgl. Abb. 3.1a) zwischen dem Lot der Ebene  $y = b$  und der Richtung  $\vec{\beta}_r$  der abgestrahlten Leckwelle, die sich mit dem Phasenmaß  $\beta_r$  ausbreitet. Über



**Abb. 4.4:** Graphische Darstellung von  $\Theta_{rq}$ ,  $\vec{\beta}_r$ , und  $k_{zq}$  einer abgestrahlten Welle

die Dreiecksbeziehung der aufspannenden Vektoren gemäß Abb. 4.4 folgt für  $\text{Re}\{k_{zq}\} \gg \text{Im}\{k_{zq}\}$  der Abstrahlungswinkel des PL:

$$\Theta_{rq} = \arcsin \frac{\text{Re}\{k_{zq}\}}{\beta_r} = \arcsin \frac{\beta_q}{k_0} \quad , \quad (4.8)$$

mit  $|\vec{\beta}_r| = \beta_r = k_0$ , denn die Phasenmaße  $\beta_r$  in Ausbreitungsrichtung der verschiedenen Leckwellen müssen für alle  $q$  Leckwellen im freien Raum gleich  $k_0$  sein.  $k_{zq}$  steht hier für die  $z$ -gerichtete Wellenvektorkomponente des periodisch angeregten PL. Die Richtungen der verschiedenen Teilwellen werden über die  $q$  verschiedenen Längen der transversalen Wellenvektorkomponenten  $\text{Re}\{k_{y3q}\}$  und longitudinalen  $\beta_q = \text{Re}\{k_{zq}\}$  verändert - wieder über  $q$  gemäß Gl. (4.4a) [109]. Aus Gl. (4.8) geht hervor, dass sich der Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  mit der Frequenz, die über  $k_0 = 2\pi f/c$  eingeht, des speisenden Systems ändert. Um nun die  $z$ -gerichteten Phasenmaße  $\beta_q$  der Teilwellen zu bestimmen, muss die Interferenzbedingung nach Gl. (3.4) auf das Abstrahlungsproblem angepasst werden. Aus dieser ergibt sich mit der auf das vorliegende Problem angepassten Permittivität und dem jetzigen Winkel

$$2k_0 \sqrt{\text{Re}\{\epsilon_{\text{reff Ant}}\}} 2b \cos \Theta_q - \Phi_{\text{Metall}} = q \cdot 2\pi \quad \text{mit} \quad q \in \mathbb{Z}_0 \quad . \quad (4.9)$$

An der Grenzfläche Dielektrikum-Luft existiert für die Leckwelle kein Phasensprung  $\Phi_{\text{Luft}}$ , da die Welle durch diese Fläche durchtritt und die Phase dabei konstant bleibt, vgl. Gl. (3.3), [76]. Mit  $\Theta_q$  und  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  kann über das Snelliussche Gesetz (Gl. (3.1)) auch die Berechnung des Abstrahlungswinkels überprüft werden. Aus den Gl.'en (4.8) und (4.9) folgen die Phasenmaße  $\beta_q = \text{Re}\{k_{zq}\}$  der Leckwellen [17].

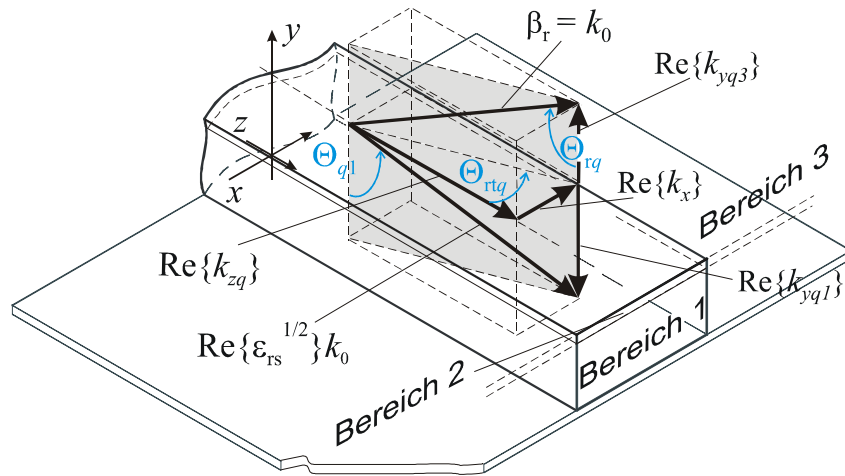
Eine einfachere Möglichkeit, die Phasenmaße  $\beta_q$  zu berechnen, führt über die Berechnung mittels Gl. (4.4a) und gemittelter Permittivität. Aus ihr sind mit bekannten  $q$  sowie  $\Lambda$  sofort die gesuchten  $\beta_q = \text{Re}\{k_{zq}\}$  ablesbar [75].



**Übergang auf BL:** Die bislang für den PL, für den  $2a \gg \lambda_z$  gilt, gemachten Aussagen gelten für die BL nur im Fall  $2a \geq \lambda_0$  ([103]). Ist die Breite der BL kleiner als  $\lambda_0$ , muss sie berücksichtigt werden. In diesem Fall entsteht ein zusätzlicher Abstrahlungswinkel in der  $x$ - $y$ -Ebene. Die BL strahlt, wie sich zeigte, nicht wegen der Modenkopplung [84], [80], sondern in Folge des Leckens wegen der periodischen Struktur, wobei die periodische Struktur die Verkopplung der Moden wiederum verstärkt. Die Modenkopplung modifiziert die Strahlungsfelder, was zur seitlichen Ablenkung führt. Der Winkel, der diese seitliche Ablenkung berücksichtigt, wird mit  $\Theta_{rtq}$  bezeichnet ( $t$  für transversal). Da die Randbedingung an der Grenzfläche der horizontalen Ebene  $y = b$  die Kontinuität der Wellenvektorkomponente  $k_x = k_{x1}$  innerhalb und außerhalb der BL fordert, kann der hier gesuchte Winkel  $\Theta_{rtq}$  über die longitudinale Wellenvektorkomponente  $k_{zq}$  der  $q$ -ten Raumharmonischen wie folgt berechnet werden:

$$\Theta_{rtq} = \arctan \frac{\operatorname{Re}\{k_x\}}{\operatorname{Re}\{k_{zq}\}}, \quad (4.10)$$

wobei die Voraussetzung gilt, dass  $k_x$  kaum der Beeinflussung durch  $q$  unterliegt, vgl. [102]. Die Abb. 4.5 fasst die für die BL wichtigen Größen zusammen. Der Ausbreitungswinkel



**Abb. 4.5:** Darstellung der Phasenmaße, Ausbreitungs- und Abstrahlungswinkel der BL, beispielhaft für eine in Richtung von  $\vec{\beta}_r$  abgestrahlte Welle

$\Theta_{qi}$  der  $q$ -ten Teilwelle **innerhalb** der BL ergibt sich in der entsprechenden Schicht  $i$  zu (vgl. Abb. 3.1)

$$\Theta_{qi} = \arcsin \frac{\operatorname{Re}\{k_{zq}\}}{\operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon_{rj}}\} \cdot k_0}, \quad (4.11)$$

mit  $\epsilon_{rj}$  im Substrat ( $j = s$ ,  $i = 1$ ) und Plasma ( $j = \nu$ ,  $i = 2$ ).

Im Bereich **oberhalb** der BL ( $\epsilon_r = 1$ ,  $i = 3$ ) finden sich die Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  der

$q$  Leckwellen durch

$$\Theta_{rq} = \arcsin \frac{\operatorname{Re}\{k_{zq}\}}{k_0} \quad (4.12a)$$

$$= \arcsin \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_z} + q \frac{\lambda_0}{\Lambda} \right) = \arcsin \left( \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} + q \frac{\lambda_0}{\Lambda} \right) . \quad (4.12b)$$

$k_{zq}$  steht hier für die  $z$ -gerichtete Wellenvektorkomponente der periodisch angeregten BL, vgl. Gl. (4.8). Die Gl. (4.12b) folgt durch Einsetzen der Gl. (4.4a) in (4.12a) und gibt die Abhängigkeit der Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  der  $q$ -ten Raumharmonischen von der Freiraumwellenlänge  $\lambda_0$ , der Wellenlänge  $\lambda_z$  in der BL und der Gitterperiodenlänge  $\Lambda$  wieder. Sie kann daher gut zur Dimensionierung herangezogen werden.

Gemäß Abb. 4.5 ergeben sich die transversalen Wellenvektorkomponenten  $k_{yqi}$  der Teilwellen in den Bereichen 1, 2 bzw. 3 zu

$$k_{yqi} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{rj} - k_x^2 - k_{zq}^2}, \quad \text{mit } i = 1, 2, \quad j = s, \nu \quad (4.13a)$$

$$k_{yq3} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{zq}^2} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - \left( \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} k_0 + q \frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2} . \quad (4.13b)$$

Bei Leckwellenantennen tritt eine kontinuierliche Abstrahlung von Raumwellen auf, mit einer für jeden Wellenmode und jede Frequenz genau definierten Strahlrichtung. Die komplexen transversalen Wellenzahlen  $k_{yq3}$  und  $k_x$  und die Strahlrichtung bleiben entlang einer homogenen Leitung konstant [109]. Bei sehr geringen Breiten von Leckwellenantennen kann es wegen der Modenkopplung vorkommen, dass die abgestrahlte Welle eine andere Polarisation im Vergleich zur ursprünglich sich ausbreitenden Oberflächenwelle besitzt [75], [80], [84].

**Abstrahlungsmaß:** Zur quantitativen Abschätzung der Abstrahlung ist das Abstrahlungsmaß einer Struktur zu ermitteln. Das durch die Abstrahlung entstehende  $z$ -gerichtete Abstrahlungsmaß findet sich, indem der Reflexionsverlust der Reflexion hin- und her auf die Länge  $L_z$  (vgl. Abb. 3.1) bezogen wird [17], [116]. Der reflektierte Teil im Inneren der Leitung schreitet unter einem Winkel  $\Theta_{12}$  fort, wobei  $\Theta_{12}$  aus der Vorstellung einer longitudinal “homogenen” Antennenleitung mit  $\epsilon_{\text{reff Ant}}$  nach Gl. (4.5) resultiert. Der Index 12 soll kennzeichnen, dass die Schichten 1 und 2 betroffen sind. Entsprechend erhält der Winkel der  $q$ -ten Teilwelle die Bezeichnung  $\Theta_{12q}$ . Mit dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  und dem Snelliusschen Gesetz (3.1) folgt für die “homogene” Antennenleitung die Beziehung  $\sin(\Theta_{rq}) \cdot 1 = \sin(\Theta_{12q}) \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}$ , wodurch  $\Theta_{12q}$  bekannt ist. Damit ergibt sich die Länge  $L_{zq}$  einer Reflexion hin und her für den inneren Ausbreitungswinkel  $\Theta_{12q}$  in der Leitung der Höhe  $b$  zu

$$L_{zq} = 2b \cdot \tan(\operatorname{Re}\{\Theta_{12q}\}) . \quad (4.14)$$

Der aus der Optik bekannte Reflexionsgrad  $R_q$  der Grenzfläche Si-Luft wird mit

$$R_q = \left( \frac{\operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}\} \cos \Theta_{12q} - 1 \cdot \cos \Theta_{rq}}{\operatorname{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}\} \cos \Theta_{12q} + 1 \cdot \cos \Theta_{rq}} \right)^2 \quad (4.15)$$

abgeschätzt. Mit den Gl.'en (4.14) und (4.15) findet sich über die Beziehung  $s_{11q} = \sqrt{R_q} = e^{-\gamma_{zq} z}$  mit  $z = L_z$  das gesuchte Abstrahlungsmaß

$$\alpha_{rq} = -\frac{\ln(\operatorname{Re}\{R_q\})}{2 \cdot L_{zq}} \quad , \quad (4.16)$$

wobei  $s_{11q}$  dem S-Parameter der  $q$ -ten Teilwelle entspricht (vgl. [123]).

**Richtcharakteristik, Richtdiagramm und Leistung:** Da die Abstrahlung der DBR-Filterstruktur später messtechnisch über die Ermittlung der Richtdiagramme überprüft wird, sind auch die Richtdiagramme der periodischen Struktur herzuleiten. Zunächst wird dazu eine Antennenstruktur gemäß Abb. 4.6 so dimensioniert, dass nur der Leckwellenmode  $q = -1$  abstrahlt (vgl. die Gl.'en 4.17a, 4.17b) [115], [116]. Die Forderung nach  $q = -1$  bedingt, dass in Gl. (4.7) lediglich die Wellenvektorkomponente  $k_{yq3}$  für  $q = -1$  ein reellwertiges Ergebnis liefern darf, wogegen  $k_{yq3}$  für alle anderen Teilwellen mit  $q \neq -1$  imaginär bleiben soll (Dämpfungstypen!). Für  $q = 0$  muss die (durch die Abstrahlung zusätzlich gedämpfte) Oberflächenwelle weiterhin existieren. Eine solche Forderung führt für die periodisch gestörte BL zu einer Abschätzung für  $\Lambda$ :

$$\frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} + 1} < \Lambda < \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} - 1} \quad , \quad \text{für } \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} > 3 \quad (4.17a)$$

$$\frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} + 1} < \Lambda < \frac{2\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} + 1} \quad , \quad \text{für } \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}} < 3 \quad . \quad (4.17b)$$

Die Herleitung der Gl.'en (4.17a) und (4.17b) aus Gl. (4.7) erfolgt unter der Voraussetzung, dass die periodische Schicht sehr dünn ist. Dennoch gilt sie auch für größere Dicken  $t_p$  des Gitters [103], denn die Stärke der Störung beeinflusst die Abstrahlung nur quantitativ, sie beeinflusst aber nicht die Qualität der Abstrahlung [117]. Anhand des Ausbreitungswinkels in der Luft soll die Erläuterung der Auswirkung der Dimensionierung auf  $q = -1$  stattfinden. Erfolgt die Wahl der Länge einer Gitterperiode  $\Lambda$  so, dass  $\Lambda$  genau der Wellenlänge  $\lambda_z$  der BL entspricht, ergibt sich gemäß Gl. (4.12b) ein Winkel  $\Theta_{rq} = \Theta_{r,-1}$  von null Grad, d. h. die Energie strahlt genau im rechten Winkel von der Leitung ab. Eine Verkürzung von  $\Lambda$  führt zu negativen  $\Theta_{r,-1}$ -Werten, während eine Verlängerung der Periodenlänge positive Winkel ergibt. Mit Hilfe eines gemessenen Abstrahlungswinkels  $\Theta_{rq}$  ist so über die Gl. (4.12a) eine Überprüfung der Wellenlänge  $\lambda_z$  möglich.

Auch zur Herleitung des Richtdiagramms soll die Dimensionierung der Struktur auf  $q = -1$  zu Grunde liegen. Zur Vereinfachung der Berechnung wird der transversale Abstrahlungswinkel nicht von der  $z$ -Achse aus gezählt, wie in Abb. 4.5, sondern gemäß Abb.



ein Oberflächenintegral formuliert werden. Die transversale Komponente  $E_{\Theta_r}$  ( $\sim E_y$ ) des elektrischen Feldes des TM-Modes ist über  $E_{\Theta_r} = -\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}H_{\Phi_{rtq}} = -Z_0H_{\Phi_{rtq}}$  mit der Komponente  $H_{\Phi_{rtq}}$  ( $\sim H_x$ ) verknüpft, wobei  $E_{\Theta_r}$  und  $H_{\Phi_{rtq}}$  senkrecht aufeinander stehen [103], [124].  $E_{\Theta_r}$  lautet schließlich

$$E_{\Theta_r} = -Z_0 \frac{jk_0}{2\pi} \cdot \frac{e^{-j k_0 r}}{r} \cdot \sin \Phi_{rtq} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_x(x, b, z) e^{jk_0(z \sin \Theta_{rq} \sin \Phi_{rtq} + x \cos \Phi_{rtq})} dx dy \quad . \quad (4.21)$$

Der Faktor  $\frac{e^{-j k_0 r}}{r}$  beschreibt eine **Greensche Funktion**. Die Herleitung der Gl. (4.21) ist nicht trivial. Sie folgt aus der **Kirchhoff-Huygens-Formel** für das elektrische Feld und kann z. B. in [90] nachgelesen werden. Zur weiteren Berechnung bieten sich Kugelkoordinaten an. Das Fernfeld der Antenne im Punkt  $r = |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  (vgl. Abb. 4.6) ergibt sich durch Lösen des Integrals gemäß Gl. (4.21) für  $k_0 r \rightarrow \infty$ .

Der Betrag des Poynting-Vektors  $|\vec{S}_{\text{Ant, max}}|$  berechnet sich aus

$$|\vec{S}_{\text{Ant}}(r, \Phi_{rtq}, \Theta_{rq})_{\text{max}}| = -E_{\Theta_r} H_{\Phi_{rtq}}^* = \frac{1}{Z_0} E_{\Theta_r} E_{\Theta_r}^* \quad . \quad (4.22)$$

Die Berechnung der Richtdiagramme erfolgt unter der Voraussetzung, dass für  $q = -1$  und  $\Phi_{rtq} = \Phi_{rt, -1} = \pi/2$  sowie  $\Theta_{rq} = \Theta_{r, -1}$  der größte Teil der Leistung in der Hauptkeule steckt:

$$|\vec{S}_{\text{Ant}}(\vec{r}, \Phi_{rtq}, \Theta_{rq})_{\text{max}}| = \frac{k_0^2}{\pi^4 r^2} Z_0 |H_{-1}|^2 \left( \frac{2a}{\alpha_{z0}} \right)^2 (1 - e^{-\alpha_{z0} L})^2 \quad . \quad (4.23)$$

$$\cdot C_{E_n}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq}) C_{H_n}(\Phi_{rtq}) \quad .$$

In dieser Gleichung stellen  $C_{E_n}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq})$  bzw.  $C_{H_n}(\Phi_{rtq})$  die Verteilung des  $\vec{E}$ - bzw. des  $\vec{H}$ -Feldes dar, also die gesuchten **Richtdiagramme**:

$$C_{E_n}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq}) = \left( \frac{\alpha_{z0} L}{1 - e^{-\alpha_{z0} L}} \right)^2 \quad . \quad (4.24a)$$

$$\cdot \frac{1 - e^{-\alpha_{z0} L} \cos [k_0 L (\sin \Phi_{rtq} \sin \Theta_{rq} - \sin \Theta_{r, -1})] + e^{-2\alpha_{z0} L}}{(\alpha_{z0} L)^2 + (k_0 L)^2 (\sin \Phi_{rtq} \sin \Theta_{rq} - \sin \Theta_{r, -1})^2}$$

$$C_{H_n}(\Phi_{rtq}) = \left( \frac{\pi}{2} \right)^4 \frac{\cos^2(k_0 a \cos \Phi_{rtq})}{\left[ \left( \frac{\pi}{2} \right)^2 - (k_0 a \cos \Phi_{rtq})^2 \right]^2} \sin(\Phi_{rtq}) \quad . \quad (4.24b)$$

Die Richtdiagramme  $C_{E_n}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq})$  und  $C_{H_n}(\Phi_{rtq})$  sind hier auf das Maximum der Hauptkeule normiert. Die Antennenleistung  $P_{\text{Ant}}$  findet sich mit

$$P_{\text{Ant}} = r^2 \int_{\Theta_{rq} = -\pi/2}^{\pi/2} \int_{\Phi_{rtq} = 0}^{\pi} |\vec{S}_{\text{Ant}}(r, \Phi_{rtq}, \Theta_{rq})_{\text{max}}| \sin \Phi_{rtq} d\Phi_{rtq} d\Theta_{rq} \quad . \quad (4.25)$$

Um später die Richtdiagramme des Fernfeldes messtechnisch bestimmen zu können, ist bei der Feldvermessung mit  $r_{\min} > 2L^2/\lambda_0$  ein Mindestabstand einzuhalten, der über die Länge  $L$  der Antennenapertur definiert ist [109].

### 4.3.2 Dimensionierung von periodischen Wellenleiterstrukturen

Die Parameter, welche im Wesentlichen die Antennencharakteristik bestimmen, sind die eingespeiste Frequenz  $f$  via  $\lambda_z(f)$ , die Abmessungen des dielektrischen Streifens über  $k_x(2a)$  und  $k_y(b)$  sowie die Länge der Gitterperiode  $\Lambda$ , die  $k_{zq}$  sowie  $k_{yqi}$  beeinflusst [115]. In z. B. [75] und [103] finden sich Faustformeln, wie die soeben aufgezählten Gittergrößen der periodisch-optisch induzierten BL zu wählen sind, um vorwiegend als Millimeterwellenfilter zu arbeiten. Für die Abstrahlung günstige Gitterperiodenlängen  $\Lambda$  liegen im Bereich von  $0,2 < \Lambda/\lambda_0 < 0,4$ . Eine bezüglich der Abstrahlung "optimale" Höhe der Leitung tritt auf, wenn die Bedingung  $b/\lambda_0 \approx 0,2$  erfüllt ist. Die Plasmaschichtdicke  $t_p$  des Gitters sollte mindestens  $0,05\lambda_0$  betragen. Außerdem wirkt sich eine Länge  $l_l \approx 0,7 \cdot \lambda_0$  günstig auf die Abstrahlung aus. Darüber hinaus ist die Anzahl der Gitterstufen für Antennen wesentlich größer zu wählen als für DBR-Filter. Denn Leckwellenantennen sollten so konzipiert sein, dass die gesamte, in die Antenne eingespeiste Energie bis zur letzten Stufe vollständig abgestrahlt wird. Dazu kann die axiale Länge, die eine Leckwellenantenne besitzen muss, mit

$$L = -\frac{1}{2\alpha_z} \ln(1 - \eta) \quad (4.26)$$

abgeschätzt werden.  $\eta$  beschreibt den gewünschten Wirkungsgrad, wieviel prozentual von der eingespeisten Energie abgestrahlt werden soll [103]. Prinzipiell wäre eine größere Länge durch eine größere Anzahl an Stufen auch für ein Filter von Vorteil, da jede weitere Kaskadierung einen zusätzlichen Beitrag zum Gesamtgitterreflexionsfaktor liefert. Allerdings ist es für Filteranwendungen ausreichend, nur einen kleinen Teil der eingespeisten Energie über das Reflexionsprinzip und beispielsweise einen Zirkulator zu entnehmen und anschließend weiterzuleiten. Dazu sind deutlich weniger Stufen notwendig als eine gute Antenne besitzen müsste.

In der Leckwellenantennentechnik finden sich vorwiegend Leitungen mit in Ausbreitungsrichtung viereckigen, sich verjüngenden Querschnitten, da sich das Abstrahlungsverhalten durch sich in Ausbreitungsrichtung verjüngende Strukturen zu Gunsten von stärkerer Abstrahlung verbessert (z. B. [52], [75], [125]).

Im Umkehrschluss kann das Filter mit relativ schwacher Abstrahlung aufgebaut werden, wenn folgende Grundsätze gelten:  $t_p \ll 0,05\lambda_0$ ,  $b < 0,15\lambda_0$  oder  $b > 0,25\lambda_0$ ,  $\Lambda/\lambda_0 < 0,2 \dots 0,5 < \Lambda/\lambda_0$  und  $l_l < 0,4\Lambda$  sowie  $N$  möglichst klein. Der relativ große Bereich für  $\Lambda/\lambda_0$  ist abhängig von der Dimensionierung der periodischen Struktur. Generell gilt: Größere Störungen sorgen für einen größeren Anteil an abgestrahlter Energie. Für longitudinal periodische Slow-Wave-Strukturen soll die Gitterperiode  $\Lambda$  hinreichend klein

sein ( $\Lambda/\lambda_0 \ll 1$ ). So unterstützt die Leitungsstruktur lediglich langsame Wellen, es tritt kaum Abstrahlung auf [75].

## Kapitel 5

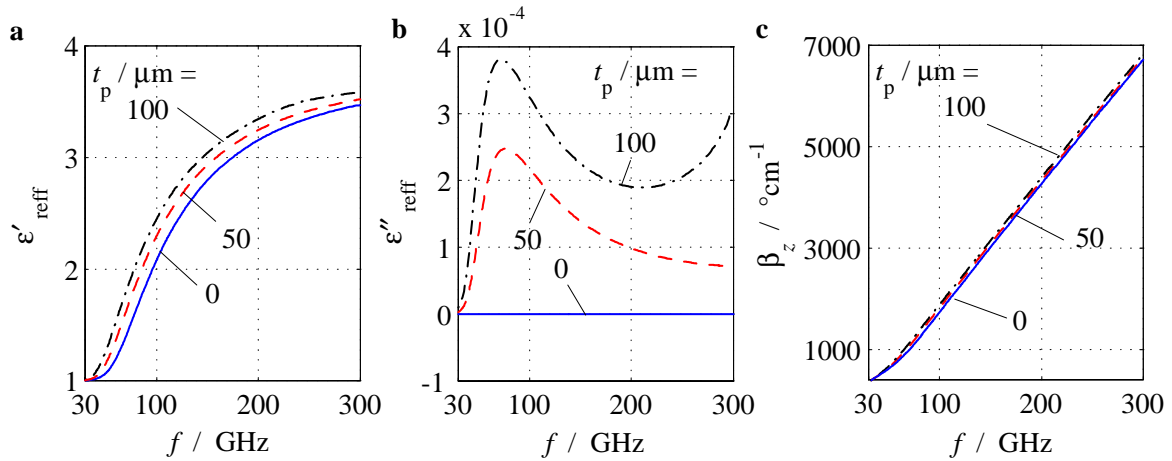
# Simulationen der Bildleitungs- und Filtereigenschaften

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Programme MatLab der Firma (Fa.) MathWorks Inc., HFSS (High Frequency Structure Simulator) der Fa. Ansoft und MWS (Microwave Studio) der Fa. CST benutzt, um die Filtereigenschaften hinsichtlich einiger Parameter zu variieren. So sind die Leitungs- und Filterparameter für den praktischen Aufbau bezüglich einer Gitterreflexionsfaktormaximierung abschätzbar. Zunächst wird die unbeleuchtete BL untersucht, gefolgt von einer Analyse der beleuchteten BL für das homogene und inhomogene Profil. Abschließend findet eine Diskussion der Filtereigenschaften und eine Untersuchung der Abstrahlungscharakteristika statt. In allen folgenden Simulationen besteht die geschichtete BL aus einem Quarzstab der Höhe  $b = 700 \mu\text{m}$  und Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$ . Für die Beleuchtung von oben liegt auf dem Quarzstab eine HL-Schicht der Dicke  $t_p = 50 \mu\text{m}$  (bzw.  $t_p = 100 \mu\text{m}$ ) und Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$  auf. Für die Beleuchtung von der Seite wird die Si-Schicht unmittelbar an der Seite des Quarzstabes positioniert. Hierfür ergibt sich die Breite der HL-Schicht zu  $t_p = 50 \mu\text{m}$  (bzw.  $t_p = 100 \mu\text{m}$ ) und die Höhe zu  $b = 700 \mu\text{m}$ , vgl. Abb. 2.1. Erfolgt keine Angabe zur Beleuchtungsart, so erfolgt die Beleuchtung von oben. Werden keine anderen Angaben zu den Leitungsdimensionen gemacht als zuvor, so gelten diese.

### 5.1 Bildleitung ohne optische Anregung

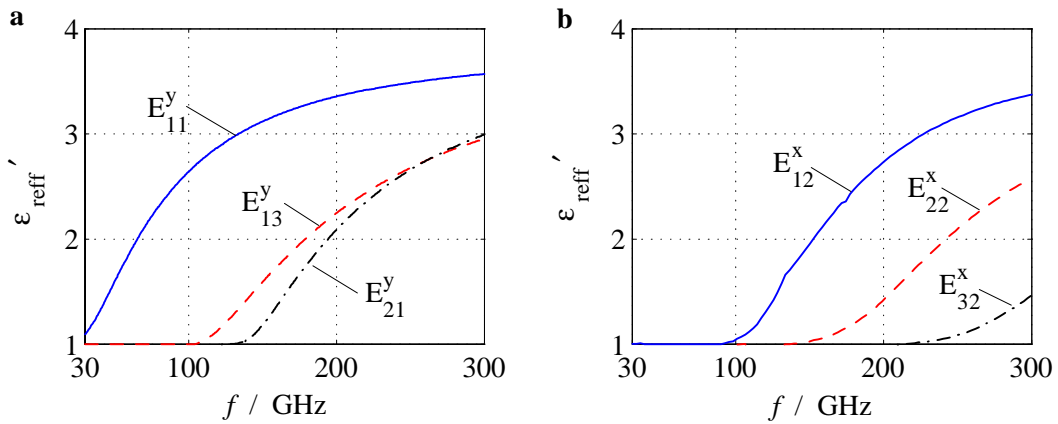
Um den Einfluss einer (dünnen) HL-Schicht zu demonstrieren, sind in Abb. 5.1a  $\epsilon'_{\text{reff}}$ , in b  $\epsilon''_{\text{reff}}$  und in c die Phasenmaße  $\beta_z$  einer Welle, die sich auf einer BL mit aufliegender, unbeleuchteter Si-Schicht ausbreitet, über der Frequenz  $f$  mit der Si-Schichtdicke mit  $t_p = 0, 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  als Parameter dargestellt. Jede Kurve von  $\epsilon'_{\text{reff}}(f)$  wächst stetig mit zunehmender Frequenz, wobei die Wellenführung durch eine größere Si-Schichtdicke  $t_p$  wegen der einhergehenden, zunehmenden optischen Dichte besser wird.  $\epsilon''_{\text{reff}}$  nimmt für





**Abb. 5.1:** **a** Realteil der Permittivität  $\epsilon'_{\text{reff}}$ , **b** Imaginärteil der Permittivität  $\epsilon''_{\text{reff}}$  und **c** Phasenmaß  $\beta_z$  über  $f$  (Parameter  $t_p$ , Si-Quarz-BL unbeleuchtet)

$f = \text{konst}$  gleichfalls mit  $t_p$  zu, da Silizium im Vergleich zu Quarz über einen größeren Verlustfaktor  $\tan \delta_\epsilon$  verfügt, siehe Abschnitt 2.2.5. Mit steigendem  $f$  durchläuft  $\epsilon''_{\text{reff}}(f)$  für die geschichtete Si-Quarz-BL bei  $t_p = 50 \mu\text{m}$  ein Maximum und geht danach gegen null. Für die Si-Schicht der Dicke  $100 \mu\text{m}$  läuft  $\epsilon''_{\text{reff}}(f)$  bei fast gleicher Frequenz auch durch ein Maximum, fällt dann zunächst wieder ab, durchläuft ein lokales Minimums und steigt zur oberen Bandkante hin wieder an. Die Si-Schicht wirkt sich nur schwach auf die Ausbreitungseigenschaften aus, denn die Phasenmaße der verschiedenen Leitungen weichen kaum voneinander ab und die Werte von  $\epsilon''_{\text{reff}}(f)$  liegen im Bereich von  $10^{-4}$ , somit relativ niedrig. Die Programme HFSS und MWS liefern übereinstimmende Ergebnisse.

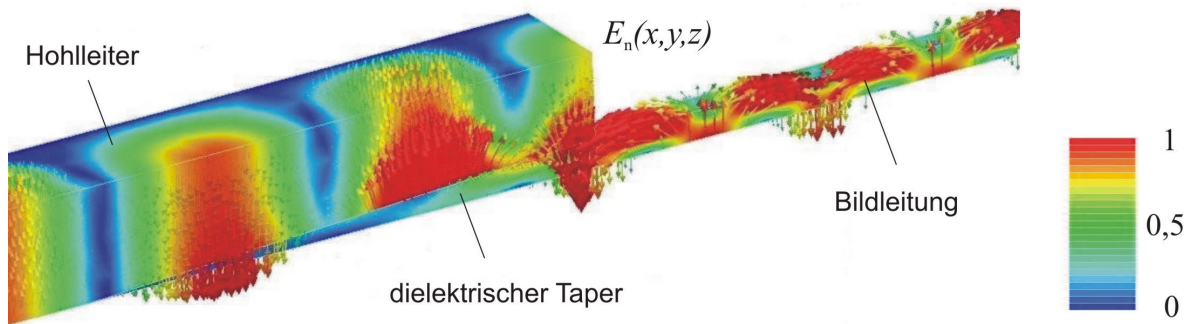


**Abb. 5.2:** Dispersionsdiagramme ausbreitungsfähiger  $E_{mn}^y$  und  $E_{mn}^x$ -Moden einer Si-Quarz-BL

Die Abb. 5.2 stellt die Dispersionsdiagramme der ausbreitungsfähigen  $E_{mn}^y$ - und  $E_{mn}^x$ -Moden auf der Si-Quarz-BL über der Frequenz  $f$  dar. Die BL gewährleistet für die hier gewählten Dimensionen im W-Band einen sicheren Einmodenbetrieb. Die Bandbreite bis

zum Auftreten des nächsten Modes ist für den Grundmode  $E_{11}^y$  der BL deutlich größer als für einen dielektrischen Wellenleiter gleicher elektrischer Höhe (nicht dargestellt), d. h. im W-Band weist lediglich der  $E_{11}^y$ -Grundmode der BL ein detektierbares Phasenmaß auf. Alle anderen Moden schwingen erst bei deutlich höheren Frequenzen an. In den folgenden Simulationen ist es daher ausreichend, lediglich den  $E_{11}^y$ -Mode zu betrachten.

Die Abb. 5.3 vermittelt einen Eindruck über das Aussehen der Felder in der BL. Ein  $H_{10}$ -Hohlleitermode, der über einen dielektrischen Taper (also einen angespitzten, dielektrischen Stab) eine dielektrische BL speist, regt dort einen  $E_{11}^y$ -Mode an. Dazu sind



**Abb. 5.3:** Simulationsdarstellung eines  $H_{10}$ -Modes, der über Taper einen  $E_{11}^y$ -Mode anregt

Vektoren des normierten  $\vec{E}$ -Feldes bei einer Betriebsfrequenz von 80 GHz abgebildet. Die MWS- und HFSS-Simulationen ergeben für die oben beschriebene Leitungsdimensionierung der Si-Quarz-BL bei einer Länge von 8 cm (inkl. der Leitungsübergänge vom Hohlleiter zur BL an Tor 1 und 2) eine Transmissionsdämpfung von kleiner 1 dB bei 75 GHz und weniger als 0,2 dB ab 90 GHz. Sie spiegeln damit die gute Wellenführung bei den gewählten Dimensionen wider. Ebenso zeigen Simulationen von dünnen Klebstoffschichten bis 20  $\mu\text{m}$  Dicke mit unterschiedlichen Werten für  $\epsilon_r$ , genauso wie dünne Luftschichten zwischen der HL- und der Quarzschicht zur Nachbildung von realen Messaufbauten kaum Einfluss auf den Amplituden-Übertragungsfaktor  $|s_{21}|$ . Der Verlauf von  $|s_{21}|$  verschlechtert sich maximal um 0,2 dB im Vergleich zu den idealen, ungestörten Si-Quarz-BL [126].

## 5.2 Bildleitung mit optischer Anregung

Die für die Simulationen wichtigen Parameter für GaAs und Si finden sich in der Tabelle 5.1. Die Trägerdichte  $N_e = N_l$  wird abhängig von der optischen Leistung erzeugt. Die Ruhemasse  $m_0$  eines Elektrons beträgt  $0,911 \cdot 10^{-34}$  VAs<sup>3</sup>/cm<sup>2</sup>, vgl. [44]. Nach [49] lässt sich eine BL optisch effektiver steuern als ein dielektrischer Draht, da sich bei der BL die Plasmaschicht an der Metallgrundplatte "spiegelt". Dieses konnten Simulationen im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestätigen. Nicht zuletzt auch deswegen wird als Basis für die aufzubauenden Filter die BL und nicht der dielektrische Wellenleiter gewählt.

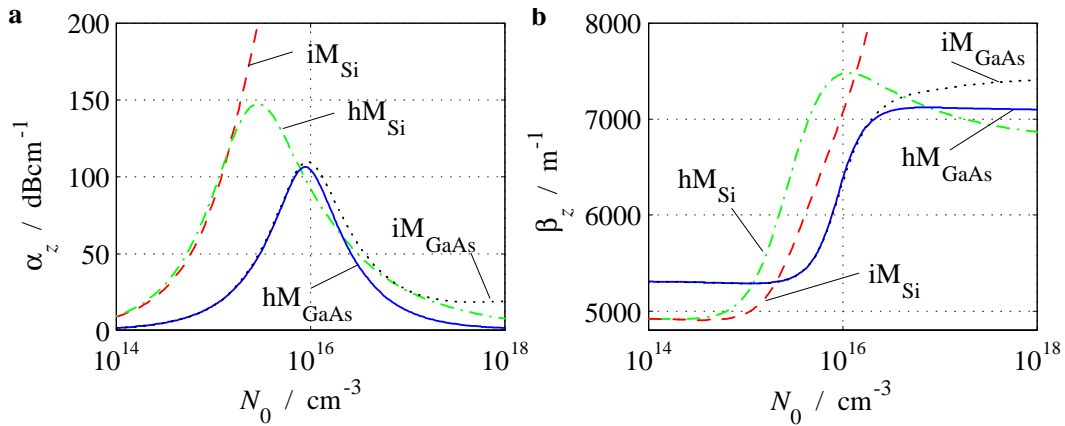
**Tabelle 5.1:** Si- und GaAs-Simulationsparameter nach LEE

	Si	GaAs	
$\epsilon_{rs}$	11,8(1-j1,3·10 <sup>-3</sup> )	12,9(1-j1,6·10 <sup>-3</sup> )	Permittivität
$\alpha_{opt}/\text{cm}^{-1}$	10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup>	Absorptionskoeffizient
$D_a/\text{cm}^2\text{s}^{-1}$	22, 2	19	Diffusionskonstante
$v_O/\text{cm}\text{s}^{-1}$	10 <sup>2</sup>	10 <sup>6</sup>	Oberflächenrekombinationsgeschw.
$L_a/\mu\text{m}$	149	4, 4	Diffusionslänge
$N_e$	nach Anregung	nach Anregung	Dichte Elektronen
$m_e^*$	0, 259 $m_0$	0, 06 $m_0$	Masse Elektronen
$v_e/\text{s}^{-1}$	4, 55 · 10 <sup>12</sup>	3, 03 · 10 <sup>12</sup>	Kollisionskreisfrequenz Elektronen
$N_{hH}$	0, 86 · $N_e$	$N_e$	Dichte schwerer Löcher
$m_{hH}^*$	0, 49 $m_0$	0, 8 $m_0$	Masse schwerer Löcher
$v_{hH}/\text{s}^{-1}$	7, 69 · 10 <sup>12</sup>	7, 81 · 10 <sup>12</sup>	Kollisionskreisfr. schwerer Löcher
$N_{hL}$	0, 14 · $N_e$	0	Dichte leichter Löcher
$m_{hL}^*$	0, 16 $m_0$	-	Masse leichter Löcher
$v_{hL}/\text{s}^{-1}$	7, 69 · 10 <sup>12</sup>	-	Kollisionskreisfrequ. leichter Löcher
$N_{hi}/\text{cm}^{-3}$	1 · 10 <sup>11</sup>	1, 4 · 10 <sup>11</sup>	Dichte thermisch ionisierter Löcher
$m_{hi}^*$	0, 38 $m_0$	0, 5 $m_0$	Masse thermisch ionisierter Löcher
$v_{hi}/\text{s}^{-1}$	7, 69 · 10 <sup>12</sup>	7, 81 · 10 <sup>12</sup>	Kollisionskreisfr. therm. ion. Löcher

Bei Betrachtung der homogenen, monomodig dimensionierten BL ist es von der physikalischen Anschauung her leicht einzusehen, dass sich eine - verglichen mit der Gesamthöhe der Leitung - sehr dünne Plasmaschicht mit der Dicke  $t_p$  von nur einigen zehn  $\mu$ -Meter kaum auf das Phasen- und Dämpfungsmaß der unbeleuchteten Leitung auswirken darf, solange  $N_v$  relativ klein bleibt: Das Phasen- bzw. Dämpfungsmaß der unbeleuchteten Leitung und das Phasen- bzw. Dämpfungsmaß der mit einer dünnen Plasmaschicht versehenen BL für  $t_p \rightarrow 0$  und  $N_v < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  müssen ineinander übergehen. Erfolgt nun aber eine stärkere Beleuchtung der Leitung, ändert sich gemäß Kapitel 2 mit der Anzahl der optisch induzierten Ladungsträger die komplexe relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{\text{reff}}$  der BL (vgl. Abb. 2.9) der Art, dass sich die Plasmaschicht deutlich auf die Ausbreitungseigenschaften der BL auswirkt. Gemäß Kapitel 3 erfolgt die Berechnung der BL sowohl für das homogene als auch für das inhomogene Plasmaprofil zunächst über einen PL. Daher kann der Vergleich der beiden Modelle auf den PL beschränkt bleiben, der die Plasmaschicht beinhaltet (erster zu berechnender PL). Denn die absoluten Werte der Leitungskenngrößen, die sich bei dem analogen Vergleich für die BL ergäben, sind nicht von Interesse. Zudem sind die über den PL ermittelten Ergebnisse allgemeiner, da sie nicht von einer bestimmten Leitungsbreite abhängen.

### 5.2.1 Halbleiter-Vollsubstrat-Bildleitung bei inhomogenem bzw. homogenem Ladungsträgerprofil

Die Abb. 5.4a zeigt den Verlauf von  $\alpha_z$  und b von  $\beta_z$  über der Ladungsträgerdichte  $N_0 = N_v(y = 0)$  eines Si- und GaAs-Vollsubstrat-PL auf metallischer Grundplatte ( $b = 320 \mu\text{m}$ ,  $2a \rightarrow \infty$ ) für einen  $E_{01}^y$ -Mode bei 94 GHz und Beleuchtung von oben. Parameter sind hier die Halbleitermaterialien GaAs bzw. Si mit ihren unterschiedlichen Diffusionslängen sowie die beiden Berechnungsmodelle für die Ladungsträgerverteilung, also einerseits das homogene (hM) und andererseits das inhomogene (iM) Modell. Beim inhomogenen Profil

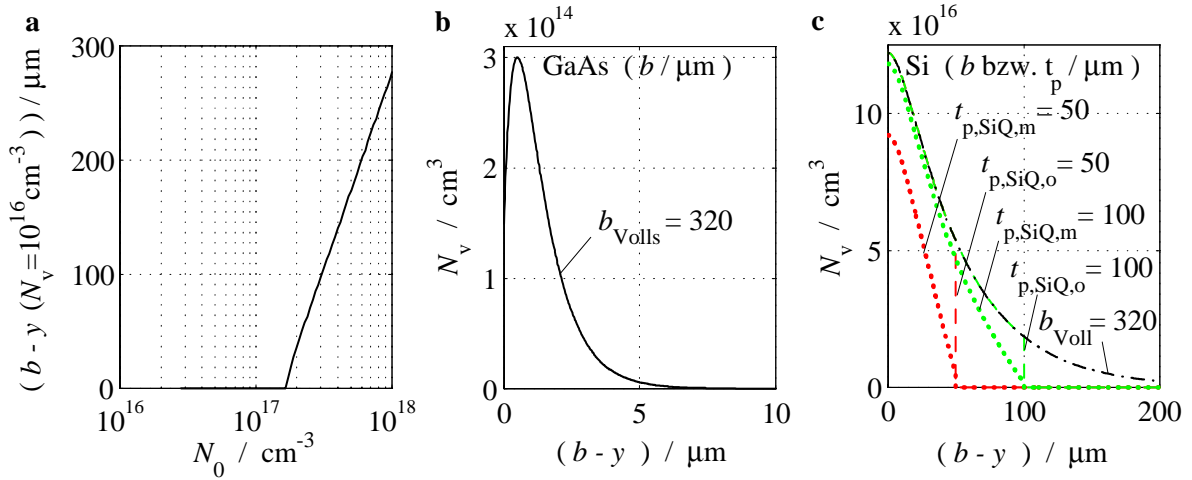


**Abb. 5.4:** Vergleich homogenes (hM) und inhomogenes (iM) Modell im Si- bzw. GaAs-Vollsubstrat-PL: **a**  $\alpha_z$  und **b**  $\beta_z$  über  $N_0$ , Parameter  $L_a$ ,  $f = 94 \text{ GHz}$

ergibt sich die Ladungsträgerdichteverteilung  $N_v(y)$  abhängig von dem Verhältnis  $L_a/t_p$  aus Gl. (2.14) bzw. (2.20).  $t_p$  beschreibt die Dicke der Plasmaschicht. Für das Modell mit der homogen verteilten Ladungsträgerdichte  $N_0 = N_v$  nach Gl. (2.25) berechnet sich die Plasmaschichtdicke über Gl. (2.28) zu  $t_{p,\text{GaAs}} = 6,78 \mu\text{m}$  bzw.  $t_{p,\text{Si}} = 159,6 \mu\text{m}$  und liegt damit grob in der Nähe von  $L_a$ . Mit steigender Plasmadichte tritt eine Veränderung der transversalen Feldintensität auf, was eine Modifikation des Ausbreitungsmaßes zur Folge hat. Die Abb. 5.4 offenbart unabhängig von den verschiedenen Modellen, dass sich Si schon bei kleineren Trägerdichten besser optisch steuern lässt als GaAs, da die Kurven für  $\alpha_z$  und  $\beta_z$  bei Si schon bei kleineren  $N_0$ -Werten ansteigen als bei GaAs. Für  $L_a \ll b$  (was bei **GaAs** erfüllt ist) weisen das simulierte Phasen- und das Dämpfungsmaß sowohl beim homogenen als auch beim inhomogenen Modell große Ähnlichkeit auf. Im Fall des inhomogenen Profils läuft das Dämpfungsmaß für steigendes  $N_0$  nach dem Durchschreiten des Maximums allerdings nicht asymptotisch gegen null und das Phasenmaß geht für Ladungsträgerdichten  $N_0 > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nicht in die Sättigung. Für das optisch angeregte **Si** weichen bei der Vollsubstrat-BL das homogene und das inhomogene Profil für  $N_0 > 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  stark voneinander ab. Auf Grund des großen  $L_a$  wächst für  $N_0 > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  zunächst das Dämpfungsmaß und dann für  $N_0 > 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  auch das Phasenmaß immer

weiter, ohne ein Maximum zu durchlaufen. Denn die exponentiell abfallenden Schwänze der Ladungsträgerprofile werden mit größer werdender Diffusionslänge im HL-Material dicker, so dass eine immer stärkere Anregung für immer größere Werte von  $\beta_z$  sowie  $\alpha_z$  sorgt.

Die Abb. 5.5a stellt daher den Ort  $(b - y)$  des Auftretens einer bestimmten Dichte  $N_v = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  im HL über der Ladungsträgerdichte  $N_0 = N_v(y = b)$  an der Oberfläche dar. Bei dieser Dichte sind der Real- und Imaginärteil des Brechungsindex von Si ungefähr gleich. Die mit Plasma besetzte Region wandert mit steigendem  $N_0$  "immer weiter



**Abb. 5.5:** **a** Ort  $(b - y)$  des Auftretens eines bestimmten  $N_v = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  über der Dichte  $N_0 = N_v(y = b)$  an der Oberfläche; **b** und **c** Ladungsträgerprofile  $N_v(y)$  über der HL-Tiefe  $(b - y)$ : **b** in GaAs-Vollsubstrat-BL und **c** in Si-Vollsubstrat- (Voll) bzw. geschichteter Si-Quarz-BL (SiQ mit (m) und ohne (o)  $v_{O,u}$ )

ins Innere des HL", d. h. in einer bestimmten Tiefe nimmt die Amplitude immer weiter zu. Die Abb. 5.5b zeigt die Verteilung der Ladungsträgerdichte über der Eindringtiefe  $(b - y)$  nach Gl. (2.14) für einen GaAs-Vollsubstrat-Wellenleiter. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $v_{O,o}$  sorgt für eine kleinere Trägerdichte an der Oberseite. Bereits in einer Tiefe von weniger als einem  $\mu\text{m}$  erreicht die Dichteverteilung ihr Maximum und läuft danach asymptotisch gegen null. Nach ca.  $8 \mu\text{m}$  klingt  $N_v(b - y)$  auf null ab. Anders gestaltet sich wegen der größeren Diffusionslänge die Verteilung der Dichte innerhalb des Si-Vollsubstrats ( $b_{\text{Voll}}$ , siehe Abb. 5.5c). Hier wirkt sich das kleinere  $v_{O,o}$  deutlich geringer aus. Das Maximum der Dichte findet sich an der Stelle  $y = b$ , erst ab ungefähr  $300 \mu\text{m}$  ist die Dichte innerhalb des Si auf null abgesunken. Sowohl bei der Si- als auch bei der GaAs-Vollsubstrat-BL wirken sich die Rekombinationsgeschwindigkeiten  $v_{O,u}$  auf der Unterseite nicht aus, da bei den Leitungshöhen von  $b = 320 \mu\text{m}$  die Dichte bereits fast null ist. In Abb. 5.5c finden sich darüber hinaus noch Kurven, die die Trägerverteilung innerhalb der geschichteten Si-Quarz-BL wiedergeben, wobei  $t_p = 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  als Pa-

parameter fungiert. Zum einen wird bei der Simulation die Rekombinationsgeschwindigkeit  $v_{0,u}$  berücksichtigt (mit Index “SiQ,m” mit  $v_{0,u}$ ) und zum anderen vernachlässigt (mit Index “SiQ,o” ohne  $v_{0,u}$ ). Deutlich ist zu erkennen, wie  $v_{0,u}$  die Dichte an der Unterseite des HL absenkt. Dieser Effekt ist um so stärker, je dünner die Schicht ist.

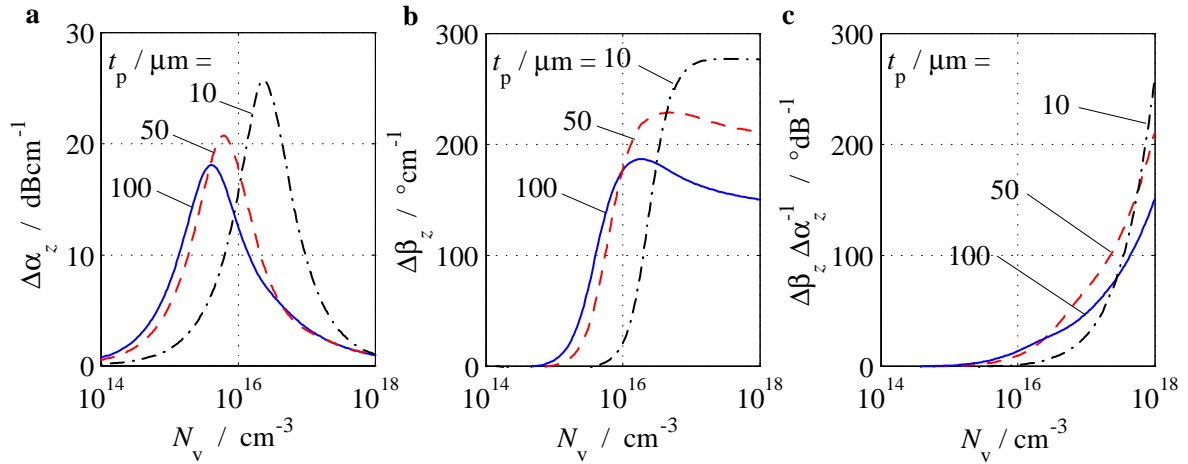
Abschließend erlaubt der Vergleich der beiden Plasma-Modelle, dass das einfachere und schneller zu berechnende homogene Profil mit ausreichender Genauigkeit für Leitungen mit  $L_a \ll b$ , was typisch für GaAs-BLen ist, genutzt werden kann. Hingegen gilt  $L_a \ll b$  nicht für Vollsubstrat-Leitungen aus Si. Damit eignet sich das homogene Profil nicht, um die Ausbreitungseigenschaften eines Si-Vollsubstrat-Wellenleiters zu beschreiben.

Die Untersuchungen der Beleuchtung von der Seite zeigen, dass sich die Beleuchtung von oben - wegen des größeren  $|\Delta\beta_z|$  - eher zur optischen Steuerung eignet als die Beleuchtung von der Seite. Simulationen mit HFSS und MWS bezüglich der optischen Steuerung der Sandwich-BL von oben und von der Seite verifizieren die Verläufe von  $\alpha_z(N)$  sowie  $\beta_z(N)$  mit den MatLab-Ergebnissen nach Abb. 5.4, vgl. [127], [128].

### 5.2.2 Silizium-Quarz-Bildleitung bei inhomogenem bzw. homogenem Ladungsträgerprofil

Optoelektronische Bauelemente verlangen eine hohe optoelektronische Empfindlichkeit, d. h. die Phasenänderung für eine bestimmte Ladungsträgerdichte sollte größtmöglich sein, was eine hohe Trägerlebensdauer  $\tau$  bedingt. Hohe  $\tau$  wirken sich über die Diffusionskonstante  $D_a$  gemäß Gl. (2.6) in Form einer großen Diffusionslänge  $L_a$  aus. Diese wiederum führen in optisch angeregtem Si zu unerwünscht hohen, optisch induzierten Dämpfungen, siehe Abb. 5.4a. Eine wesentliche Verbesserung liefert hier die geschichtete BL, die z. B. nicht nur aus einer Quarz-BL bestehen kann, auf welche eine HL-Schicht aufgeklebt ist. Hier sind auch Hetero-Übergänge zwischen beispielsweise AlGaAs als Träger mit aufgebrachtem HL-Material möglich [129], [130]. Bei diesen BL-Typen ist für eine effizientere optische Steuerung die HL-Schichtdicke mit  $t_p \lesssim L_a$  zu wählen. Die Effizienz der optischen Steuerbarkeit kann aus der Größe des Quotienten  $|\Delta\beta_z|/\Delta\alpha_z$  abgelesen werden, wobei  $|\Delta\beta_z|$  sich aus der Differenz zwischen dem Phasenmaß der beleuchteten BL und dem Phasenmaß der unbeleuchteten BL berechnet. Analog erfolgt die Bestimmung von  $\Delta\alpha_z$ . Hinsichtlich der optischen Steuereffizienz sollte  $|\Delta\beta_z|$  möglichst groß und  $\Delta\alpha_z$  gleichzeitig möglichst klein sein.

**Geschichtete Bildleitung bei homogenem Trägerprofil:** Die Abb. 5.6 zeigt den simulierten Verlauf von a  $\Delta\alpha_z$ , b  $\Delta\beta_z$  und c  $\Delta\beta_z/\Delta\alpha_z$  des  $E_{11}^y$ -Modes als Funktion der Ladungsträgerdichte  $N_v = N_0$  für die eingangs im Kapitel 5 angesprochene Si-Quarz-BL bei 94 GHz mit der HL-Schichtdicke  $t_p = 10, 50, 100 \mu\text{m}$  als Parameter. Hierbei wurde wegen der Bedingung  $t_p \lesssim L_a$  das homogene Profil (vgl. Abb. 2.7b) für geschich-

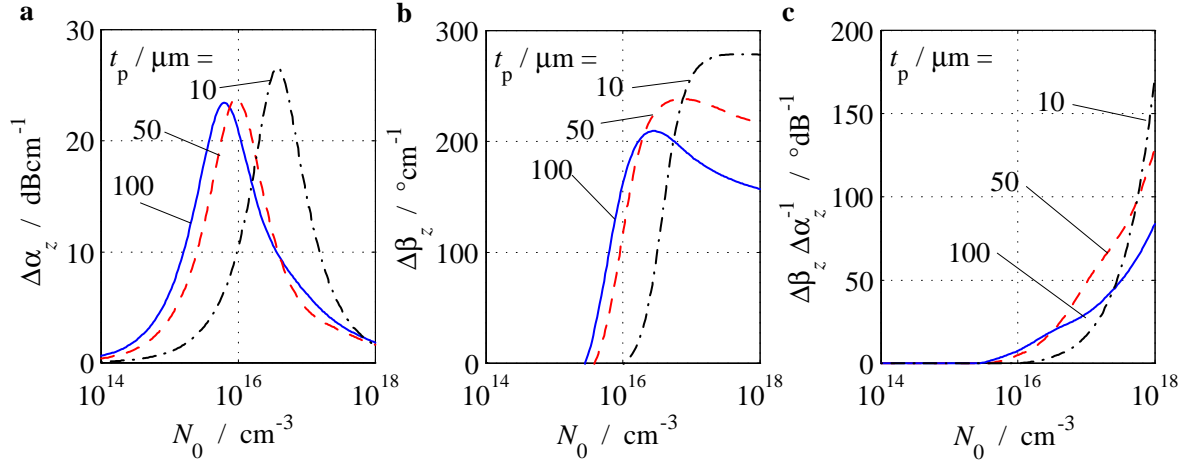


**Abb. 5.6:** Homogen geschichtete Si-Quarz-BL: **a** Dämpfungsmaßänderung  $\Delta\alpha_z$ , **b** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  und **c**  $\Delta\beta_z/\Delta\alpha_z$  über der Trägerdichte  $N_v$ , Parameter  $t_p$ ,  $f = 94$  GHz

tete Strukturen verwendet, siehe Abschnitt 2.2. Für steigende  $N_v$  zeigt  $\Delta\alpha_z$  sowie  $\Delta\beta_z$  das erwartete Verhalten:  $\Delta\alpha_z$  fällt nach Durchschreiten eines Maximums auf einen relativ kleinen Wert zurück,  $\Delta\beta_z$  steigt dagegen ab einem bestimmten  $N_v$ -Wert, durchläuft ebenfalls ein Maximum und geht dann auf einem hohen Niveau in die Sättigung. Dabei benötigt eine dünnere Halbleiterschicht mehr optisch induzierte Ladungsträger als eine dickere, wobei die dünnere Schicht allerdings ein höheres Maximum von  $\Delta\alpha_z$  und  $\Delta\beta_z$  mitbringt. Über die Verschiebung der Graphen  $\Delta\alpha_z(N_v)$  und  $\Delta\beta_z(N_v)$  auf der  $N_v$ -Achse ist abzulesen, dass im Bereich der betrachteten Werte von  $N_v$  und  $t_p$  das Produkt aus  $N_v$  und  $t_p$  ungefähr konstant ist. Mit steigendem  $N_v$  lässt sich gemäß Abb. 5.6 zunächst die BL mit der dicksten HL-Schicht am besten steuern. Allerdings ist bis zu einer Dichte von  $N_v \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  die Dämpfung für technische Anwendungen noch zu hoch. Ab  $N_v \geq 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  liefert die mittlere Schichtdicke die günstigsten  $|\Delta\beta_z|/\Delta\alpha_z$ -Werte zur optoelektronischen Steuerbarkeit. Für noch höhere  $N_v$  eignet sich schließlich die dünne Schicht am besten. Im Vergleich zu den Si-Vollsubstraten (vgl. Abb. 5.4) zeichnen sich die geschichteten BLen durch eine deutlich bessere optische Steuerbarkeit aus, was über die größeren Werte von  $|\Delta\beta_z|/\Delta\alpha_z$  abzulesen ist. Dieses liegt an den vergleichsweise kleineren  $\Delta\alpha_z$ -Werten.

**Geschichtete Bildleitung bei inhomogenem Trägerprofil:** Die Abb. 5.7 stellt a  $\Delta\alpha_z$ , b  $\Delta\beta_z$  und c  $\Delta\beta_z/\Delta\alpha_z$  über  $N_0$  unter Verwendung des inhomogenen Plasmaprofiles für die geschichtete Si-Quarz-BL für die gleichen Parameter wie zuvor dar. Im Vergleich mit den Ergebnissen des homogen geschichteten Modells nach Abb. 5.6 liefern die hier abgebildeten Kurven von  $\Delta\alpha_z(N_0)$ ,  $\Delta\beta_z(N_0)$  und  $\Delta\beta_z(N_0)/\Delta\alpha_z(N_0)$  des inhomogenen Modells relativ gute Übereinstimmungen. Die Simulation bei Variation weiterer Parameter





**Abb. 5.7:** Inhomogen geschichtete Si-Quarz-BL: **a** Dämpfungsmaßänderung  $\Delta\alpha_z$ , **b** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  und **c**  $\Delta\beta_z/\Delta\alpha_z$  über  $N_0$ , Parameter  $t_p$ ,  $f = 94$  GHz

wie z. B. die Breite und Höhe der BL bestätigt diese Feststellung. Daher dient anschließend im Wesentlichen das homogen geschichtete Modell als Grundlage der Filteranalyse.

Aus dem Vergleich der Ausbreitungseigenschaften der optisch angeregten Vollsubstrat-BL mit der geschichteten Si-Quarz-BL folgt eindeutig, dass sich eine Si-Quarz-BL mit  $t_p = 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  wegen der sehr viel kleineren Dämpfung trotz kleinerer Phasenänderung zur optoelektronischen Steuerung eindeutig besser eignet als eine Vollsubstrat-BL. Daher bildet im Folgenden die Si-Quarz-BL die Basis für die zu realisierenden DBR-Filter.

### 5.3 Optisch induziertes Filter

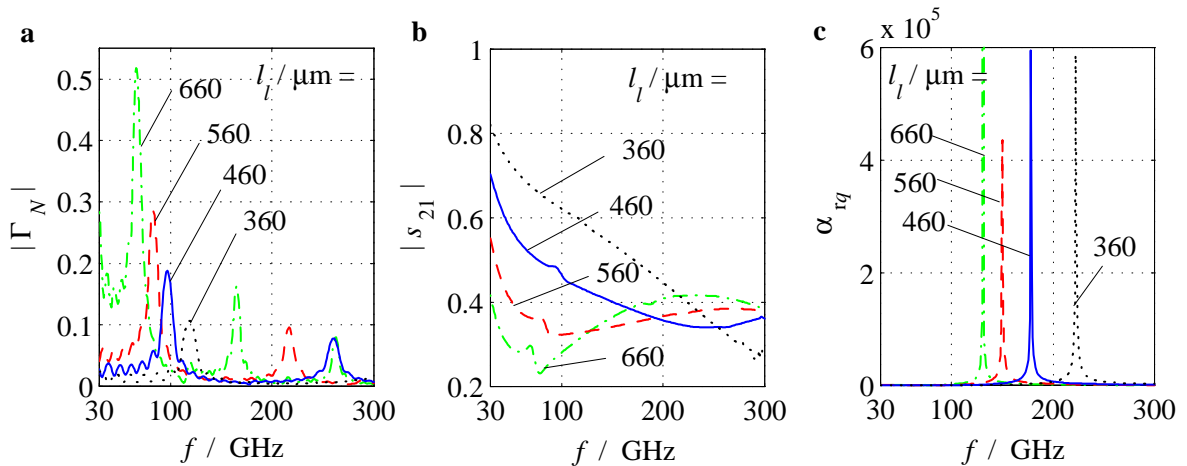
Als nächstes erfolgen Simulationen von optisch angeregten Filtern. An dieser Stelle wird nochmals darauf hingewiesen, dass die in Kapitel 2 gemachten Näherungen für das Stufenprofilmodell und die Vernachlässigung der Oberflächenrekombination an der schmalen, unbeleuchteten Seite des HL die Abschätzung der sich einstellenden effektiven Ladungsträgerlebensdauer schwierig gestaltet. Damit einhergehend ist die Bestimmung der effektiven Diffusionslänge ebenso schwierig. Eine zusätzliche Erschwerung tritt über die im praktischen Teil der Arbeit verwendeten HL-Materialien auf, für einige Materialparameter wie beispielsweise die Trägerlebensdauer wird von den Herstellerfirmen nur ein Bereich und kein konkreter Wert angegeben, siehe Tabelle 2.1. Darüber hinaus treten an den glatten, den gesägten und den gedünnten bzw. polierten HL-Seiten unterschiedliche und zudem unbekannte Oberflächenkombinationsgeschwindigkeiten auf. Dennoch kann aus Vergleichen zwischen Mess- und Simulationsergebnissen die für die Simulation notwendige effektive Trägerlebensdauer ungefähr abgeleitet werden. Aus solchen Vergleichen wird die effektive Trägerlebensdauer in Si mit  $L_{a,\text{eff}} \approx 110 \mu\text{m}$  angenommen.



### 5.3.1 Filter mit transversal homogenem Ladungsträgerprofil

Die betrachtete HL-Dicke beträgt  $t_p = 50 \mu\text{m}$ , wobei die unten aufgeführten Ergebnisse qualitativ in gleicher Weise für eine dickere Si-Schicht mit  $t_p = 100 \mu\text{m}$  gelten. Die Abschätzung von  $N_v = N_0$  (für das homogene Profil) erfolgt gemäß der Leitungsuntersuchung für die Beleuchtung von oben mit  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $L_a = 110 \mu\text{m}$  [131]. Sämtliche Simulationen erfolgen im Hinblick darauf, den Betrag des Reflexionsfaktors und somit die Filterwirkung im W-Band zu maximieren. Um dieses zu erreichen, werden in der Simulation Filterparameter variiert.

In einem ersten Schritt sind Periodenlängen  $\Lambda = l_l + l_d$  zu ergründen, bei welchen die Braggfrequenz  $f_B$  mittig im W-Band liegt. Dadurch entsteht die Möglichkeit, diese Simulation als Grundlage für die folgenden praktischen Untersuchungen heranzuziehen. So würde selbst bei leichten Abweichungen von den geforderten Fertigungsmaßen (Zielgrößen) für  $l_l$  bzw.  $l_d$  die Braggfrequenz und damit die Filterkurve noch immer im W-Band liegen (vgl. Gl. (2.51)). Zuerst soll der **Einfluss der Hellzonenlänge**  $l_l$  mit  $n_g = 0 = \text{konst}$  untersucht werden. Die Abb. 5.8a stellt den Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N(f)|$ , b den Betrag des Transmissionsfaktors  $|s_{21}(f)|$  und c das Abstrahlungsmaß  $\alpha_{\text{rq}}(f)$  eines optisch induzierten Filters für  $N = 8$  über dem gesamten mm-Wellenbereich mit  $l_l$  als Parameter dar.  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  liegt nur für  $l_l \approx 460 \mu\text{m}$  in der Mitte des W-Bandes,  $\Lambda$  beträgt dann

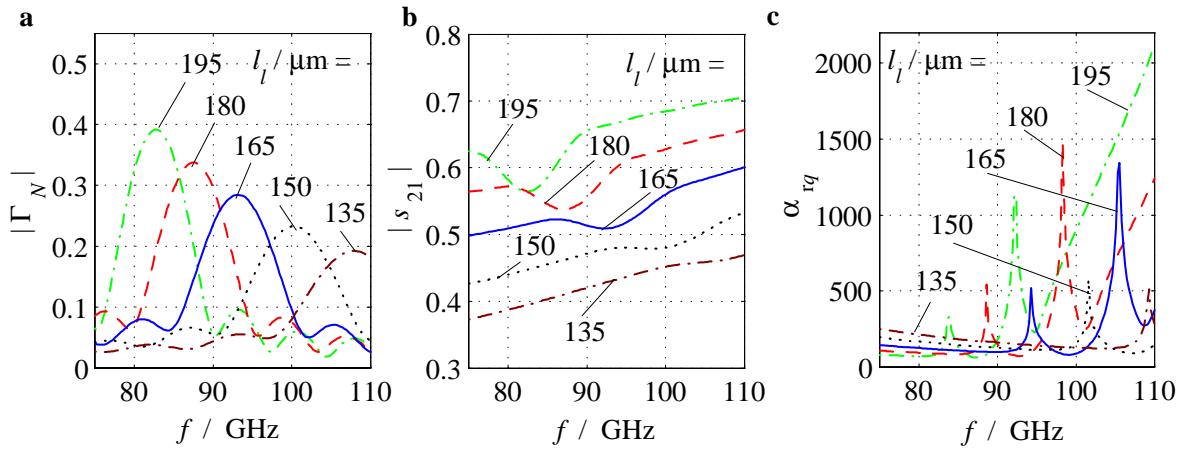


**Abb. 5.8:** Filterkenngrößen ( $n_g = 0$ ,  $N = 8$ ): **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **b** Betrag des Transmissionsfaktors  $|s_{21}|$  und **c** Abstrahlungsmaß  $a_{\text{rq}}$  über der Frequenz  $f$ , Parameter  $l_l$

$920 \mu\text{m}$ . Für größere Längen  $l_l$  wandert  $f_B$  zu niedrigeren Werten, weil gleichzeitig die Periodenlänge wegen  $n_g = \text{konst}$  wächst. Umgekehrt steigt  $f_B$  mit abnehmendem  $l_l \sim \Lambda$ . Mit kürzerem  $l_l$  sinkt auch der Betrag von  $\Gamma_N$ , da sich  $L_a$  wegen des kürzer werdenden  $\Lambda$  stärker auf das Stufenprofilmodell und somit auf die Ladungsträgerdichte  $N_\nu$  ( $\nu = l, d$ ) auswirkt (vgl. die Gl.'en (2.32) und (2.33)). Das Betragsmaximum des Reflexionsfaktors

liegt für  $l_l \approx 460 \mu\text{m}$  und  $n_g = 0$  mit 20 % relativ niedrig, es lässt sich aber leicht vergrößern, z. B. durch Erhöhen der Stufenzahl  $N$ , vgl. Abb. 2.14. Die Transmission  $|s_{21}(f)|$  ist für große Periodenlängen schlechter, da sowohl die Reflexionsdämpfung als auch die insgesamt beleuchtete Länge steigt, wodurch gleichermaßen die Gesamtdämpfung aus Reflexion und Dissipation zunimmt (Abb. 5.8b). Das Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}(f)$  nach Abb. 5.8c wandert mit steigender Periodenlänge zu kleineren Frequenzen hin; die Erklärung hierfür folgt später. Festzuhalten bleibt an dieser Stelle: Die maximal auftretende Abstrahlung liegt für  $l_l \approx 460 \mu\text{m}$  weit oberhalb des W-Bandes bei ca. 170 GHz.

Die Abb. 5.9 zeigt zum Vergleich wiederum den Verlauf von a)  $|\Gamma_N|$ , b)  $|s_{21}|$  und c)  $\alpha_{rq}$  über  $f$  und erneut mit  $l_l$  als Parameter, jedoch für kleinere Längen  $l_l$  bei  $n_g = 2,2 = \text{konst}$ ,  $N = 8$ . Hierfür erfolgt die Darstellung im W-Band. Mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$  existiert eine weite-

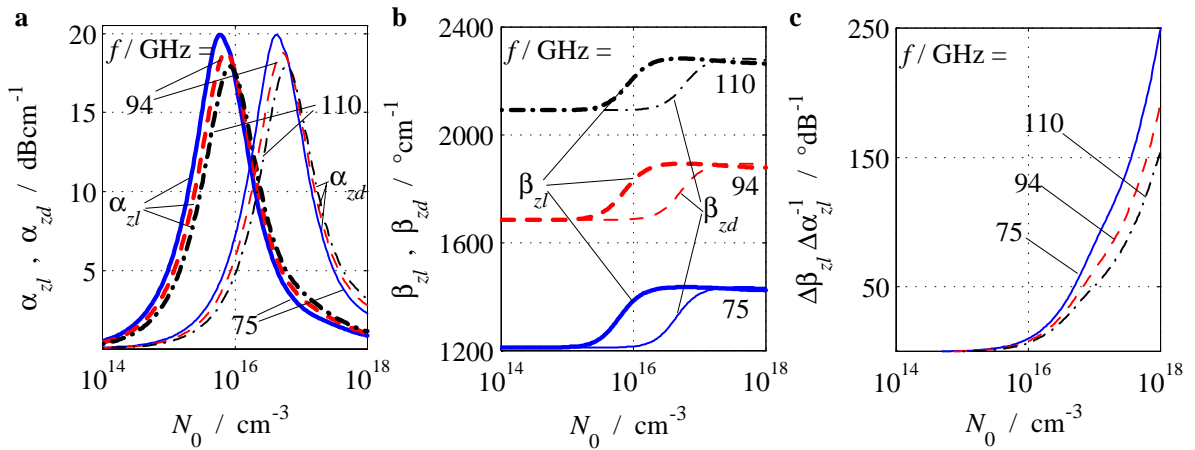


**Abb. 5.9:** Filterkenngrößen ( $n_g = 2,2$ ,  $N = 8$ ): a) Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , b) Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  und c) Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}$  über der Frequenz  $f$ , Parameter  $l_l$

re Länge, die ein Reflexionsmaximum in der Mitte des W-Bandes hervorruft ( $\Lambda = 1056 \mu\text{m}$ ). Die im Vergleich zu vorher leicht unterschiedliche Periodenlänge  $\Lambda$  resultiert für annähernd gleiche  $f_B$  aus dem Einfluss von  $\sqrt{\epsilon_{\text{reff}\nu}}$  in Gl. (2.51). Der Betrag von  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  liegt nun mit knapp 30 % höher als zuvor, was eine Folge der kürzeren Beleuchtungslänge  $l_l$  und damit niedrigerer Gesamtdämpfung innerhalb jeder Gitterperiode ist. Im Verlauf von  $|s_{21}(f)|$  (Abb. 5.9b) fallen keine wesentlichen Unterschiede zwischen den untersuchten Gitterstrukturen mit  $n_g = 2,2$  bzw.  $n_g = 0$  auf. Hingegen lässt der Verlauf von  $\alpha_{rq}(f)$  nach Abb. 5.9c jetzt eine im W-Band auftretende Abstrahlung vermuten, was gemäß Abb. 5.8c auf Grund der gewählten Ordinatenkalierung noch ausgeschlossen wurde. Allerdings liegen die Werte der Abstrahlungsmaße in den beiden Abbildungen in vollkommen unterschiedlichen Wertebereichen. Eine nähere Untersuchung erfolgt am Ende dieses Kapitels. Wie sich zeigt, finden sich mindestens zwei Gitterstrukturen mit unterschiedlichen Längen  $l_l$  bei ungefähr gleichem  $\Lambda$  (aber unterschiedlichem  $n_g$ ), bei denen ein signifikantes Maxi-

imum des Reflexionsfaktorbetrages in der Mitte des W-Bandes entsteht. Dabei verfügt die eine der beiden Gitterstrukturen über ein Verhältnis von  $l_l/\Lambda = 0,5$ , die andere über eines von ca. 0,16. Im Kapitel 4 wurde die Auswirkung des Verhältnisses  $l_l/\Lambda$  auf die Abstrahlungswirkung angesprochen. Demnach weisen Gitterstrukturen mit  $l_l/\Lambda \approx 0,5$  eine eher stärkere und welche mit  $l_l/\Lambda < 0,2$  eine eher schwächere Abstrahlung auf. Nicht zuletzt vor diesem Hintergrund werden daher im Weiteren beide Gitterstrukturen bezüglich ihres Filterverhaltens analysiert. Zunächst erfolgt die Untersuchung des Filter mit größerem  $l_l/\Lambda$ .

**Optisch induziertes Filter mit größerem  $l_l/\Lambda$ :** Als erstes findet eine Diskussion über den **Einfluss der Ladungsträgerdichte** auf die Verläufe der Dämpfungs- und Phasenmaße der Hell- und Dunkelzonen statt. Abb. 5.10a zeigt das Dämpfungs- und b das Phasenmaß einer Hell- bzw. Dunkelzone über der Trägerdichte  $N_v = N_0$  mit der Frequenz  $f = 75$  GHz, 94 GHz, 110 GHz als Parameter für ein Filter mit  $l_l = 460 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0$ ,  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{cm}^3$ . Mit steigendem  $N_0$  steigt auch  $\alpha_{zl}$  monoton (fett gedruckte Kurven),



**Abb. 5.10:** Filterkenngrößen für  $l_l = 460 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0$ ,  $N = 15$ : **a** Dämpfungsmaß  $\alpha_{zl}$  bzw.  $\alpha_{zd}$ , **b** Phasenmaß  $\beta_{zl}$  bzw.  $\beta_{zd}$  sowie **c**  $\Delta\beta_{zl}/\Delta\alpha_{zl}$  über  $N_0$ , Parameter  $f$

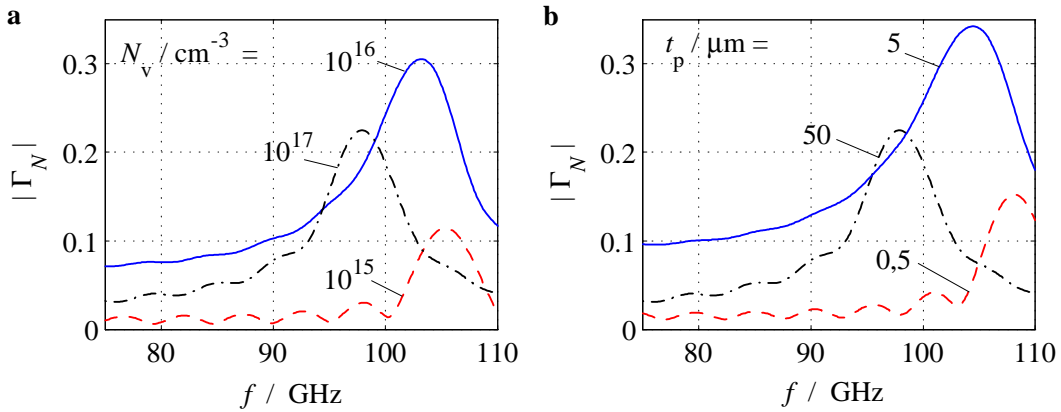
durchläuft ein absolutes Maximum bei  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  und läuft danach asymptotisch gegen null. Die spezifischen Werte für die Dichte hängen via  $t_p \cdot N_0 \approx \text{konst}$  stark von  $t_p$  ab.  $\alpha_{zd}(N_0)$  verhält sich genauso, nur dass  $\alpha_{zd}(N_0)$  auf der  $N_0$ -Achse zu Ladungsträgerdichten verschoben ist, die um den Faktor 10 größer sind. Die hohe Dämpfung in den Dunkelzonen entsteht aus der Diffusion von Ladungsträgern, die aus der Hellzone abfließen. Die Maxima der Kurven von  $\alpha_{zv}(N_0)$  nehmen mit zunehmender Signalfrequenz ab und verschieben sich gleichzeitig zu höheren Ladungsträgerdichten. Dieses rührt aus dem Einfluss der optisch induzierten Ladungsträger auf den Imaginärteil der relativen Permittivität in der Hellzone über den Faktor  $\frac{v_i}{\omega}$  der Gl. (2.34) mit  $\omega^2 \ll v_i^2$ , der für eine höhere Signalfrequenz kleiner ist.

Das Phasenmaß  $\beta_{zl}$  in den Hellzonen (fett gedruckte Kurven) bleibt für größer werdende  $N_0$  gemäß Abb. 5.10b bis zu einer Ladungsträgerdichte von  $N_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  für alle Frequenzen nahezu konstant auf seinem spezifischen, von  $f$  abhängigen Wert. Dieser Dichtewert hängt wiederum von  $t_p$  ab. Im Bereich von  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \lesssim N_0 \lesssim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  steigt das Phasenmaß bei einer weiteren Erhöhung von  $N_0$  stark an. Für  $N_0 \gtrsim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  geht  $\beta_{zl}(N_0)$  in die Sättigung. Der Betrag der photoinduzierten Phasenänderung  $\Delta\beta_{zl}(N_0)$  wird kaum von der Frequenz als Parameter beeinflusst. Bei höheren Frequenzen ergibt sich ein nur unwesentlich kleineres  $\Delta\beta_{zl}$ , weil bereits das Phasenmaß an sich höher ist ( $\partial\beta_{zl}(f = 75\text{GHz})/\partial f > \partial\beta_{zl}(f = 110\text{GHz})/\partial f$ ). Die dünn gedruckten Kurven der Abb. 5.10b spiegeln den Verlauf von  $\beta_{zd}$  wider. Wie schon beim Dämpfungsmaß gleicht der Phasenmaßverlauf in der Dunkelzone dem in der Hellzone. Auch hier sind die für die Dunkelzonen gültigen Kurven im Vergleich zu denen der Hellzonen zu höheren  $N_0$  verschoben, was wieder über die Diffusion von Ladungsträgern in die Dunkelzonen zu erklären ist.

Aus der soeben diskutierten Abb. 5.10 ist gut die **Funktionsweise der optischen Steuerung für das Filter** erklärbar: Mit steigender optisch induzierter Trägerdichte  $N_0$  wächst zunächst ab  $N_0 \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  das Dämpfungsmaß  $\alpha_{zl}(N_0)$  in der Hellzone, damit setzt die optische Steuerung über die Dämpfung ein. Ab  $N_0 \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  fängt auch das Hellzonen-Phasenmaß  $\beta_{zl}(N_0)$  an, sich mit weiter zunehmender Trägerdichte zu verändern. Der optische Steuerungsvorgang wird dadurch verstärkt. Bei  $N_0 \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  erreicht das Dämpfungsmaß  $\alpha_{zl}(N_0)$  sein Maximum, wonach für weiter steigende  $N_0$  der Steuerungsvorgang über die Dämpfung nachlässt. Für  $N_0 \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  stellt sich deswegen in der BL wieder eine kleinere Dämpfung ein als bei  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{15}$ . Weil gleichfalls die optisch induzierte Phasendifferenz  $\Delta\beta_{zl}(N_0)$  in der Hellzone bei  $N_0 \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  fast maximal ist, geht die optische Steuerung hier maßgeblich von ihr aus. Parallel dazu steigt aber auch das Dämpfungsmaß  $\alpha_{zd}(N_0)$  in der Dunkelzone und unterstützt somit ebenso den Steuerungsvorgang. Jedoch sorgt dieses wiederum für eine höhere Dämpfung auf der BL. Für noch größer werdende  $N_0$  wird  $\alpha_{zd}(N_0)$  bei  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , und damit auch die Dämpfung auf der BL, maximal. Außerdem fängt jetzt auch das Phasenmaß  $\beta_{zd}(N_0)$  in der Dunkelzone an, sich dem Hellzonenphasenmaß anzugleichen. Da die Phasendifferenz zwischen Hell- und Dunkelzone abnimmt, ist auch die optische Steuerung weniger wirkungsvoll. Für  $N_0 > 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ist schließlich fast keine Steuerung mehr möglich, da  $\beta_{zl}$  ungefähr gleich  $\beta_{zd}$  ist und  $\alpha_{zd}$  sich immer weiter  $\alpha_{zd}$  annähert. Für eine **effiziente optische Steuerung** ist daher für die hier gewählten Filterparameter der Bereich um  $N_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  empfehlenswert, in welchem die Dämpfungsmaße  $\alpha_{zd}(N_0)$  und  $\alpha_{zl}(N_0)$  relativ niedrige Werte besitzen und wo sich ihre Kurven schneiden. Die Dichte im Schnittpunkt wird als **optimale Dichte**  $N_{\text{opt}}$  bezeichnet. Des Weiteren zeigt sich, dass die  $\Delta\beta_{zl}/\Delta\alpha_{zl}$ - $N_0$ -Diagramme nach z. B. Abb. 5.10c bezüglich der Effizienz der Steuerung von optisch induzierten Filtern mit Vorsicht zu betrachten sind. Denn wie sich soeben ge-

zeigt hat, findet für  $N_0 > 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  fast keine Steuerung mehr statt, obwohl die Werte  $\Delta\beta_{zl}(N_0)/\Delta\alpha_{zl}(N_0)$  für steigende  $N_0$  über alle Grenzen wachsen. Dieses Anwachsen folgt aus dem gegen null gehenden Verlauf von  $\Delta\alpha_{zl}(N_0)$  für  $N_0 > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Wie im Kapitel 2.3.3 schon angesprochen, liegt in der hier vorgestellten Art der optischen Steuerung der BL ein wesentlicher Unterschied zu den von PLATTE untersuchten Steuerungsmechanismen in MSL-Filtern, siehe z. B. [6].

Die Existenz einer optimalen Trägerdichte, die einen möglichst hohen Gitterreflexionsfaktorbetrag liefert, kann über die Darstellung des Betrages des Reflexionsfaktors  $|\Gamma_N|$  im Frequenzbereich bestätigt werden. Dieses legt die Abb. 5.11a dar, zu deren Simulation ein Filter mit  $n_g = 0$ ,  $l_l = 460 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $N = 15$  angenommen wird. Die Ladungsträgerdichte  $N_v = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  dient hier als Parameter ( $t_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$ ). In der



**Abb. 5.11:** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  eines Filters ( $n_g = 0$ ,  $l_l = 460 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $N = 15$ ) über der Frequenz: **a** Parameter  $N_v$  für  $t_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$ , **b** Parameter  $t_p$  bei  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

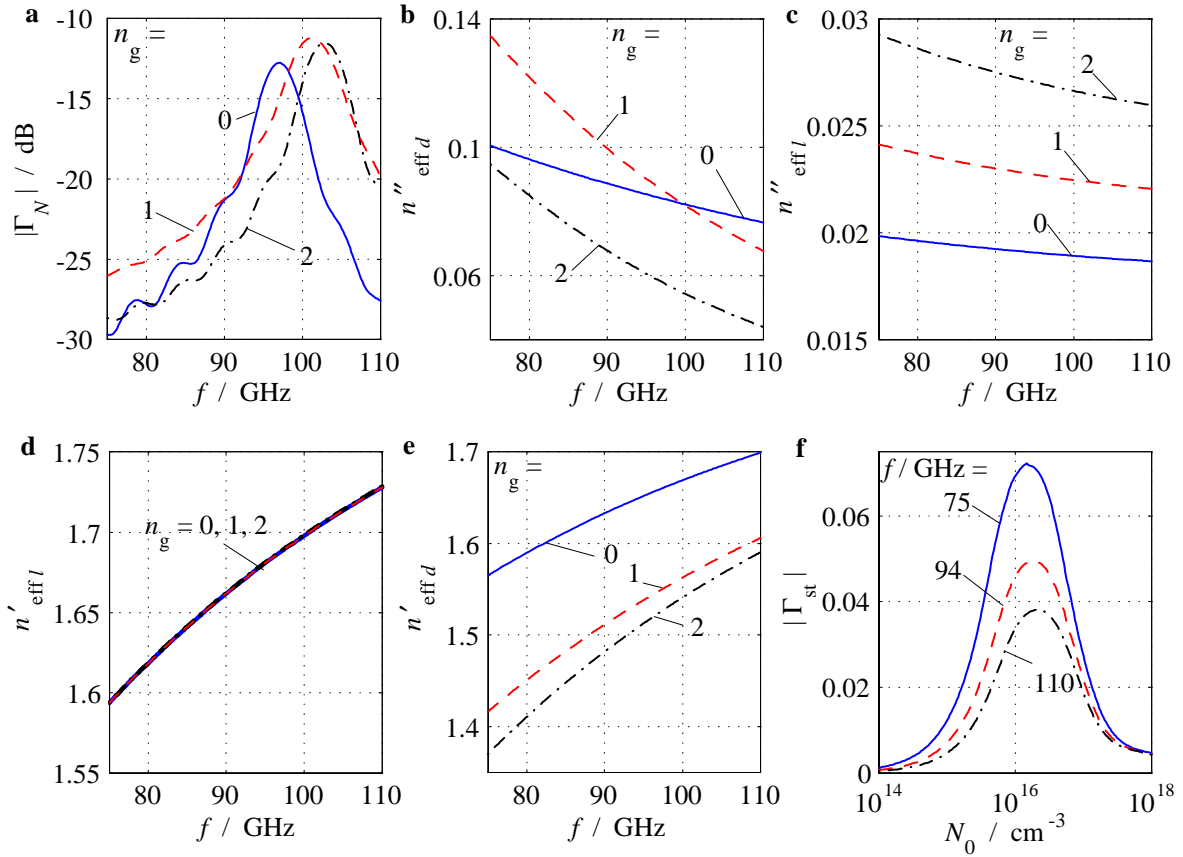
Abb. 5.11b fungiert die **HL-Schichtdicke** mit  $t_p = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $50 \text{ }\mu\text{m}$  als **Parameter** bei einer Trägerdichte von  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Der Verlauf von  $|\Gamma_N(f)|$  in 5.11a zeigt für ein ansteigendes  $N_v$  zunächst ein höheres  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$ , gleichzeitig verschiebt sich über  $n'_{\text{effl}}(N_v)$  und  $n'_{\text{effd}}(N_v)$  via Gl. (2.51) die Braggfrequenz. Für das größte  $N_v$  stellt sich wieder ein kleineres  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  ein, weil nun die Dämpfung in der Dunkelzone zugenommen hat und  $N_{\text{opt}}$  überschritten ist. Die Abb. 5.11b zeigt ein sehr ähnliches Verhalten für den Verlauf von  $|\Gamma_N(f)|$  mit  $t_p$  als Parameter. Somit zeigt sich, dass der Einfluss über eine Veränderung der HL-Schichtdicke dem der Variation der Ladungsträgerdichte ähnlich ist, woraus - für nicht zu kleine oder zu große  $t_p$  bzw.  $N_v$  - die Beziehung  $t_p \cdot N_v \approx \text{konst}$  abgeleitet werden kann.

Ein weiterer Unterschied zu den beispielsweise in [6] analysierten MSL-Filtern wird bei der Auswertung des **Einflusses des Gittergeometriefaktors bzw. der Hellzonenlänge** deutlich. Bei den Filtern nach PLATTE gilt mit der materialabhängigen Annahme  $l_l, l_d \gg L_{a,\text{eff}}$  der Grundsatz, je größer die Hellzonenlänge ist, desto größer ist - bei

konstant bleibender Gitterperiodenlänge - die Dämpfung in jeder Gitterperiode, denn die Diffusionsprozesse sind vernachlässigbar. Dieses gestaltet sich in der vorliegenden Arbeit anders, da hier eine grundsätzlich andere Leitungsstruktur vorliegt und  $l_l, l_d$  in der Größenordnung von  $L_{a,\text{eff}}$  liegen können. Gemäß Abb. 5.10a können in Folge der Diffusion und abhängig von der Trägerdichte Fälle auftreten, bei welchen die Dämpfung in der Dunkelzone größer ist als die in der Hellzone. Wird für eine solche Konstellation die Hellzonenlänge vergrößert, so sinkt die Dämpfung pro Gitterperiode. Hierbei ist gleichzeitig zu beachten, dass zur Beurteilung des Dämpfungsverhaltens nicht nur die relative Verteilung von  $l_l$  und  $l_d$  innerhalb einer Gitterperiode zu betrachten ist, sondern auch die Auswirkung dieser Längenänderung auf die Ladungsträgerdichten der Hell- bzw. Dunkelzonen über das Stufenprofilmodell. Dieses führt nämlich zu einer relativen Verschiebung der Dämpfungsmaß- bzw. Phasenmaßkurven untereinander. Anhand der Variation des Gittergeometriefaktors  $n_g$  soll nun dieser, in Bezug auf das Dämpfungsverhalten komplexe Zusammenhang demonstriert werden.

In Abb. 5.12a findet sich das Reflexionsspektrum eines optisch angeregten 15-stufigen Gitters mit  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^3$  und dem Parameter  $n_g = 0, 1$  bzw.  $2$  unter der Bedingung  $\Lambda = \text{konst.}$  Damit ergibt sich  $l_l$  zu  $460, 230$  bzw.  $153 \mu\text{m}$ . Für alle  $n_g$ -Werte zeigt der spektrale Verlauf des Reflexionsfaktorbetrages im W-Band eine charakteristische Filterkurve. Mit der Erhöhung von  $n_g$  wandert das Hauptmaximum zu höheren Frequenzen, was auf die reduzierte photoinduzierte Phasenänderung pro Gitterelement zurückzuführen ist. Die Filtergüte ist offensichtlich für  $n_g = 1$  schlechter als für  $n_g = 0$  bzw.  $n_g = 2$ , was mit der Dämpfung zusammenhängen muss. Die Ursache findet sich im Verlauf von  $n''_{\text{eff}d}(f)$  nach Abb. 5.12b, wobei die sich schneidenden Kurven von  $n''_{\text{eff}d}(f)$  die Schwierigkeit für eine Abschätzung des Dämpfungsverhaltens widerspiegeln: Für  $f < 100 \text{ GHz}$  ergibt sich in der Dunkelzone  $n''_{\text{eff}d}(n_g = 1) > n''_{\text{eff}d}(n_g = 0)$ , was zu der verbreiterten Filterkurve für  $n_g = 1$  führt. Im Vergleich mit Abb. 5.12c zeigt sich, dass  $n''_{\text{eff}d}(f)$  für jedes  $n_g$  größer ist als  $n''_{\text{eff}l}(f)$  und damit die Filtergüte maßgeblicher beeinflusst als  $n''_{\text{eff}l}(f)$ . Außerdem steigt  $n'_{\text{eff}d}$  in der Dunkelzone mit steigendem  $f$  gemäß  $\partial n'_{\text{eff}d}/\partial f > \partial n'_{\text{eff}l}/\partial f$  stärker als in der beleuchteten Zone, siehe Abb. 5.12d und e. Auch mit Hilfe dieser Darstellung ist das Verschieben der Braggfrequenz in Abb. 5.12a zu erklären:  $f_B$  steigt mit steigendem  $n_g$  via  $l_l(n_g)$  und  $l_d(n_g)$  über  $\text{Re}\{n_{\text{eff}l}\} > \text{Re}\{n_{\text{eff}d}\}$ , wodurch  $\Lambda_{\text{el}} = \text{Re}\{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}l}} l_l + \sqrt{\epsilon_{\text{reff}d}} l_d\}$  fällt und  $f_B$  steigt. Dabei ist  $f_B$  eine Funktion von  $N_0$  gemäß  $\Lambda_{\text{el}}(N_0)$ .

Die Abb. 5.12f stellt das Verhalten des Stufenreflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_{\text{st}}|$  über der Ladungsträgerdichte  $N_0$  für  $n_g = 0$  mit der Frequenz als Parameter dar.  $|\Gamma_{\text{st}}|$  ist - wie erwartet - stark von  $N_0$ , aber auch von  $f$  abhängig. Dabei zeigt sich wieder deutlich die  $1/f$ -Abhängigkeit. Abb. 5.12f unterstreicht außerdem die über den Steuerungsvorgang getätigten Aussagen: Die Kurven von  $|\Gamma_{\text{st}}(N_0)|$  steigen für kleine  $N_0$  monoton, laufen bei  $N_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  durch ein absolutes Maximum und fallen wieder ab, um sich asymptotisch der Abszisse zu nähern. Das Maximum  $|\Gamma_{\text{st}}(N_0)|_{\text{max}}$  tritt offensichtlich bei  $N_{\text{opt}}$

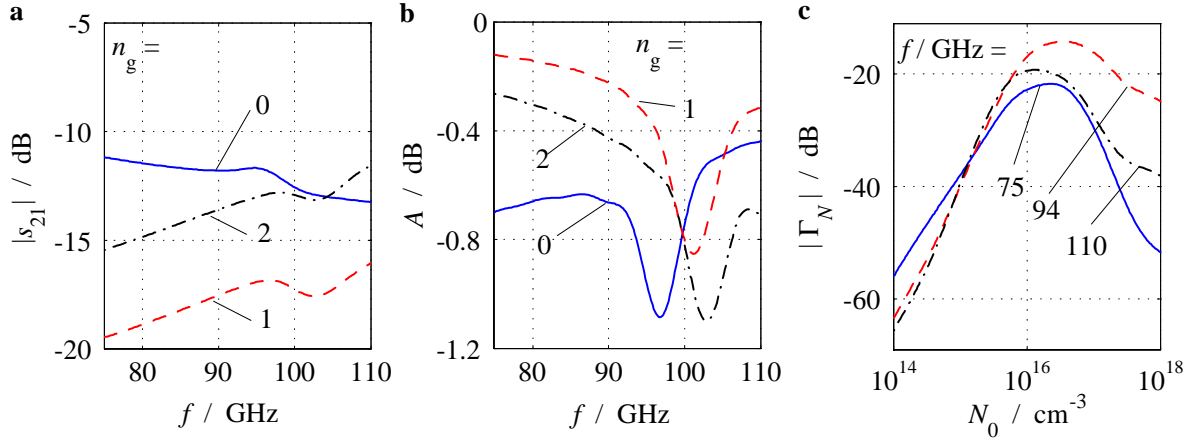


**Abb. 5.12:** Filterkenngrößen für  $N = 15$ : **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **b** Extinktionskoeffizient  $n''_{\text{eff}d}$  der Dunkelzone, **c**  $n''_{\text{eff}l}$  der Hellzone, **d** Brechzahl  $n'_{\text{eff}l}$  der Hellzone, **e**  $n'_{\text{eff}d}$  der Dunkelzone über der Frequenz  $f$  (Parameter  $n_g$ ) sowie **f** Stufenreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_{\text{st}}|$  über der Trägerdichte  $N_0$  (Parameter  $f$ )

auf. Wegen der für  $N_0 > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  nachlassenden Steuerung muss auch  $|\Gamma_{\text{st}}(N_0)|$  für  $N_0 > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  gegen null gehen.

In Abb. 5.13a ist der Betrag des Transmissionsfaktors  $|s_{21}|$  und in b die Absorption  $A = 1 - |s_{11}|^2 - |s_{21}|^2$  über der Frequenz  $f$  für obiges Filter mit  $l_l(n_g = 0) = 460 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = \text{konst}$ ,  $N = 15$ ,  $N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $n_g = 0, 1, 2$  als Parameter dargestellt. Darüber hinaus findet sich in der Abb. 5.13c der Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Trägerdichte  $N_0$  ( $l_l = 460 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0$ ,  $N = 15$ , Parameter  $f = 75 \text{ GHz}$ ,  $94 \text{ GHz}$  bzw.  $110 \text{ GHz}$ ). Der Einfluss von  $|\Gamma_N(f)|$  nach Abb. 5.12a auf  $|s_{21}(f)|$  ist eher gering. Auch hier zeigt sich wieder, wie die sich schneidenden Kurven  $n''_{\text{eff}d}(n_g = 0)$  und  $n''_{\text{eff}d}(n_g = 1)$  nach Abb. 5.12b den Verlauf des Transmissionsfaktors  $|s_{21}(f)|$  beeinflussen. Ebenso wird davon der Verlauf der Absorption  $A(f)$  nach Abb. 5.13b berührt, die auf Grund der hohen Werte von  $n''_{\text{eff}d}$  (Abb. 5.12b) und  $n''_{\text{eff}l}$  (Abb. 5.12c) auf einem hohen Niveau liegt. Der Betrag des Gitterreflexionsfaktors  $|\Gamma_N(N_0)|_{\text{max}}$  bei  $f = 94 \text{ GHz}$  und  $N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  liegt um ca.

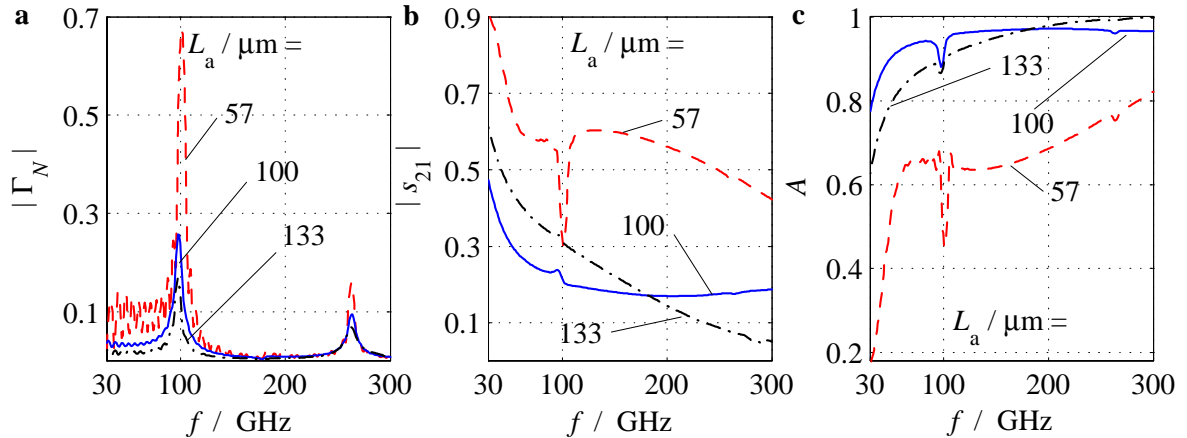




**Abb. 5.13:** Filterkenngrößen für  $l_l(n_g = 0) = 460 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = \text{konst}$ ,  $N = 15$ : **a** Betrag des Transmissionsfaktors  $|s_{21}|$ , **b** Absorption  $A$  über der Frequenz  $f$  (Parameter  $n_g$ ) sowie **c** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Trägerdichte  $N_0$ , Parameter  $f$

15 dB über den entsprechenden Werten der Kurven für 75 GHz bzw. 110 GHz.

Im nächsten Schritt erfolgt die Analyse der **Auswirkung verschiedener ambipolarer Diffusionslängen** auf die Filtereigenschaften mit Hilfe des Stufenprofilmodells. Wie schon angesprochen, ist die genaue Bestimmung von  $L_a$  sehr schwierig. Die Abb. 5.14a zeigt deswegen, wie sich eine Abweichung von dem abgeschätzten  $L_a$  auswirkt. Sie gibt den Verlauf des Reflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N|$ , b des Transmissionsfaktorbetrages  $|s_{21}|$  sowie c der Absorption  $A$  über der Frequenz  $f$  für ein Filter mit  $n_g = 0$ ,  $l_l = 460 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ ,  $N_0 = 10^{17} \text{cm}^{-3}$  und dem Parameter  $L_a = 57 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$ ,  $133 \mu\text{m}$  wieder. Gemäß Gl.



**Abb. 5.14:** Filterkenngrößen für  $n_g = 0$ ,  $l_l = 460 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ : **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **b** Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  sowie **c** Absorption  $A$  über der Frequenz  $f$ , Parameter  $L_a$

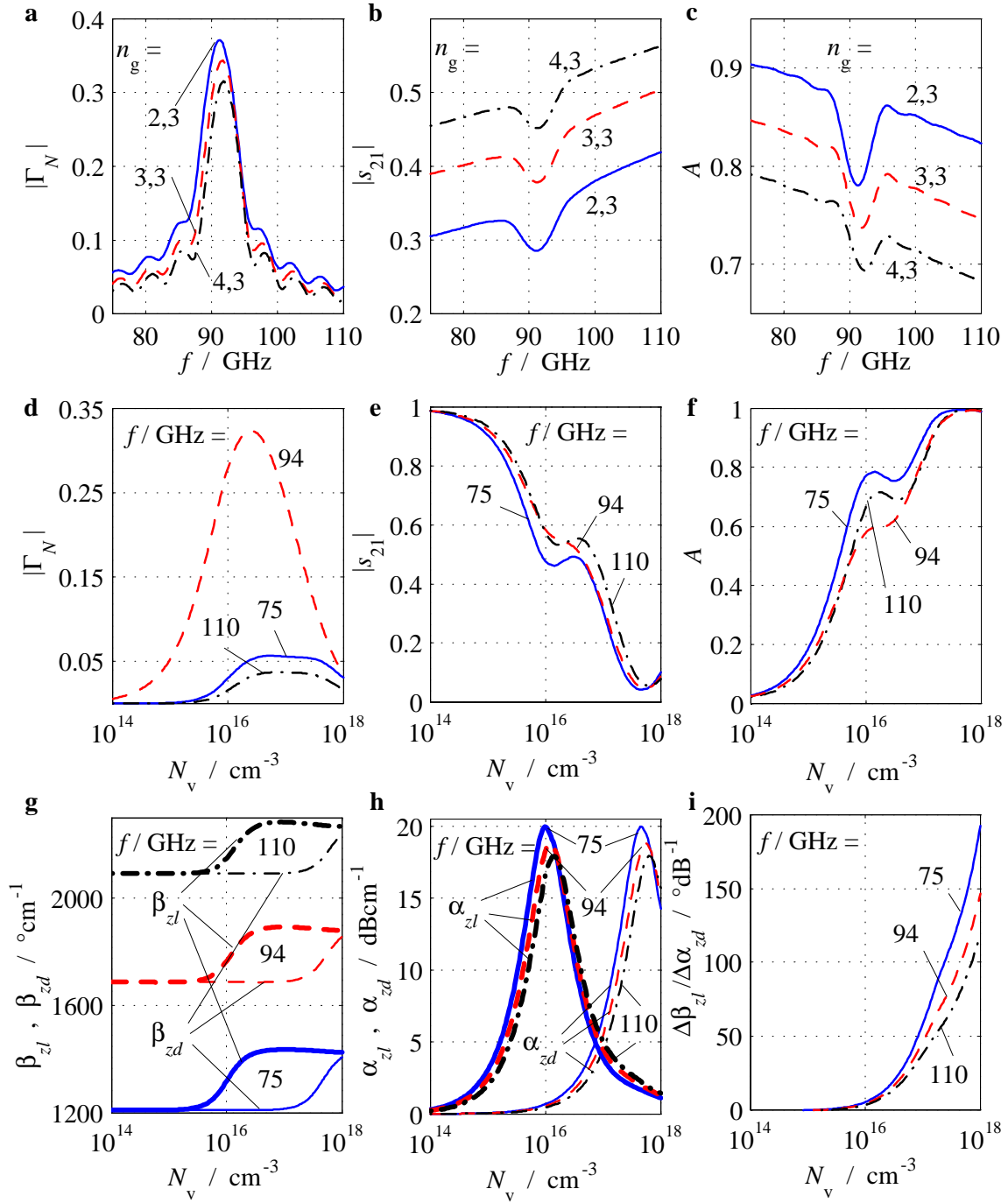
(2.32) bzw. (2.33) muss zur Verwendung des Stufenprofilmodells  $4 \cdot L_a < l_l$  gelten. Diese



Bedingung verletzend, soll hier trotzdem eine größere Länge  $L_a$  verwendet werden, um die generellen Tendenzen der Auswirkungen zu sehen. Die Diffusionslänge beeinflusst vorwiegend via Gl. (2.33)  $N_d(L_a)$  und über Gl. (2.32)  $N_l(L_a)$  im Stufenprofilmodell. Größere Diffusionslängen führen zu niedrigerem  $N_l(L_a)$  und höherem  $N_d(L_a)$ , was wiederum einen kleineren abrupten Sprung des Wellenwiderstandes mit sich bringt, der in einem kleineren Maximum des Reflexionsfaktorbetrages resultiert. Zusätzlich wirkt sich die Veränderung von  $N_l(L_a)$  bzw.  $N_d(L_a)$  auf die Braggfrequenz aus, wobei eine Vergrößerung von  $L_a$  zu einer leichten Erhöhung von  $f_B$  führt, da  $\Lambda_{cl}$  abnimmt. Gleichzeitig stellt sich mit größerem  $L_a$  ein Absenken der Transmission nach Abb. 5.14b und Erhöhung der Absorption gemäß 5.14c ein. Denn mit steigendem  $L_a$  nimmt bei  $f = konst$  - bei genügend hohem  $N_0$  - die Dämpfung pro Gitterelement zu. Lediglich für  $L_a$ -Werte, die deutlich kleiner als  $100 \mu\text{m}$  sind, bleibt die Transmission hoch und die Absorption relativ niedrig. Die Variation von  $L_a$  wirkt sich auch auf die Kurven von  $\beta_{zv}$  sowie  $\alpha_{zv}$  aus. Dabei verschiebt ein kleiner werdendes  $L_a$  die Kurven von  $\beta_{zd}$  und  $\alpha_{zd}$  gemäß Abb. 5.10a und b zu höheren Trägerdichten und damit weiter von den  $\beta_{zl}$ - und  $\alpha_{zl}$ -Kurven weg. Hierdurch wird die Effizienz des optischen Steuerungsvorganges gesteigert. Denn für einen solchen Fall fällt das bei  $N_{opt}$  auftretende Dämpfungsmaß, wodurch die Gesamtdämpfung auf der BL sinkt, was den Reflexionsfaktor größer werden lässt. Allerdings existieren zur Zeit keine HL-Materialien, die solch kurze Diffusionslängen  $L_a$  aufweisen und gleichzeitig mit großen Lebensdauern  $\tau$  empfindlich genug sind. Diese müssten eine entsprechend niedrige Diffusionskonstante besitzen, vgl. Gl. (2.6).

Eine geringfügige **Variation der BL-Höhe**  $b$  bzw. der **Breite**  $2b$  um  $\pm 50 \mu\text{m}$  macht sich bezüglich des Verlaufs von  $|\Gamma_N(f)|$ ,  $|s_{21}(f)|$  sowie  $A(f)$  kaum bemerkbar. Die Filterkurve verschiebt sich mit zunehmender Höhe oder Breite über das größer werdende Phasenmaß zu leicht niedrigeren Frequenzen. Allerdings ist bei der Veränderung der Breite oder Höhe der BL darauf zu achten, dass sowohl Monomodigkeit als auch gute Wellenführung auf der BL im W-Band gewährleistet bleiben (vgl. Abb. 5.2).

**Optisch induziertes Filter mit kleinerem  $l_l/\Lambda$ :** Nach erfolgter Analyse der Auswirkung der Parametervariation auf ein optisch induziertes Filter mit  $l_l \approx l_d$  (und damit großem  $l_l/\Lambda$ ), soll im nächsten Schritt ein Filter mit kleinem  $l_l/\Lambda$  untersucht werden (siehe Abb. 5.9a mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$  und  $l_l/\Lambda \approx 0,16$ ). In Abb. 5.15a bis c finden sich Simulationsergebnisse für den Reflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , den Betrag des Transmissionskoeffizienten und die Absorption in einer Filterstruktur mit  $N = 15$  und  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  für den Parameter  $n_g = 2,3; 3,3$  bzw.  $4,3$  mit  $l_l(n_g = 2,3) = 165 \mu\text{m}$ . Unter der Bedingung  $\Lambda \approx konst$  ergeben sich die kürzeren Hellzonenlängen  $l_l$  für  $n_g = 3,3$  und  $4,3$ . Darüber hinaus finden sich in der Abb. 5.15d die Verläufe von  $|\Gamma_N|$ , e  $|s_{21}|$ , f  $A$ , g  $\beta_{zv}$ , h  $\alpha_{zv}$  und  $\Delta\beta_{zv}/\Delta\alpha_{zv}$  über der Dichte  $N_v$  mit der Frequenz  $f = 75 \text{ GHz}, 94 \text{ GHz}, 110 \text{ GHz}$  als Parameter. Durch Auswerten der Simulationsergebnisse mit der kleinen Hellzonenlänge  $l_l$

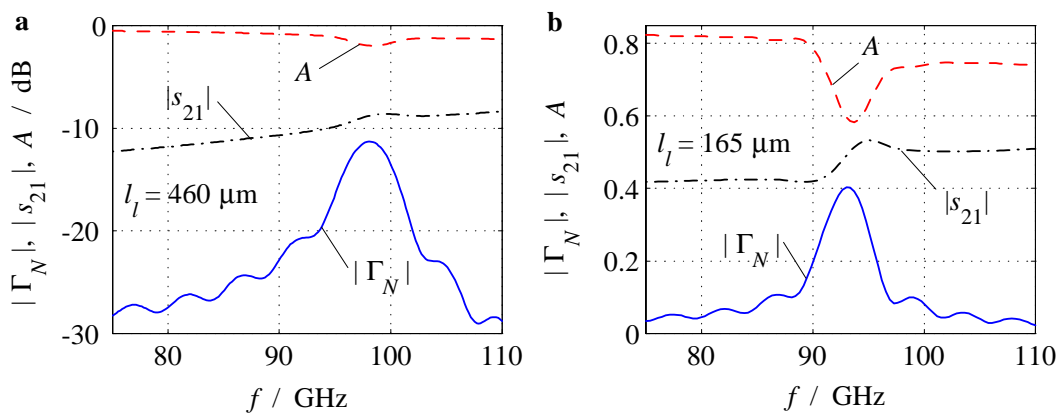


**Abb. 5.15:** Filterkenngrößen für  $N = 15$ : **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **b** Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  und **c** Absorption  $A$  über  $f$  mit  $n_g$  als Parameter sowie **d** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **e** Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$ , **f** Absorption  $A$ , **g** Phasenmaße  $\beta_{zv}$ , **h** Dämpfungsmaße  $\alpha_{zv}$  und **i**  $\Delta\beta_{zv} / \Delta\alpha_{zv}$  über  $N_v$  mit  $f$  als Parameter

fällt im Vergleich zu dem Filter mit der größeren Hellzonenlänge lediglich ein wesentlicher Unterschied auf: Auf Grund der nun größeren Dunkelzonenlänge bei gleichzeitig größerem  $\Lambda$  prägt die longitudinale Diffusion das Gitter über das Stufenprofilmodell weniger stark. Bei dieser Konstellation der Filterparameter verhält sich die Dämpfung insbesondere wegen der größeren Dunkelzonenlänge analog zu den Filtern nach PLATTE. Der Einfluss durch das Dämpfungsmaß in der Dunkelzone findet in der Folge erst deutlich später bei einer höheren Trägerdichte statt, vgl. Abb. 5.15h. Die größere Dunkelzonenlänge weist in gleicher Weise Auswirkungen auf das Phasenmaß der Dunkelzone nach Abb. 5.15g aus. Dadurch liegt  $N_{\text{opt}}$  im Vergleich zum anderen Filter mit großem  $l_l/\Lambda$  ein wenig höher, vor allem aber ist das Dämpfungsmaß an der Stelle  $N_{\text{opt}}$  deutlich kleiner. Da die Simulation bei  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und damit ungefähr bei  $N_{\text{opt}}$  gemacht wurde, liegt  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  nach Abb. 5.15a und d etwas höher. Ebenso stellt sich eine im Mittel bessere Transmission gemäß Abb. 5.15b bzw. e ein, mit der Folge, dass die Absorption gemäß Abb. 5.15c bzw. f kleiner bleibt. Prinzipiell zeigen weitere Untersuchungen der Filtercharakteristika bezüglich anderer Parametervariationen keine neuen Erkenntnisse. Daher wird auf zusätzliche Darstellungen verzichtet.

### 5.3.2 Filter mit transversal inhomogenem Ladungsträgerprofil

Der Vollständigkeit halber soll die Übereinstimmung zwischen dem transversal homogenen und inhomogenen Ladungsträgerprofil auch am Filter überprüft werden. Die Abb. 5.16 zeigt dazu die Verläufe von  $|\Gamma_N|$ ,  $|s_{21}|$  sowie  $A$  über  $f$  für ein Filter mit  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bei  $L_a = 110 \mu\text{m}$  für a  $n_g = 0, 1$  und  $l_l = 460 \mu\text{m}$  sowie b  $n_g = 2, 3$  und  $l_l = 165 \mu\text{m}$ , wobei das Ladungsträgerprofil hier einen transversal inhomogenen Verlauf aufweist (vgl. Kap. 2.2). Diese Verläufe sind mit denen der zuvor untersuchten Filter nach Abb.



**Abb. 5.16:** Charakteristika eines inhomogen geschichteten Filters ( $N = 15$ ): Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  sowie Absorption  $A$  über der Frequenz  $f$ : **a**  $n_g = 0, 1$ ;  $l_l = 460 \mu\text{m}$  und **b**  $n_g = 2, 3$ ;  $l_l = 165 \mu\text{m}$

5.12a bzw. 5.13a und b für das Filter mit  $n_g = 0, 1$ ;  $l_l = 460 \mu\text{m}$  und mit Abb. 5.15a bis c bei  $n_g = 2, 3$ ;  $l_l = 165 \mu\text{m}$  zu vergleichen, bei welchen eine transversal homogene Ladungsträgerverteilung angesetzt wurde. Wie nicht anders zu erwarten, so ist hier - wie schon bei der BL - die Übereinstimmung der Ergebnisse aus dem homogenen und inhomogenen Modell gut. Die Variation der verschiedenen Parameter ergibt weitestgehend Übereinstimmung mit den Aussagen aus dem vorherigen Abschnitt.

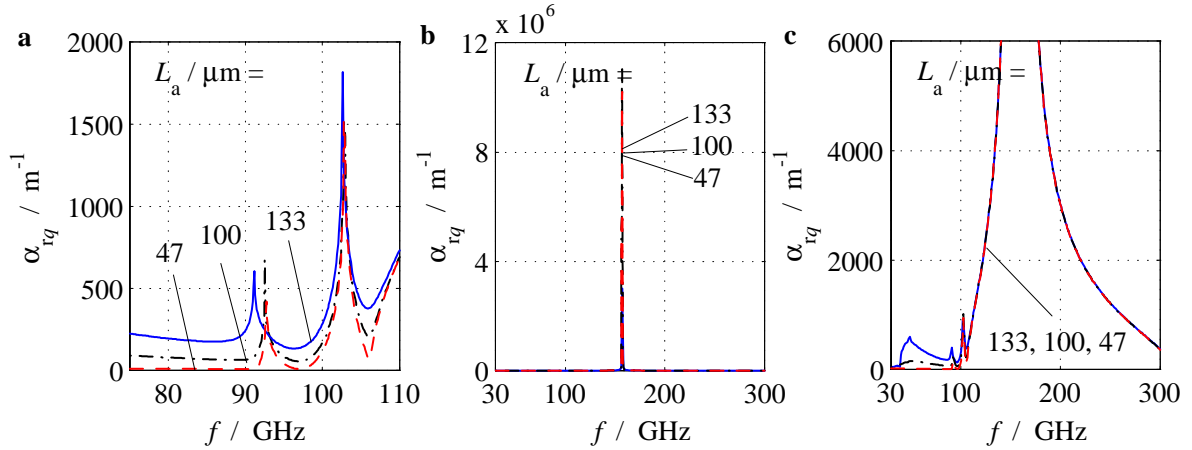
## 5.4 Abstrahlung

### 5.4.1 Abstrahlung des optisch gesteuerten Filters

Nach der Bewertung des Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsverhaltens in Abhängigkeit verschiedener Parameter soll nun auf das Abstrahlungsverhalten der optisch induzierten Filter eingegangen werden. Der Schwerpunkt liegt hier auf den Filtern, die sich bezüglich des Reflexionsverhaltens als günstig herausstellten, unabhängig davon, ob es sich gemäß der Abstrahlungstheorie nach Kapitel 4 eher um schwächere Strahler mit kleinem Verhältnis  $l_l/\Lambda$  handelt oder um stärkere mit großem  $l_l/\Lambda$ . Es wird stets die Abstrahlung der **Raumharmonischen**  $q = -1$  untersucht, da diese Raumharmonische zur Abstrahlung in einer periodischen Struktur auf Grund ihrer größten Amplitude am stärksten beiträgt. Alle anderen Raumharmonischen, sofern die BL mit ihrer periodischen Struktur für diese dimensioniert ist, verhalten sich analog. Doch zunächst soll das Zustandekommen der Abstrahlung erläutert werden.

**Abstrahlung bei kleinerem  $l_l/\Lambda$ :** Die Abb. 5.17a zeigt nun für ein Filter mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 3$ ;  $N = 15$  bei  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und  $L_a = 47 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  bzw.  $133 \mu\text{m}$  als Parameter das Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}(f)$  im W-Band, b das Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}(f)$  im gesamten Millimeterwellenbereich und c  $\alpha_{rq}(f)$  ebenfalls im mm-Wellenbereich, allerdings mit einem anderen Wertebereich auf der Ordinate. Bei Betrachtung des gesamten mm-Wellenbereiches sowie durch den Vergleich der Maxima von  $\alpha_{rq}$  in den Bildern 5.17a und b fällt auf, dass im W-Band fast keine Abstrahlung auftritt. Gemäß der Theorie nach Kapitel 4 tritt bei einer zur Abstrahlung neigenden periodischen Struktur lediglich ein Maximum an Abstrahlung mit schmalbandigem Kurvenverlauf über der Frequenz auf. Dieses bestätigt die Abb. 5.17b. Offensichtlich erzeugt die Struktur eine Abstrahlung bei  $f \approx 157 \text{ GHz}$ , d. h. die Abstrahlung im W-Band kann vernachlässigt werden. Die Diffusionslänge hat im untersuchten Bereich nur sehr geringen Einfluss auf die Abstrahlung, wobei kürzere  $L_a$  das Abstrahlungsmaß leicht vergrößern. Denn die Gesamtdämpfung auf der BL ist für kürzere  $L_a$  kleiner, somit steht pro Gitterstufe mehr transmittierte Leistung - auch zur Abstrahlung - zur Verfügung.

Das ermittelte Maximum  $\alpha_{rq}(f)_{\text{max}}$  der Abstrahlung ist allerdings nicht repräsentativ und

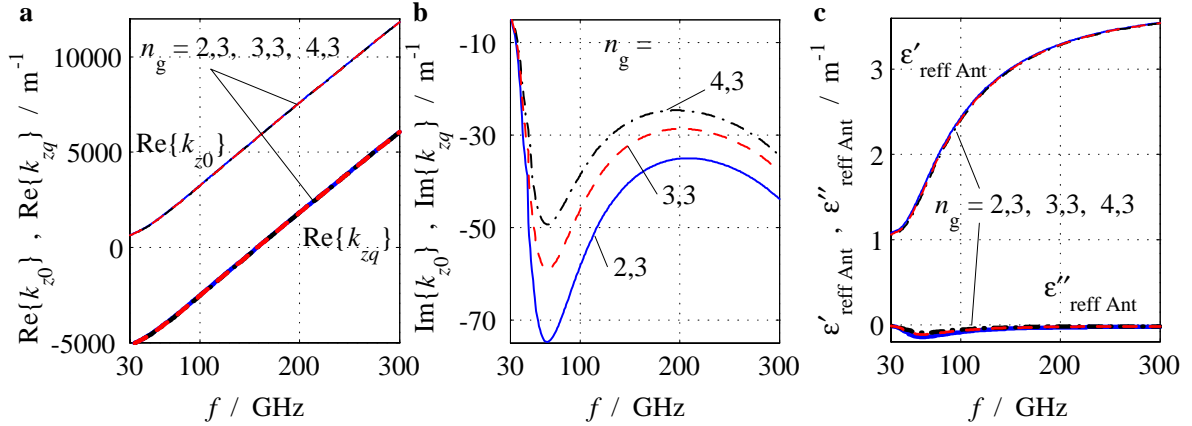


**Abb. 5.17:** Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}(f)$  eines Filters mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 3$ ;  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ : **a** im W-Band, **b** im MMW-Bereich und **c** im MMW-Bereich mit abgeschnittener Ordinate ( $q = -1$ )

nicht nutzbar für den Vergleich von unterschiedlichen Strahlern. Denn an der Stelle, an welcher  $\Theta_{q12}$  null wird, tritt die Welle senkrecht aus der BL heraus und strahlt ab. Damit geht gleichfalls die Länge  $L_{zq}$  (Gl. (4.14)) gegen null, wodurch das Abstrahlungsmaß  $\alpha_{rq}$  sehr große Werte annimmt (vgl. Gl. (4.16)). Die Diagramme von  $\alpha_{rq}(f)$  werden mit einer bestimmten, endlichen Anzahl an Stützstellen simuliert. Je größer die Anzahl der Stützstellen ist, desto genauer ist die Auflösung und desto größer wird  $\alpha_{rq}$ . Daher ist aus dem Verlauf von  $\alpha_{rq}(f)$  keine quantitative Aussage zur Stärke der Abstrahlung zu gewinnen. Der Verlauf liefert aber die Erkenntnis, ob im untersuchten Bereich ein Maximum an Abstrahlung auftritt oder nicht.

Um für den späteren Vergleich mit messtechnisch ermittelten Ergebnissen etwaigen Fertigungstoleranzen und den damit verbundenen Abweichungen der Gitterabbildung auf der BL-Oberfläche vorzubeugen, soll in den folgenden Simulationen zur Analyse der Abstrahlung der Geometriefaktor als Parameter dienen. Die Simulation erfolgt für ein Filter mit  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ,  $L_a = 110 \mu\text{m}$  und dem Parameter  $n_g = 2, 3$ ;  $3, 3$  und  $4, 3$ , wobei  $l_l = 165 \mu\text{m}$  für  $n_g = 2, 3$  und  $\Lambda(n_g) = \text{konst}$  gilt. Der Verlauf von  $\alpha_{rq}(f)$  ist für alle drei Parameter fast identisch, er entspricht annähernd dem Kurvenverlauf von  $\alpha_{rq}(f, L_a = 100 \mu\text{m})$  in Abb. 5.17b.

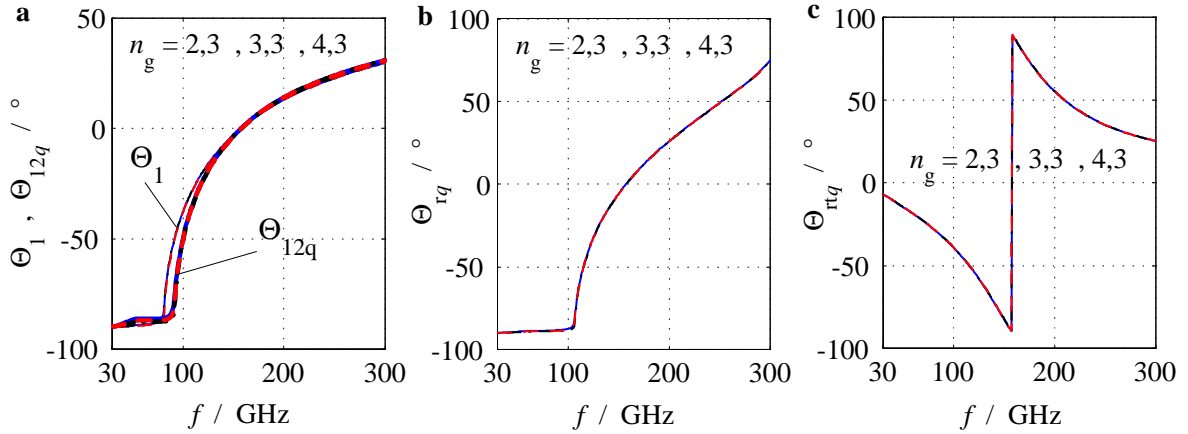
Das Verhalten der Wellenvektorkomponenten  $k_{z0}(f)$  und  $k_{zq}(f)$  in Ausbreitungsrichtung (vgl. Gl. (4.4a)) nach Abb. 5.18a und b gibt mehr Aufschluss über das Zustandekommen der Abstrahlung. In a ist die konstante Verschiebung auf der Ordinate von  $\text{Re}\{k_{z0}(f)\}$  auf  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$  um den Summanden  $q\frac{2\pi}{\Lambda}$  mit  $q = -1$  gut zu erkennen. Sowohl  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$  als auch  $\text{Re}\{k_{z0}(f)\}$  steigen monoton über der Frequenz, da  $k_{z0} = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{reff Ant}}}$  einerseits über den Term  $k_0(f)$  und andererseits via  $\epsilon'_{\text{reff d}}(f)$  bzw.  $\epsilon'_{\text{reff l}}(f)$  wächst, siehe Gl. (4.5). Nach Gl. (4.4a) müssen die Imaginärteile von  $k_{zq}$  und  $k_{z0}$  gleich sein, was Abb. 5.18 be-



**Abb. 5.18:** Filterkenngrößen für  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $L_a = 110 \text{ } \mu\text{m}$ , Parameter  $n_g$ : **a**  $\text{Re}\{k_{z0}\}$  bzw.  $\text{Re}\{k_{zq}\}$ , **b**  $\text{Im}\{k_{z0}\}$  bzw.  $\text{Im}\{k_{zq}\}$  und **c** effektive Permittivitäten  $\epsilon'_{\text{reff Ant}}$  bzw.  $\epsilon''_{\text{reff Ant}}$  über der Frequenz  $f$  ( $q = -1$ )

stätigt. Die Werte der Imaginärteile nehmen mit zunehmendem Geometriefaktor ab, da die Gesamtdämpfung der Struktur abnimmt, denn  $\Lambda$  ist konstant und  $l_l$  wird kleiner. Bei  $f \approx 157 \text{ GHz}$  springt das Vorzeichen von  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$ . Dies wirkt sich auf die Bestimmung des Winkels  $\Theta_{12q}$  aus, mit der sich die Raumharmonische  $q = -1$  in der Struktur ausbreitet. In der Folge verändern sich auch die Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  sowie  $\Theta_{rtq}$  nach den Gl.'en (4.8) und (4.10). Des Weiteren sind in der Abb. 5.18c  $\text{Re}\{\epsilon_{\text{reff Ant}}(f)\} = \epsilon'_{\text{reff Ant}}(f)$  und  $\text{Im}\{\epsilon_{\text{reff Ant}}(f)\} = \epsilon''_{\text{reff Ant}}(f)$  dargestellt, die  $k_{z0}$  mitbestimmen. Vom Betrage her überwiegt  $\epsilon'_{\text{reff Ant}}$  deutlich  $\epsilon''_{\text{reff Ant}}$ .  $\epsilon''_{\text{reff Ant}}$  durchläuft ein Minimum, während  $\epsilon'_{\text{reff Ant}}$  monoton über  $f$  steigt. Bei den hier gewählten Gitterdimensionen und Materialparametern wirkt sich die Parametervariable  $n_g$  geringfügig auf  $\epsilon'_{\text{reff Ant}}(f)$  und  $\epsilon''_{\text{reff Ant}}(f)$  aus, da sich die Summe  $\epsilon_{\text{reff}d} \frac{l_d}{\Lambda} + \epsilon_{\text{reff}l} \frac{l_l}{\Lambda}$  nach Gl. (4.5) durch die Parametervariation kaum ändert.

Die Abb. 5.19 zeigt die Auswirkung des in der Abb. 5.18a angesprochenen Nulldurchgangs von  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$ . In der Abb. 5.19a sind der Ausbreitungswinkel  $\Theta_1$  im Quarz und der gemittelte Ausbreitungswinkel  $\Theta_{12q}$  in der periodischen Struktur, b der Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  und c der transversale Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rtq}$  über der Frequenz  $f$  für das vorherige Filter abgebildet. Dort, wo der Vorzeichensprung bei  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$  auftritt, ändert sich auch das Vorzeichen des Winkels. Beide Winkel verlaufen sehr ähnlich. Für kleine  $f$  liegen sie bei ungefähr  $-90^\circ$ , was gleichbedeutend mit einer Ausbreitung in negativer  $z$ -Richtung ist. Die Raumharmonische läuft in diesem Bereich dem sich ausbreitenden Grundmode entgegen und strahlt nicht ab. Bis zu diesem Punkt breitet sich die Welle quergedämpft aus. Für  $f \approx 90 \text{ GHz}$  fängt die Raumharmonische an, sich unter einem anderen Ausbreitungswinkel in der BL auszubreiten. Mit weiter steigender Frequenz setzt bei 105 GHz Abstrahlung ein, wobei die Abb. 5.19b nichts über die Amplitude der abgestrahlten Raumharmonischen aussagt. Die Leitung beginnt zu lecken. Die Abstrahlung erreicht

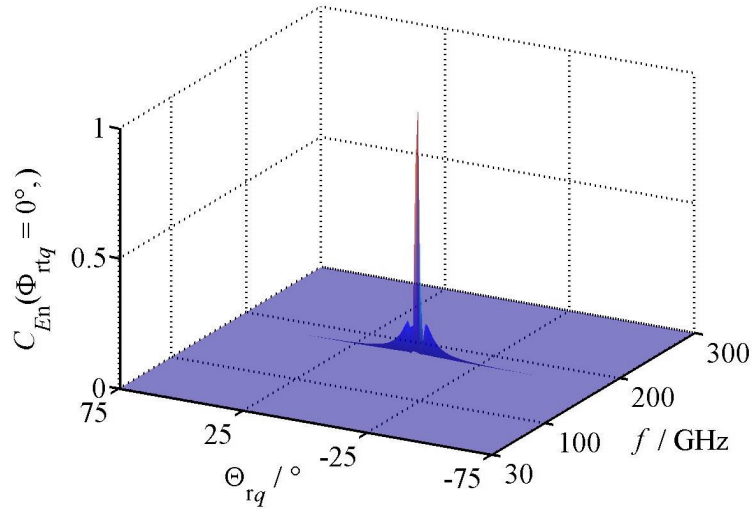


**Abb. 5.19:** Filterkenngrößen für  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $L_a = 110 \mu\text{m}$ , Parameter  $n_g$ : **a** Ausbreitungswinkel  $\Theta_1$  im Quarz, gemittelter Ausbreitungswinkel  $\Theta_{12q}$  in der periodischen Struktur (fett) **b** Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  und **c** transversaler Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rtq}$  über der Frequenz  $f$  ( $q = -1$ )

gemäß 5.17b bei dem Wert ihr Maximum, bei dem nach Abb. 5.18a  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\} = 0$  ist, was zu einem Winkel von  $\Theta_{12q} = 0^\circ$  führt. Bei noch höheren Frequenzen ändert sich das Vorzeichen der Abstrahlungsrichtung der Raumharmonischen. Mit weiter steigender Frequenz wird der Abstrahlungswinkel wieder flacher. Wie im Kapitel 4.3.1 angesprochen, führt die endliche Breite der BL und die damit verbundene Verzerrung der Felder an den Kanten zu einer seitlichen Ablenkung der Abstrahlung unter dem Winkel  $\Theta_{rtq}$  gemäß Abb. 5.19c, wobei auch hier das Vorzeichen beim Durchschreiten des Abstrahlungsmaximum durch den Vorzeichenwechsel von  $\text{Re}\{k_{zq}(f)\}$  springt.

Die Variation des Parameters  $n_g$  wirkt sich auf die Abstrahlungseigenschaften der soeben diskutierten Struktur kaum aus. Abweichende Fertigungsmaße werden bei einer messtechnischen Untersuchung daher kaum zu anderen Ergebnissen führen. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Struktur mit kleinem  $l_i/\Lambda$  im W-Band nur schwach strahlt.

**Abstrahlung bei größerem  $l_i/\Lambda$ :** Nach der Analyse des Filters mit kleinerem  $l_i/\Lambda$  im letzten Abschnitt folgt nun die Betrachtung des Abstrahlungsverhaltens des Filters mit größerem  $l_i/\Lambda$ . Grundsätzlich zeigt die Abstrahlungsanalyse für das Filter mit  $n_g = 0$  und  $l_i = 455 \mu\text{m}$  keine neuen Erkenntnisse, daher wird auf weitere Darstellungen an dieser Stelle verzichtet. Lediglich das normierte Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  des optisch induzierten Filters über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  soll bei verschiedenen Frequenzen  $f$  gemäß Abb. 5.20 vorgestellt werden, vgl. Gl. (4.24a). Signifikante Abstrahlung tritt nur für Winkel  $-20^\circ < \Theta_{rq} < 20^\circ$  und  $f \approx 170 \text{ GHz}$  auf. Das Hauptmaximum der Abstrahlung liegt bei null Grad. Um  $\pm 5^\circ$  versetzt sind deutlich die ersten Nebenmaxima (Nebenzipfel) zu erkennen. Für größer werdende Frequenzen werden auch die Abstrahlungswinkel posi-



**Abb. 5.20:** Normiertes Richtdiagramm  $C_{Eh}$  eines Filters mit  $N = 15$ ,  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $L_a = 110 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0$  und  $l_l = 455 \text{ } \mu\text{m}$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  ( $\Phi_{rq} = 0^\circ$ ,  $q = -1$ )

tiver, was hier kaum zu erkennen ist, aber durch eine andere, nicht dargestellte Ansicht deutlich wird.

Um später bei den Abstrahlungsmessungen analysieren zu können, ob die optisch induzierten Filter im W-Band schwach oder stark strahlen, folgen im nächsten Abschnitt Betrachtungen der Abstrahlung an Metall-Patch-Antennen, die als starke Strahler gelten. Denn nur im Vergleich mit starken Strahlern können quantitative Aussagen über das Abstrahlungsverhalten der optisch induzierten Filter gemacht werden.

## 5.4.2 Abstrahlung der Metall-Patch-Antenne

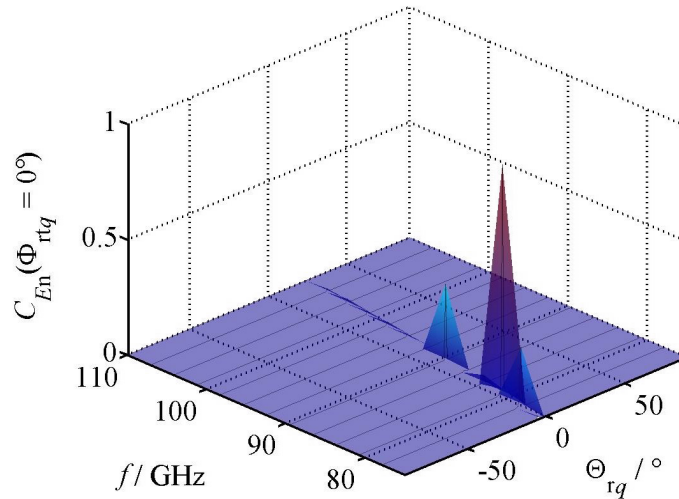
Patch-Antennen werden z. B. auf Teflon-Bildleitungen aufgebaut, auf welche Metallgitterstrukturen mit verschiedenen  $l_l/\Lambda$  aufgebracht werden, was die Patch-Antennen gleichzeitig zu permanenten DBR-Filtern macht. Genau wie die optisch induzierten Filter werden auch die Teflonfilter monomodig dimensioniert (vgl. Kapitel 4), wobei die geometrischen Abmessungen der Teflonfilter auf Grund der kleineren Permittivität natürlich größer sind. Die Berechnung der Permittivität der metallischen Zone bzw. der Zone ohne Metallschicht erfolgt analog zum Kapitel 3. Die Teflon-BL ( $\epsilon_r = 2,07 \cdot (1 - j2 \cdot 10^{-4})$ ) besitzt bei monomodiger Dimensionierung eine Höhe von  $b = 1,5 \text{ mm}$  und eine Breite von  $2a = 1,8 \text{ mm}$ . Die periodische Struktur wird in Form einer sehr dünnen quasi-metallischen Schicht auf der Leitung aufgebracht. In der Metallschicht ist der Skineneffekt zu berücksichtigen. Bei der Darstellung von Stromverdrängungsproblemen wird häufig als Normierungsgröße die Eindringtiefe  $\delta$  verwendet. Es findet sich  $\delta = \sqrt{2/\omega\kappa\mu}$ . Hieraus wird die minimal



benötigte Dicke der Kupferschicht ermittelt. Für die Simulation ist die Abschätzung von  $\delta \lesssim 2 \mu\text{m}$  hinreichend.

Nachdem im Abschnitt 5.4.1 das Prinzip der Abstrahlung erläutert wurde, werden hier nur die Richtdiagramme vorgestellt, da diese zum Vergleich der Theorieergebnisse nach Kapitel 4 mit den gemessenen Ergebnissen dienen sollen. Dennoch wurde auch hier die Variation von  $n_g$ ,  $l_l$  und  $\Lambda$  untersucht, um einen eventuellen Einfluss auf das Abstrahlungsverhalten zu erfassen. Auf deren Darstellung wird verzichtet.

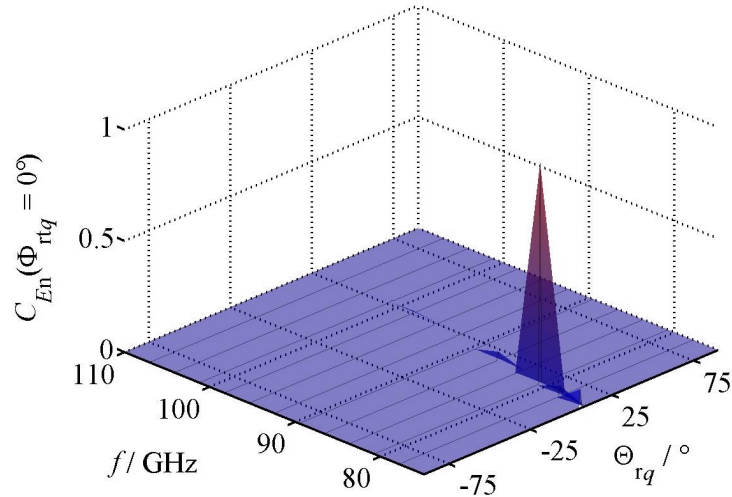
**Metall-Patch-Antenne mit größerem  $l_l/\Lambda$  - stärkerer Strahler:** Das Simulationsergebnis für das normierte Richtdiagramm  $C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  eines Teflonfilters mit  $l_l = 1,55$  mm,  $n_g = 0$  sowie  $N = 64$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  findet sich bei verschiedenen Frequenzen  $f$  in Abb. 5.21. In der Simulation stellt sich ein Maximum an Abstrahlung



**Abb. 5.21:** Normiertes Richtdiagramm  $C_{E_n}$  eines Metall-Patch-Teflonfilter mit  $l_l = 1,55$  mm,  $n_g = 0$ ,  $N = 64$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  ( $q = -1$ ,  $\Phi_{rtq} = 0^\circ$ )

bei 82 GHz unter einem Winkel von  $\Theta_{rq} \approx 0^\circ$  ein. Insgesamt wird der Abstrahlungswinkel mit steigender Frequenz positiver, bei 110 GHz beträgt er ungefähr  $20^\circ$ . Die Maxima der Abstrahlung treten bei ähnlichen Frequenzen auf wie die Maxima der Reflexion. Die Werte korrelieren hier mit den Einbrüchen im Verlauf der Absorption (nicht dargestellt). Die Simulation erfolgte mit 13 Stützstellen über  $f$  und mit 150 für  $\Theta_{rq}$ , da sich diese Werte in Hinsicht auf spätere Messungen zum Vergleich mit den gemachten Simulationen anbieten. Die Abtastung der Winkel muss mit dieser relativ großen Anzahl an Stützstellen erfolgen, da die Richtdiagramme - wie sich später zeigen wird - von einem Abtastschritt zum nächsten stark einbrechen können. Die Messauflösung zur Abtastung der Frequenz ist dagegen unkritisch. Daher kann hier die Abtastung mit nur wenigen Stützstellen erfolgen.

**Metall-Patch-Antenne mit kleinerem  $l_l/\Lambda$  - schwächerer Strahler:** Die Abb. 5.22 zeigt das normierte Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0)$  für ein permanentes Metall-Patch-Teflonfilter mit  $l_l = 0,5$  mm,  $n_g = 2$  bei  $N = 58$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  (150 Stützstellen) bei verschiedenen Frequenzen  $f$  (13 Stützstellen). Das Maximum der



**Abb. 5.22:** Normiertes Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq})$  eines Metall-Patch-Teflonfilters mit  $l_l = 0,5$  mm,  $n_g = 2$ ,  $N = 58$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  ( $q = -1$ ,  $\Phi_{rtq} = 0^\circ$ )

Abstrahlung tritt unter einem Winkel von  $\Theta_{rq} \approx 15^\circ$  bei 82 GHz auf. Die Antenne strahlt mit steigendem  $f$  unter positiveren Winkeln ab. An der oberen Bandkante bei 110 GHz sind nur noch sehr geringe Pegel bei  $\Theta_{rq} \approx 30^\circ$  aufzufinden.

Durch Vergleich der Maxima der unnormierten Richtdiagramme stellt sich heraus, dass das zuerst analysierte Teflonfilter mit großem Verhältnis  $l_l/\Lambda$  tatsächlich stärker strahlt als das zuletzt untersuchte Teflonfilter mit kleinem  $l_l/\Lambda$ .

## 5.5 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Für HL-Vollsubstrat-BL mit  $L_a \ll b$ , was typisch für GaAs ist, eignet sich das Modell mit der homogenen Plasmaverteilung. Wenn hingegen die Bedingung  $L_a \ll b$  nicht erfüllt wird, was z. B. bei monomodigen Si-Vollsubstrat-BLen zutrifft, ist lediglich die Verwendung des Modells mit inhomogener Plasmaverteilung erlaubt, um die Ausbreitungseigenschaften der BL im W-Band zu ermitteln. Bei den Si-Vollsubstraten bleibt die optisch induzierte Dämpfung bei weiter steigender Ladungsträgerdichte wegen der tiefreichenden transversalen Diffusion ins Innere des Si auf einem zu hohen Niveau, um für Filter-Anwendungen technisch interessant zu sein. Mit dünner Si-Schicht versehene Si-Quarz-BL-Strukturen eignen sich im W-Band zum Aufbau von optisch steuerbaren BLen besser als Vollsubstra-

te. Unter der Voraussetzung einer HL-Schichtdicke von  $t_p \lesssim L_a$  ist es ausreichend, zur Berechnung der Leitungscharakteristika der Si-Quarz-BL das homogene Plasmamodell zu nutzen. Bei dieser geschichteten BL wird die ins Leitungsinere verlaufende Diffusion auf die Schichtdicke begrenzt, was dazu führt, dass bei immer größer werdender Ladungsträgerdichte die optisch induzierte Dämpfung als Funktion der Trägerdichte durch ein Maximum läuft und anschließend wieder stark abfällt. Bei solchen Si-Quarz-Strukturen besteht die Möglichkeit, bei genügend hoher optischer Anregung und damit einhergehender niedriger Dämpfung die optische Steuerung hauptsächlich über die Phase zu gewährleisten. Da Filter auf der Grundlage von Si-Quarz-BL über sehr große effektive Diffusionslängen verfügen, existiert hinsichtlich der Effizienz des optischen Steuerungsvorgangs eine vom Beleuchtungsmuster abhängige optimale Ladungsträgerdichte, bei welcher der Reflexionsfaktorbetrag maximal wird. Bei den hier untersuchten optisch angeregten DBR-Filterstrukturen liegt das Abstrahlungsmaximum weit oberhalb des W-Bandes; die Filterstrahlen daher im W-Band nur äußerst schwach.

# Kapitel 6

## Leitungs- und Messtechnik

### 6.1 Herstellung der Bildleitung mit Übergängen

Der Aufbau der Bildleitungen erfolgte gemäß Abb. 2.1. Dazu wurden verschiedene Wafer der Höhe  $b = 700 \mu\text{m}$  aus beidseitig poliertem synthetischen Quarz in Stäbe gesägt. Der Sägeprozess, der bei den Sägemeßen mit einer Abweichung von maximal  $\pm 30 \mu\text{m}$  ausgeführt werden konnte, brachte Ausbrüche an den Kanten der Stäbe mit sich (sog. Chipping). Unter der Voraussetzung der Monomodigkeit wurden sie in Stäbe mit der Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$  gesägt. Die HL-Wafer kamen von verschiedenen Herstellern und wiesen unterschiedliche Dicken auf. Für die HL-Vollsubstrat-BL verfügten die HL-Wafer über folgende Dicken: Si-Wafer  $b \approx 500 \mu\text{m}$  und GaAs-Wafer  $b \approx 320 \mu\text{m}$ . Folglich war die zu sägende Stabbreite zur Waferdicke (Höhe der BL) passend zu dimensionieren, so dass eine monomodige Wellenführung gewährleistet wurde. Für den Aufbau der geschichteten BLen wurden dagegen die HL-Wafer auf die entsprechende Dicke gedünnt. Dieses erfolgte zunächst durch mechanisches Schleifen. Anschließend wurde das chemische Rückseiten-Ätz-Verfahren in einem Gemisch aus Salpetersäure, Phosphorsäure, Schwefelsäure und Flußsäure (durch Auftropfen auf die rotierende Waferscheibe) eingesetzt, welches das Material bis auf die Höhe von  $t_p = 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  dünnte. Für eine optische Steuerung erwies sich Si mit einem spezifischen Widerstand von  $\rho = 2500 \cdot 2 \cdot 10^4 \Omega/\text{cm}$  und einer Lebensdauer von mehr als  $100 \mu\text{s}$  als besonders brauchbar. Das verwendete GaAs bestand aus halbisolierendem GaAs mit  $\rho > 10^7 \Omega/\text{cm}$  bei  $\mu = 6000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Wie bereits angesprochen, verändert der Dünnvorgang die Oberflächenstruktur des Materials, wodurch sich an der gedünnten Oberfläche ein verändertes  $v_{0,o}$  einstellt. Durch nachträgliche Oberflächenbearbeitung - z. B. Polieren - kann die Oberfläche wieder geglättet und damit hinsichtlich eines kleineren  $v_{0,o}$  verbessert werden. Bei den für die geschichtete BL gewünschten Schichtdicken von  $50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  war ein Polieren allerdings nicht mehr möglich, da die derart dünnen Wafer dabei zersplitterten. Wie schon die Quarz-Wafer, so wurden auch die ungedünnten und gedünnten HL-Wafer in Stäbe gesägt. Die gedünnten Si-Stäbe bekamen für die Beleuch-

ung von oben eine Breite von  $2a = 900 \mu\text{m}$ , für die Beleuchtung von der Seite erhielten sie eine "Höhe"  $b = 700 \mu\text{m}$ . Für die Si-Vollsubstrat-BL betrug die Breite  $2a = 525 \mu\text{m}$ , bei der GaAs-Vollsubstrat-BL  $640 \mu\text{m}$ . Alle Leitungslängen wurden auf  $L = 80 \text{ mm}$  dimensioniert, teilweise wurden diese manuell auf  $L = 60 \text{ mm}$  gekürzt.

Die metallische Grundplatte sollte idealerweise möglichst glatt sein. Hier wurden Alu-Grundplatten verwendet, die oberflächenvergütet wurden, bei einer Restwelligkeit von  $\pm 0,8 \mu\text{m}$ . Kupfer- und Messingplatten eignen sich nicht, da sie mit der Zeit anlaufen und eine schlechtere Spiegelebene bilden. Die Alterung verschlechtert zudem die elektrische Leitfähigkeit der Oberfläche, womit die Transmissionsdämpfung der BL steigt.

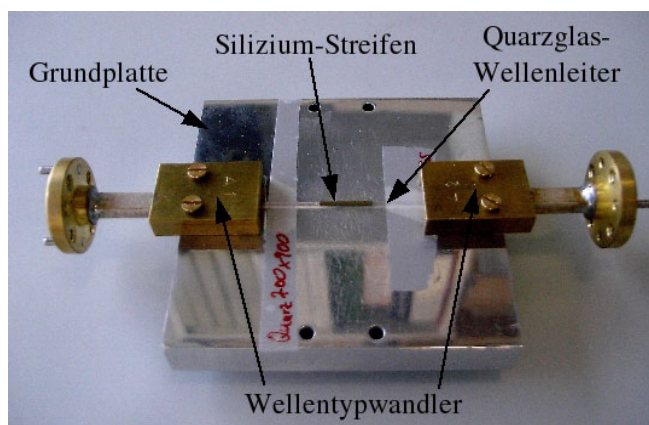
### 6.1.1 Aufbau von optisch steuerbaren Bildleitungen

Im Fortlauf der Arbeit wurden zahlreiche Vollsubstrat- und geschichtete Bildleitungen aufgebaut, siehe [131] - [135]. Dabei kamen diverse Techniken zum Einsatz. Zum Beispiel ließ sich durch anodisches Bonden eine  $50 \mu\text{m}$  dünne Si-Schicht auf Borosilikatglas (Borofloat33) aufbringen. Eine weitere Option bot die direkte Beschichtung des Quarzes mit dem HL-Material: Auf dem Quarz wurde eine  $3 \mu\text{m}$  dicke Schicht aus polykristallinem Si nach dem Chemical-Vapour-Deposition-Verfahren aufgebracht. Zusätzlich wurde auf die Quarzunterseite eine  $2 \mu\text{m}$  dünne Aluminiumschicht aufgesputtert, die als Ersatz für die Metallplatte auf der Unterseite diente. Des Weiteren wurde eine  $50 \mu\text{m}$  dünne Si-Schicht mit Polysiloxan Klebstoff (Dicke ca.  $10 \mu\text{m}$ ) auf eine Quarzleitung aufgeklebt.

Die monomodig dimensionierte geschichtete Si-Quarz-BL mit auf-/angelegter oder auf-/angeklebter Si-Schicht stellte sich hinsichtlich der optoelektronischen Steuerbarkeit als besonders effizient heraus. Hierbei genoss die mit dem Klebstoff *Loctite 401* auf- bzw. angeklebte Schicht den Vorteil der Reproduzierbarkeit der Messungen. Dazu ist es ausreichend, auf beiden BL-Seiten einen Tropfen Klebstoff aufzutragen, so dass die Si-Schicht fixiert ist. Von einem Bestreichen der Si-Schicht mit Klebstoff ist - genauso wie von der Verwendung zahlreicher, anderer Klebstoffsorten - abzuraten, da dadurch die Transmission wesentlich schlechter wird. Für die Beleuchtung von oben befand sich die Si-Schicht der Dicke  $t_p = 50 \mu\text{m}$  bzw.  $t_p = 100 \mu\text{m}$  und Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$  auf dem Quarzstab, siehe Abb. 6.1. Für die Beleuchtung von der Seite war die Si-Schicht (Breite  $t_p = 50 \mu\text{m}$  bzw.  $t_p = 100 \mu\text{m}$ , Höhe  $b = 700 \mu\text{m}$ ) unmittelbar an der Seite des Quarzstabes anzubringen. Die Quarzstablänge betrug  $60 \text{ mm}$ , das Si war ca.  $18 \text{ mm}$  lang.

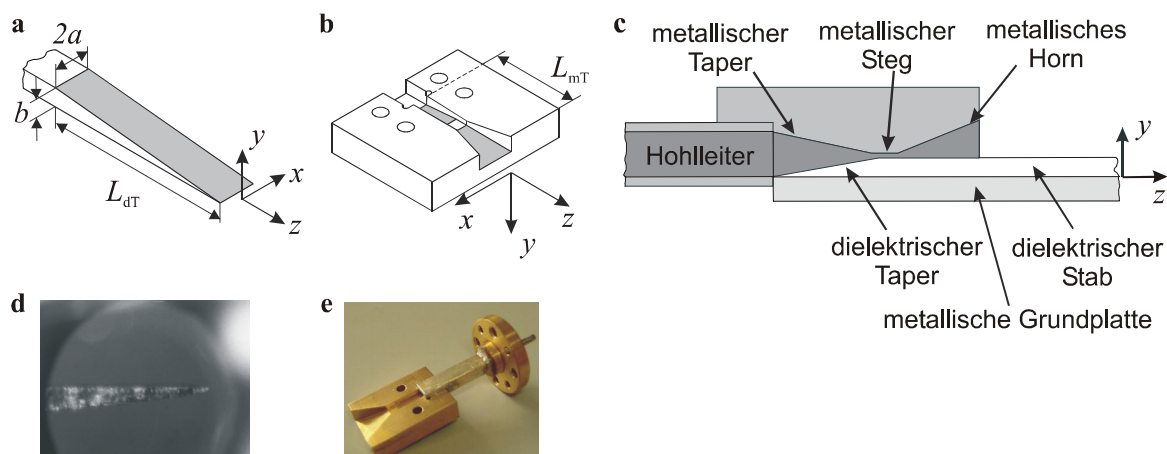
### 6.1.2 Aufbau der Wellentypwandler

Wellentypwandler, auch Taper genannt (siehe links und rechts in Abb. 6.1), eignen sich, um den Übergang einer Welle von einem Leitungstyp auf einen anderen optimal bezüglich hoher Transmission und geringer Reflexion sowie geringer Abstrahlung zu gewährleisten.



**Abb. 6.1:** Wellentypwandler und geschichtete Si-Quarz-BL für Beleuchtung von oben

Eine Auswahl an verschiedenen Tapern findet sich z. B. in [75], [136]. Unsymmetrische dielektrische  $\vec{E}$ -Taper mit der Taperlänge  $L_{dT}$  nach Abb. 6.2a bzw. d bieten sich zusammen mit  $y$ -Metalltapern samt Steg und  $x$ - $y$ -Metallhorn mit der Taperlänge  $L_{mT}$  gemäß Abb. 6.2b, c und e besonders an, wie Untersuchungen in [137] - [140] ergaben. Die dielektrischen



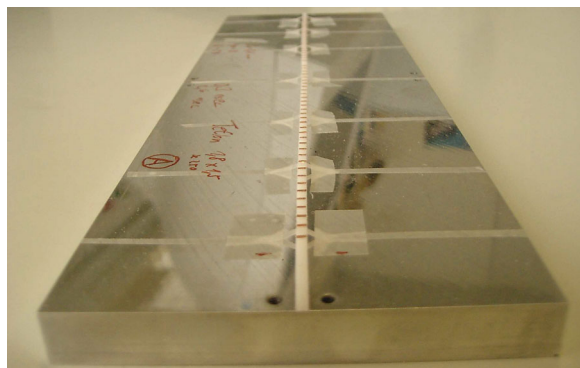
**Abb. 6.2:** Details zu den Tapern: **a** dielektrischer Taper, **b** metallischer Taper, **c** Schnitt durch Wellentypwandler in der Ebene  $x = 0$ . Photo: **d** dielektrischer Taper (unter Mikroskop), **e** metallischer Taper mit Hohlleiter und Flansch

Taper wurden durch keilförmiges Anschleifen des Anfangs und Endes der dielektrischen Stäbe gefertigt. Der Taper passt den Wellenwiderstand des Stabes an den Freiraumwellenwiderstand an. Die Metalltaper nach Abb. 6.2b wurden aus Messing-Vollmaterial gefräst und an das Ende des speisenden Hohlleiterstückes (WR-10) angelötet, siehe Abb. 6.2e. Durch das Horn weitet sich der Hohlleiterübergang sowohl in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung auf, um den Wellenwiderstand des Hohlleiters an den Freiraumwellenwiderstand anzupassen. Abhängig von der Genauigkeit bei der Fertigung der beiden Taper war es möglich,

die Transmissionsdämpfung einer 60 mm langen Quarz-BL, die eingangsseitig von einem Hohlleiter gespeist und ausgangsseitig mit einem Hohlleiter abgeschlossen wurde, auf ca. 2 dB zu senken [132], [134] sowie [141].

### 6.1.3 Aufbau von Teflon-Bildleitungen

Auf Teflon-BL-Basis wurden die permanenten Teflon-Filter (Metall-Patch-Antenne) mit aufgebrachtem Metallgitter aufgebaut. Die dielektrischen Stäbe der Teflon-Leitungen be-



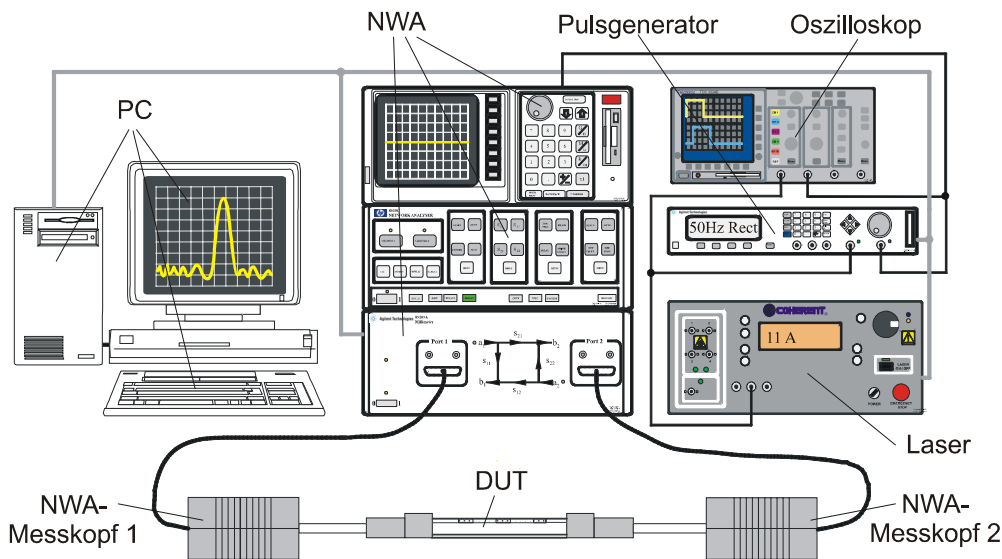
**Abb. 6.3:** Teflon-BL mit aufgeklebtem Kupfergitter

sitzen zur Gewährleistung der Monomodigkeit im W-Band die Breite  $2a = 1,8$  mm bei einer Länge von  $L = 250$  mm. Die Streifen wurden aus einem Vollmaterial der Höhe  $b = 1,5$  mm ausgefräst und mittels eines Tesa-Film-Streifens auf einer metallischen Grundplatte fixiert. Auf die Teflon-BL wurde durch Aufbringen einer dünnen, selbstklebenden Metallfolie eine Metallgitter-Struktur aufgebracht, welche in äquivalente Streifen geschnitten wurde. Diese Streifen waren äquidistant auf der Teflon-BL aufzukleben, siehe Abb. 6.3. Die Folie bestand aus Weichkupfer der Dicke  $30 \mu\text{m}$  ( $\pm 10\%$ ) mit Acrylat-Kleber als Klebeschicht (Klebeschichtdicke  $25 \mu\text{m} \pm 10\%$ ) [132]. Im nächsten Schritt wurden zwei Teflon-Filter mit unterschiedlichen Gitterstrukturen hergestellt [134], [141]. Die eine Teflon-BL erhielt eine Periode mit  $l_l \approx 0,6$  mm bei  $n_g \approx 2$  und  $N = 58$ , die andere BL die Gitterdimensionen  $l_l \approx 1,6$  mm bei  $n_g \approx 0$  und  $N = 64$ . Genau wie die optisch steuerbare Si-Quarz-BL nach Abb. 6.1 wurde jede dielektrisch angetaperte Teflon-BL eingangs- und ausgangsseitig über Wellentypwandler, die im Vergleich mit den Wandlern der optisch steuerbaren BL größere Dimensionen aufweisen, an das Hohlleitersystem des NWA angeschlossen.

## 6.2 Messaufbau zur Ermittlung der Leitungs- bzw. Filtereigenschaften

### 6.2.1 Messplatz zur Messung im Frequenzbereich

Bei der Detektion der Streuparameter eines Messobjektes DUT (engl.: **D**evice **U**nder **T**est) sind die elektrischen Größen wie Strom bzw. Spannung am DUT nicht direkt zugänglich oder auf Grund der Wellencharakteristik gar nicht vorhanden. Daher werden in



**Abb. 6.4:** Prinzipdarstellung eines automatisierten NWA-Messplatzes zur Messung im Frequenzbereich

diesem Frequenzbereich die Streuparameter gemessen. Die Messung der S-Parameter findet im Frequenzbereich statt, wobei eine Darstellung im Zeitbereich möglich ist, da der NWA über eine inverse FFT (**F**ast **F**ourier **T**ransformation) die gemessenen Ergebnisse in den Zeitbereich umrechnet. Das zu analysierende DUT ist über die reflexionsarmen Wellentypwandler eingangs- und ausgangsseitig an die Hohlleiter-Messköpfe des NWA anzuschließen (Abb. 6.4). Der via GPIB (**G**eneral **P**urpose **I**nternet **B**us) gesteuerte automatisierte Messplatz nach Abb. 6.4 besteht aus PC, NWA *HP 8510C / 85106D*, Oszilloskop *Tektronix 2225*, Pulsgenerator *Agilent 81104A*, Laser *Newport FAP- $\lambda$ -120Q-2000*, zwei NWA-Messköpfen und dem DUT. Ein Programm ermöglicht vollautomatisierte Messungen aller S-Parameter, sowohl über der Frequenz mit dem Parameter Laserstrom als auch über dem Strom mit der Frequenz als Parameter. Das Oszilloskop dient zur Überwachung des Triggerpulses. Der NWA misst an Stelle des Phasenmaßes die Phase  $\phi_{s_{21}}$  und anstatt des Dämpfungsmaßes den Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  des eingebrachten DUT. Zum



Vergleich mit den Simulationsergebnissen sind die Größen daher über

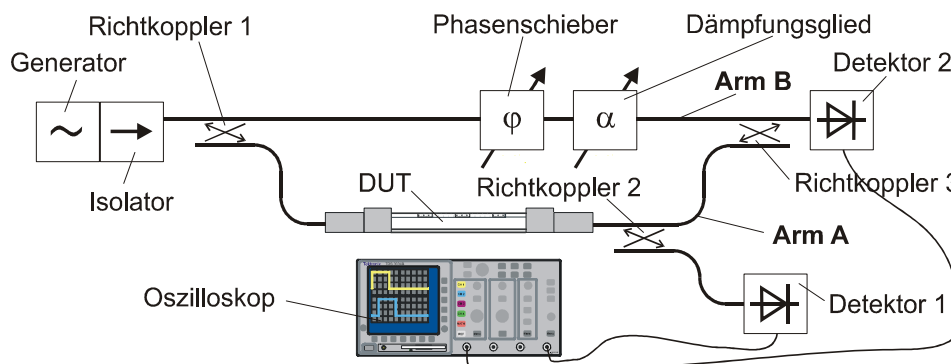
$$s_{21} = |s_{21}| \cdot e^{j\phi_{s_{21}}} = e^{-\alpha_z L} \cdot e^{-j\beta_z L} \quad \text{bzw.} \quad (6.1a)$$

$$|s_{21}| / \text{dB} = 20 \log(|s_{21}|) \quad (6.1b)$$

ineinander umzurechnen, wobei  $L$  der Leitungslänge zwischen den Kalibrationsebenen (Tor 1 und Tor 2) sowie  $|s_{21}|/\text{dB}$  der Transmissionsdämpfung entspricht.

### 6.2.2 Messplatz zur Messung im Zeitbereich

Die Messungen schneller Dämpfungs- und Phasenänderungen an einem Zweitor, wie z. B. der BL, können mit Hilfe einer MMW-Messbrücke im Zeitbereich erfolgen [3], [51], [131], [135] und [142]. Die Messbrücke nach Abb. 6.5 wird von einem Gunn-Oszillator als



**Abb. 6.5:** Prinzipdarstellung einer MMW-Messbrücke für Messungen im Zeitbereich

Generator (Oberwellenoszillator der 2. Harmonischen bei  $f \approx 94$  GHz der Fa. *Marconi* mit *DX1505* Gunn-Diode) gespeist, dem ein Isolator nachgeschaltet ist. Der sich daran anschließende 3-dB-Richtkoppler 1 splittet das Gunn-Oszillator-Signal zu je 50 % auf. Gleichermäßen führt der 3-dB-Richtkoppler 3 am Ausgang der Messbrücke die Signale der Arme A und B wieder zusammen. Zur direkten Messung der Dämpfungsänderung  $\Delta\alpha(t)$  zweigt im Arm A der untere Zweig des 10-dB-Richtkopplers 2 nach dem DUT ein Zehntel der Leistung ab, um sie am Detektor 1 zu messen. Der Arm B verfügt über einen variablen Phasenschieber  $\varphi$  und ein einstellbares Dämpfungsglied  $\alpha$ . Bei den Detektordioden 1 und 2 handelt es sich um Zero-Biased-Detektoren *DW-2P* mit Schottky-Barrier-Dioden der Fa. *Spacek Labs*. Sie detektieren die anliegenden Signale, die an einem Oszilloskop aufgezeichnet werden können. Die Koppelfaktoren der Koppler wurden ebenso wie Kalibrierkennlinien des Dämpfungsgliedes, Phasengliedes und der Detektoren berücksichtigt, vgl. [135]. Zur Darstellung der Spannungsverläufe an den Detektordioden findet das digitale Sampling-Oszilloskop *LC574AM* der Fa. *LeCroy* Verwendung. Auch die Zeitbereichsmessbrücke kann automatisiert eingesetzt werden. Der Abgleich der Messbrücke

ist gegeben, wenn die Wellen aus den Referenzarmen A und B destruktiv interferieren, was durch manuelles Verdrehen des Phasenschiebers und des Dämpfungsgliedes im Arm B erfolgt.

**Vergleich der Messarten:** Um die Messergebnisse der MMW-Messbrücke mit denjenigen des NWA vergleichen zu können, wurde bei den Zeitbereichsmessungen der Mittelwert der Dämpfungs- bzw. Phasenmaßänderungen ermittelt. Da die Laserimpulse eine Breite von  $400 \mu\text{s}$  besitzen, fand die Mittelwertbildung aus Messwerten zwischen  $150 \mu\text{s}$  und  $250 \mu\text{s}$  statt. Durch die hohe Zeitauflösung der Zeitbereichsmessbrücke bestand außerdem die Möglichkeit, die Auswirkung der ersten Impulse im Zeitbereich zu betrachten und so Rückschlüsse auf das thermische Verhalten des Aufbaus zu bilden.

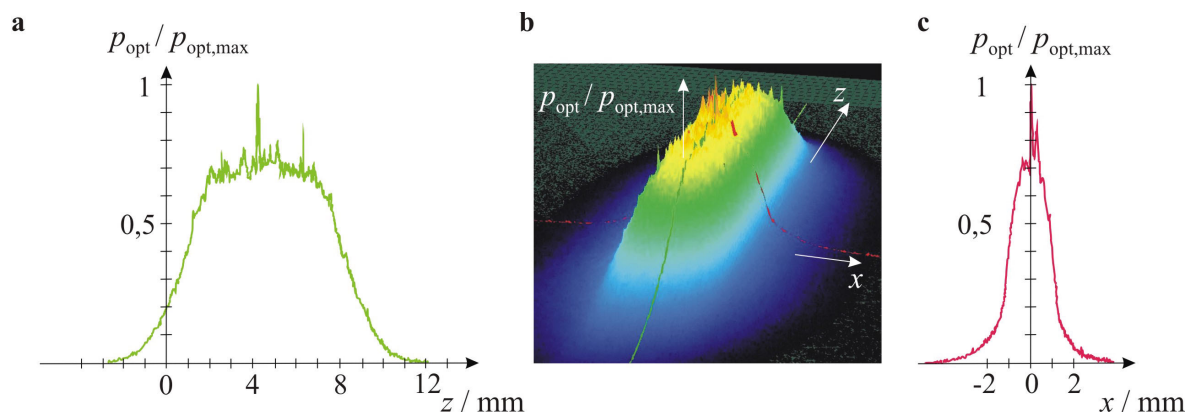
### 6.2.3 Laseroptik, Laserleistung und Leistungsdichteprofil ohne Maske

Die Wellenlänge der zur optischen Anregung verwendeten Laser liegt bei  $\lambda_p = 802 \text{ nm}$ . Sie befindet sich damit zwar nicht im Maximum der spektralen Empfindlichkeit des Si-Substrats bei  $\lambda_{p,\text{Si}} = 860 \text{ nm}$  nach Abb. 2.3, liegt aber dennoch in der Nähe, was eine spektrale Empfindlichkeit von  $S(\lambda_p) \approx 1$  gewährleistet. Der verwendete Laser emittiert Photonen mit einer Energie  $E_{p_h}$  von etwa  $1,546 \text{ eV}$  und ermöglicht einen gepulsten Betrieb, um thermische Effekte zu eliminieren. Er erfüllt die Ungleichung (2.1) für Silizium, da der Bandabstand  $E_L - E_V = 1,11 \text{ eV}$  beträgt. Der Laser führt sein infrarotes Licht über vier Einzelfasern. Über eine weitere Faser besitzt er einen Aiming-Beam im sichtbaren Bereich, der sich zur Justage einer Optik eignet. Er befindet sich in der Mitte der vier Fasern.

Ohne Optik liefert der Laser im Puls-Betrieb bei einem Strom von  $45 \text{ A}$  eine maximale optische Leistung von  $145 \text{ W}$ , mit der Optik liegen in Folge der Transmissions- und Reflexionsverluste  $124 \text{ W}$  an, siehe Abb. 9.3a. Die optische **Leistungsdichte**  $p_{\text{opt}}$  ist über die beleuchtete Fläche  $L \cdot 2a$  bzw.  $L \cdot b$  mit der optischen **Laserleistung**  $P_{\text{opt}}$  verknüpft.  $P_{\text{opt}}(I_L)$  ergibt sich aus dem Laserstrom  $I_L$  über die Kennlinie des Lasers gemäß Abb. 9.3a. Sie wurde mit dem optischen Leistungsmesssystem *1835-C* und *818T-150* von Newport ermittelt. Dabei handelte es sich um die optische Leistung, die insgesamt mit bzw. ohne Verwendung der Fokussier-Optik in der Ebene  $y = b + t_p$  an der anzuregenden BL auftritt.

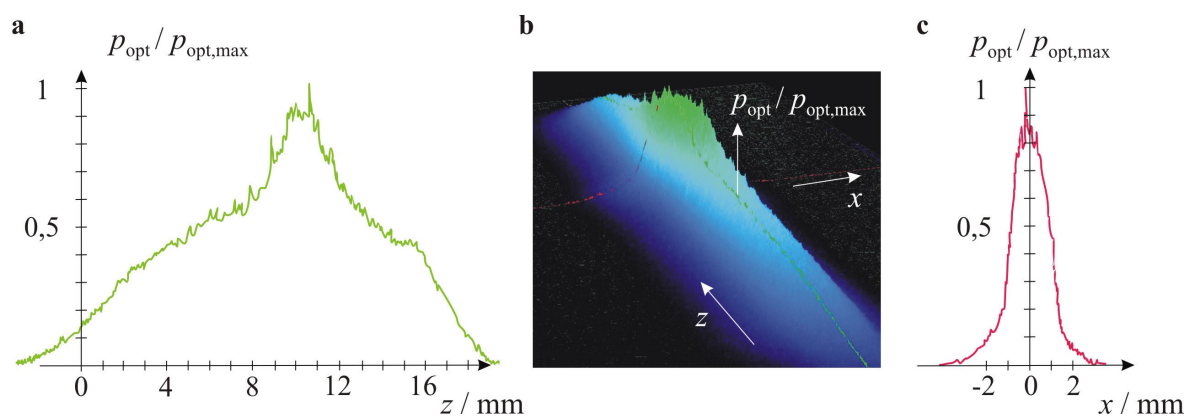
Die ortsabhängige optische Leistungsdichte  $p_{\text{opt}}(x, y, I_L)$  wurde mit Hilfe eines digitalen Kamerasystems, bestehend aus Kamera mit Si-Chip als Photodetektor und Software *BeamLux* von der Fa. Basler zur Auswertung, detektiert. Dieses System ermöglicht die Erfassung des **Leistungsdichteprofiles**. Ein solches Profil zeigt die Abb. 6.6 für eine beleuchtete Fläche von ca.  $(3 \times 8) \text{ mm}^2$  und die Abb. 6.7 für  $(3 \times 17) \text{ mm}^2$ . Die Abb. 6.6b zeigt die gemessene räumliche Verteilung der auf das Maximum normierten optischen

Leistungsdichte auf der Oberfläche des HL bei Beleuchtung von oben unter Verwendung der Optik im gepulsten Betrieb des Lasers bei  $I_L = 20$  A. In transversaler Richtung ist



**Abb. 6.6:** Gemessene normierte optische Leistungsdichte auf einer beleuchteten Fläche von  $(3 \times 8)$  mm<sup>2</sup>: a)  $z$ -Profil, b)  $x$ - $z$ -Profil und c)  $x$ -Profil (jeweils mit Optik)

die Verteilung der Leistung in Folge der aufwendigen Optik über die gesamte BL-Breite einigermaßen homogen (Abb. 6.6c), in longitudinaler Richtung gilt dieses nur für einen Bereich von ca.  $z = 1$  mm bis  $z = 8$  mm (Abb. 6.6a). Bei Verwendung der Bereiche  $z < 1$  mm oder  $z > 8$  mm führen die kleineren optischen Leistungsdichten zu niedrigeren Trägerdichten, was eine erhöhte Dämpfung bewirkt. Diese Bereiche sollten nach Möglichkeit durch eine Blende abgedeckt und nicht beleuchtet werden. Der Verlauf des Leistungsdichteprofils für die größere optisch beleuchtete Fläche ist nicht ganz so homogen wie der Verlauf für die kleinere, siehe Abb. 6.7. Die Bereiche  $z < 2$  mm oder  $z > 16$  mm sind



**Abb. 6.7:** Gemessene normierte optische Leistungsdichte auf einer beleuchteten Fläche von  $(3 \times 17)$  mm<sup>2</sup>: a)  $z$ -Profil, b)  $x$ - $z$ -Profil und c)  $x$ -Profil (jeweils mit Optik)

hinsichtlich einer kleineren Transmissionsdämpfung auszublenden.

Mit den Materialparametern und den Messwerten für die optische Leistungsdichte, die im homogenen Bereich zu einer mittleren Leistungsdichte zusammengefasst werden kann,

fand unter Berücksichtigung von  $v_{O,o}$  bzw.  $v_{O,u}$  die Bestimmung der homogenen Ladungsträgerdichte  $N_v$  gemäß Abb. 9.3b statt. Genauso kann - ausgehend von der Trägerdichte  $N_0$  an der Oberfläche - die Berechnung der inhomogenen Trägerdichte  $N_v(y)$  erfolgen, siehe Kapitel 2.2.

Das **Optiksystem** besteht aus mehreren Linsen, die den punktförmigen Ausgangsstrahl der Laserquelle über einen Homogenisierer zu einem Linienstrahl fokussieren. Der Homogenisierer sorgt für ein relativ homogenes Strahlungsprofil in  $x$ - und  $z$ -Richtung. Der Linienstrahlquerschnitt kann stufenlos zwischen ca.  $(3 \times 8)$  mm<sup>2</sup> und  $(3 \times 17)$  mm<sup>2</sup> variiert werden [132], [143]. Zum Optiksystem gehört eine Maskenhalterung, in welche später die Maske zur periodischen Beleuchtung zu legen ist. Im Optiksystem existiert sowohl eine Zwischenbild- als auch eine Abbildungsebene. Aus der Zwischenbildebene heraus wird bei korrekter Optikeinstellung die Struktur der Maske 1:1 in die Abbildungsebene auf der BL abgebildet [141]. Als problematisch erweist es sich zum einen, die Abbildung genau im Maßstab 1:1 zu erzeugen. Denn eine zu große Abbildung bedeutet ein größeres  $\Lambda$ , was zu einer niedrigeren Braggfrequenz führt, wogegen eine zu kleine Abbildung die Filterkurve wegen des kleineren  $\Lambda$  zu höheren  $f_B$  verschiebt. Zum anderen ist das Fokussieren der Optik schwierig. Zur Überprüfung des Fokus eignet sich wieder das digitale Kamerasystem mit Photodetektor der Fa. *Basler*.

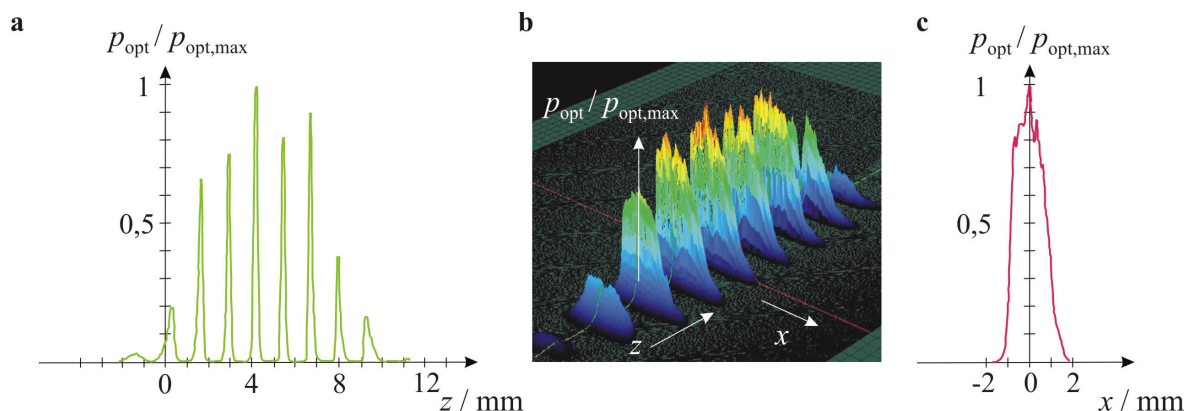
#### 6.2.4 Masken und Leistungsdichteprofil mit Maske

Bei der Herstellung der **Masken**, die die Filterstruktur auf der BL-Oberfläche abbilden, ist im Allgemeinen auf eine geringe Transmissionsdämpfung des durchstrahlenden Laserlichts, mechanische Stabilität, thermische Belastbarkeit und Realisierbarkeit der (sehr kleinen) Längen  $l_l$  sowie  $l_d$  zu achten. Die in der Zwischenbildebene liegenden Masken besitzen in longitudinaler Richtung eine periodische Struktur, wobei die lichtdurchlässigen Passagen die Länge  $l_l$  und die lichtundurchlässigen Abschnitte die Länge  $l_d$  besitzen. Im Verlauf der Arbeit zeigte sich die Fertigung der Masken mit ihren kleinen Abmessungen  $l_l$  bzw.  $l_d$  wegen der großen Fertigungstoleranzen als eine weitere, zu bewältigende Herausforderung. Die verschiedenen, untersuchten Masken wurden lithografisch hergestellt, geätzt oder gelasert. Dabei besitzt jedes Verfahren Vor- und Nachteile. Gemäß Kap. 5 sollten Masken mit den Zielgrößen  $l_l \approx 165 \mu\text{m}$  bei  $n_g \approx 2$  und  $l_l \approx 455 \mu\text{m}$  bei  $n_g \approx 0$  gefertigt werden. Die Abb. 9.4 zeigt mikroskopische Aufnahmen von geätzten und gelaserten Masken verschiedener Hersteller. Die tatsächlichen Abmessungen von  $l_l$  und  $l_d$  weichen auf Grund der Fertigungstoleranzen von den gewünschten Zielgrößen ab. Die Abb. 9.4a zeigt die geätzte Maske 1 ( $N = 8$ ; Zielgrößen  $l_l = 175 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 4$ ; tatsächlich  $l_l = 220 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 1, 743$ ), b gelaserte Maske 2 ( $N = 15$ ; Zielgrößen  $l_l = 175 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 2$ ; tatsächlich  $l_l = 188 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 059$ ), c gelaserte Maske 3 ( $N = 15$ ; Zielgrößen  $l_l = 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 3$ ; tatsächlich  $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 36$ ), d geätzte Maske 4 ( $N = 8$ ; Zielgrößen  $l_l = 450$

$\mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,3$ ; tatsächlich  $l_l = 469 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,097$ ), e) gelaserte Maske 5 ( $N = 15$ ; Zielgrößen  $l_l = 455 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,1$ ; tatsächlich  $l_l = 489 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,056$ ) sowie f gelaserte Maske 6 ( $N = 15$ ; Zielgrößen  $l_l = 456 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,1$ ; tatsächliche Größen  $l_l = 456 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,119$ ). Die Größen wurden mikroskopisch gemessen, wobei aus allen Elementen der arithmetische Mittelwert gebildet wurde.

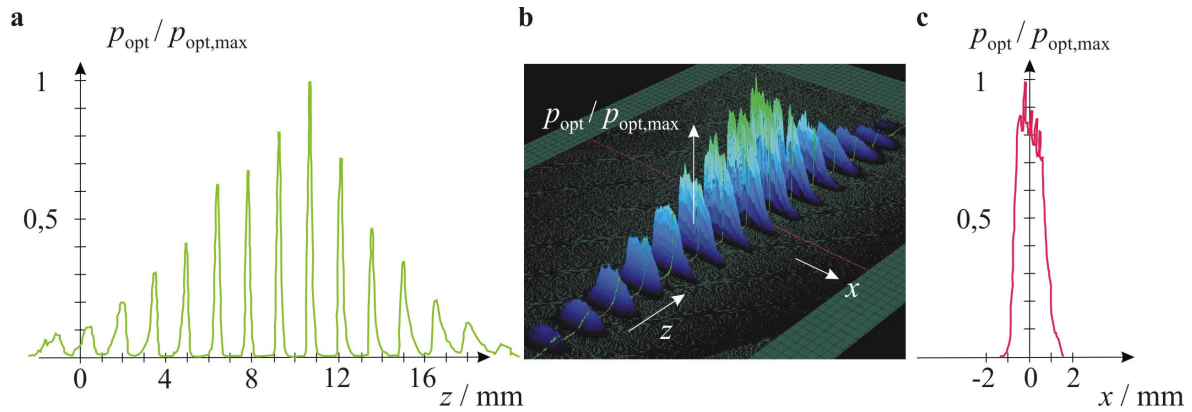
Lithografisch erzeugte Masken konnten selbst hergestellt werden (ohne Abb.). Der Aufbau erfolgte mit  $30 \mu\text{m}$  dünner Weichkupferfolie, die mittels einer Acrylat-Kleberschicht der Dicke  $25 \mu\text{m}$  auf einen Mikroskopier-Objektträger aufgebracht wurde. Allerdings dämpft die aus Glas bestehende Objektträgerschicht das transmittierte Laserlicht um rund  $10 \%$ . Beim Ätzen von Masken ohne Objektträrglas fanden sich vom Material und der Blechdicke abhängige Probleme der Unter- und Überätzung. Die kleinste Toleranz konnte hier bei mechanisch hochfestem Molybdän-Stahl (7C27Mo2) und einer Blechstärke von  $100 \mu\text{m}$  mit  $\pm 20 \mu\text{m}$  gewährleistet werden. Dennoch zeigte sich beim Ätzen, dass die in der  $x$ - $z$ -Ebene liegenden Kanten eher Rundungen entsprechen, siehe Abb. 9.4a und d. Mit der Laserschneide-Technik für die Mikrobearbeitung durch Festkörper- oder Excimer-Laser findet sich eine Möglichkeit, die beim Ätzen auftretenden Fertigungstoleranzen zu verkleinern. Dieses Verfahren bieten verschiedene Firmen mit unterschiedlicher Genauigkeit an. Dabei zeigt die Abb. 9.4b und e gelaserte Masken mit einer Fertigungstoleranz von  $\pm 10 \mu\text{m}$  und die Abb. 9.4c und f welche mit  $\pm 5 \mu\text{m}$ .

Das Einbringen der Maske in das Optik-System verändert das **Leistungsdichteprofil** auf der BL nach Abb. 6.6 bzw. 6.7. Die Abb. 6.8 stellt den Einfluss auf einer beleuchteten Fläche von ca.  $(3 \times 8) \text{ mm}^2$  dar ( $I_L = 20 \text{ A}$ ). Die Abb. 6.9 zeigt dagegen das veränder-



**Abb. 6.8:** Gemessene normierte optische Leistungsdichte auf einer beleuchteten Fläche von  $(3 \times 8) \text{ mm}^2$ : a)  $z$ -Profil, b)  $x$ - $z$ -Profil und c)  $x$ -Profil (mit Optik inkl. Maske 2:  $l_l = 188 \mu\text{m}$ ;  $n_g = 2,059$ ;  $N = 15$ )

te Profil einer beleuchteten Fläche von ca.  $(3 \times 17) \text{ mm}^2$ . In beiden Fällen wurde die in Abb. 9.4b gezeigte gelaserte Maske 2 mit  $l_l = 188 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2,059$  und  $N = 15$  verwendet. In  $x$ -Richtung ist die beleuchtete Fläche auf der BL im Vergleich mit der Breite in



**Abb. 6.9:** Gemessene normierte optische Leistungsdichte auf einer beleuchteten Fläche von  $(3 \times 17) \text{ mm}^2$ : a)  $z$ -Profil, b)  $x$ - $z$ -Profil und c)  $x$ -Profil (mit Optik inkl. Maske 2:  $l_l = 188 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $n_g = 2,059$ ;  $N = 15$ )

Abb. 6.6 kleiner, da die Maske nur ca. 2 mm breit ist. Daher werden die beleuchteten Abschnitte für  $|x| \geq 1 \text{ mm}$  abgeschattet, wodurch das Profil noch homogener verläuft. Für die  $z$ -Richtung ist der Divergenzwinkel des sich ausbreitenden Laserstrahllichtes zu erkennen. Die Beleuchtung tritt daher am Ende bei  $z \approx 17 \text{ mm}$  nicht mehr senkrecht auf die BL auf. Denn vom absoluten Maximum aus in positive  $z$ -Richtung gesehen, sind die Übergänge von dunkel nach hell abrupter als die von hell nach dunkel. Vor allem an den letzten Dunkel-/Hellübergängen entsteht so hohe Dämpfung. Vom absoluten Maximum in negativer  $z$ -Richtung betrachtet, gilt dieses analog. Aus dem Vergleich zwischen Abb. 6.9 und Abb. 6.8 folgt, dass bei der größeren beleuchteten Fläche vor allem die ersten und die letzten Filterstufen mit einer deutlich niedrigeren optischen Leistungsdichte angeregt werden. Daher sollten diese ersten und letzten drei bis vier Filterstufen für den Betrieb eines Filters besser abgedeckt werden. Ebenso sollte bei der Nutzung der kleineren Beleuchtungsfläche die erste und letzte Stufe abgedeckt werden.

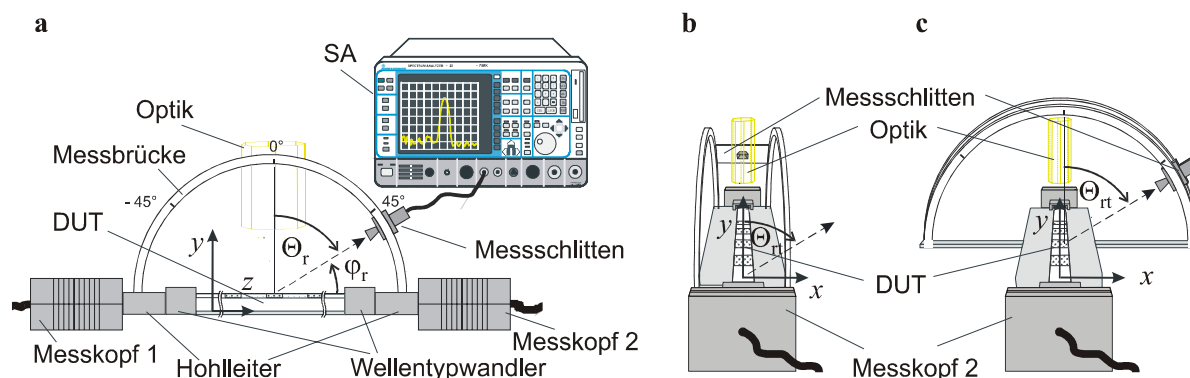
Die Leistungsdichteprofile für die gelaserten und die geätzten Masken entsprechen einander. Ebenso können aus den Profilen für die Masken mit  $n_g \approx 0$  bzw.  $l_l = 455 \text{ }\mu\text{m}$  keine neuen Erkenntnisse gewonnen werden. Die oben getroffenen Feststellungen gelten bei ihnen analog, weshalb auf eine Darstellung verzichtet wurde.

### 6.3 Messaufbau zur Ermittlung der Abstrahlung

Messungen an strahlformenden Antennen (engl.: beamsteering bzw. beamforming antennas), die z. B. auf optisch induzierten Gittern basieren, finden sich beispielsweise in [26], [27], [123], [144] oder [145]. Zur Erfassung der Abstrahlung, d. h. der Strahlungsdiagramme  $C_E(\Theta_{rq}, \Theta_{rtq})$  für verschiedene Winkel  $\Theta_{rq}$  bzw.  $\Theta_{rtq}$  und Frequenzen  $f$ , wurde in der



vorliegenden Arbeit eine mechanische Messbrücke mit 20 cm Radius nach Abb. 6.10 eingesetzt (vgl. [115]), da dieser Abstand zur Detektion des Fernfeldes ausreicht, vgl. Kap. 4. Messungen des Feldes in einer Entfernung von 50 cm vom DUT bestätigten dieses.



**Abb. 6.10:** Prinzip des Abstrahlungsmessplatzes: Messbrücke, SA und Vorsatzmischer zur Messung von  $C_E(\Theta_{rq})$  mit  $\Phi_{rtq} = 0^\circ$  in der  $y$ - $z$ -Ebene **a** in der Seitenansicht und **b** in der Ansicht von vorne sowie **c** zur Messung von  $C_E(\Theta_{rtq})$  mit  $\Phi_{rq} = 0^\circ$  in der  $x$ - $y$ -Ebene

Bei der Abstrahlungsmessung speiste nach wie vor der NWA über einen Hohlleiter die BL, auch der Ausgang der BL war wieder über einen Hohlleiter mit dem zweiten Messkopf des NWA verknüpft, siehe Abb. 6.4. Eine von der BL ausgehende Abstrahlung nahm das Horn eines Vorsatzmischer (*Rohde & Schwarz FSZ 110*) auf, wobei Horn und Vorsatzmischer auf einem Messschlitten in der Messbrücke saßen. Das vom Mischer detektierte Signal wurde dem Spektrumanalysator (SA) *Rohde & Schwarz FSEK 30* gemäß Abb. 6.10a zugeführt. Der in den Messplatz nach Abb. 6.4 integrierte Abstrahlungsmessplatz war wiederum automatisiert per PC steuerbar. Das Horn besitzt einseitig die zur Berechnung der Flächenleistungsdichte wichtigen Abmessungen  $2a = 1$  Zoll und  $b = 3/4$  Zoll. Zur Minimierung der Beeinflussung des DUT durch die Messbrücke erfolgte ihr Aufbau vollständig aus PVC. An den Messköpfen wurde zur Vermeidung von Reflexionen Absorbermaterial verwendet (nicht in Abb. 6.10 dargestellt). Die automatisierte Messung erfolgte im Frequenzbereich, wobei allerdings die Messungen mittels Zero-Span-Betrieb im Zeitbereich überprüft wurden.

Lag die zu vermessende Längsachse der BL - wie in Abb. 6.10 a und b dargestellt - in Richtung der Messbrücke, so waren mit dem auf dem Messschlitten angebrachten Vorsatzmischer in der  $y$ - $z$ -Ebene Pegel der elektrischen Feldstärke detektierbar. Auf Grund des Anschlusses des Vorsatzmischer und der Gegebenheiten vor Ort konnte  $C_E(\Theta_{rq})$  mit  $\Phi_{rtq} = 0^\circ$  lediglich für  $-75^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$  erfasst werden, wobei senkrecht über der BL  $\Theta_{rq} = 0^\circ$  galt und der Winkel zum zweiten NWA-Messkopf hin ein positives Vorzeichen erhielt. Befand sich die BL mit ihrer Längsachse gemäß Abb. 6.10c quer zur Messbrücke, so war unter dem Winkel  $\Theta_{rtq}$  das transversale Richtdiagramm  $C_E(\Theta_{rtq})$  mit  $\Phi_{rq} = 0^\circ$

in der  $x$ - $y$ -Ebene detektierbar. In den Messebenen konnte durch Drehen des Mischers im Messschlitten um  $90^\circ$  die Erfassung der Abstrahlung sowohl in der Polarisationssebene  $y$ - $z$  als auch in  $x$ - $y$  ermöglicht werden. Für optisch induzierte Filter entstand durch das Einbringen der Optik in einem Bereich von  $-14^\circ < \Theta_{rq,rtq} < 14^\circ$  ein mit dem Messschlitten nicht mehr abtastbarer Bereich. Dieser Bereich wird später in den Richtdiagrammen mit Nullen aufgefüllt.



# Kapitel 7

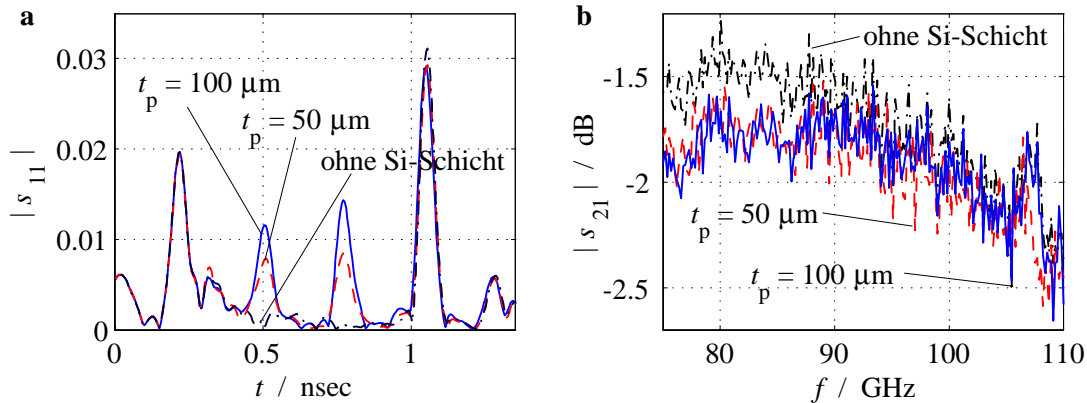
## Messergebnisse

Im praktischen Teil der Arbeit fanden Untersuchungen an zahlreichen verschiedenen BL-Typen statt [131] - [135], deren unterschiedliche Herstellungstechniken im Kapitel 6 angesprochen wurden. Von all diesen BLen finden beispielhaft die Messergebnisse der geschichteten Si-Quarz-BL mit  $50 \mu\text{m}$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  dicker aufgeklebter oder aufgelegter Si-Schicht Berücksichtigung. Die Wahl ist auf die Si-Quarz-BL gefallen, da diese hinsichtlich der optischen Steuerungsfähigkeit am geeignetsten ist, denn sie ermöglicht eine hohe induzierte Phasenmaßänderung bei gleichzeitig relativ niedrigem induziertem Dämpfungsmaß. Bei den anfänglichen Messungen, in welchen ein Laser im CW-Betrieb zum Einsatz kam, zeigte sich vor allem die entstehende Wärme als Problem. Daher wurde zur weitestgehenden Vermeidung großer Wärme im Weiteren der gepulst betriebene Laser mit einer Pulsbreite von  $400 \mu\text{s}$  bei einer Pulsfrequenz von 25 bis 100 Hz eingesetzt (vgl. Kapitel 6).

### 7.1 Analyse der geschichteten Bildleitung

#### 7.1.1 Analyse der geschichteten Bildleitung ohne optische Anregung

Die Abb. 7.1a zeigt den gemessenen Verlauf des Reflexionsfaktorbetrages  $|s_{11}|$  einer Quarz-BL der Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$  mit der Höhe  $b = 700 \mu\text{m}$  und der Länge 80 mm ohne Si-Schicht bzw. mit aufgelegter unbeleuchteter Si-Schicht der Dicke  $t_p = 50 \mu\text{m}$  und  $t_p = 100 \mu\text{m}$  (Breite  $2a = 900 \mu\text{m}$ ) und Länge 18 mm über der Zeit. Die Messung fand mittels NWA im Frequenzbereich statt (Time-Bandpass-Betrieb des NWA). Zu verschiedenen Zeiten treten Maxima auf. Jedem zeitlichen Auftreten eines Maximums kann über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle der Ort der Reflexion zugeordnet werden. Bei  $t = 0,02 \text{ ns}$  liegt das erste Maximum, welches zum Übergang des NWA-Messkopfs 1 an den Hohlleiter des BL-Wellentypwandlers gehört. Zwischen  $t = 0,2 \text{ ns}$  und  $0,4 \text{ ns}$  finden sich die vom ersten Wellentypwandler verursachten Reflexionen. Für  $t = 0,5 \text{ ns}$  ist der



**Abb. 7.1:** **a** Reflexionsfaktorbetrag  $|s_{11}|$  über der Zeit  $t$  und **b** Betrag der Transmissionsdämpfung  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$  einer Quarz-BL ohne Si-Schicht, mit Si-Schicht mit  $t_p = 50 \mu\text{m}$  bzw.  $t_p = 100 \mu\text{m}$  (aufgelegt, unbeleuchtet)

Anfang der auf der Quarz-BL liegenden Si-Schicht zu erkennen. Hier zeigen sich in Folge der unterschiedlichen Schichtdicken des Si unterschiedlich hohe Werte für  $|s_{11}(t_p)|$ , wobei die dickere Schicht einen größeren Wellenwiderstandssprung verursacht, der wiederum eine größere Reflexion mitbringt. Entsprechend spiegelt die Zeit  $t \approx 0,8 \text{ ns}$  das Ende der Si-Schicht wider. Der Zeitpunkt  $t = 1,1 \text{ ns}$  entspricht dem Übergang zum 2. Wellentypwandler und bei  $t \approx 1,35 \text{ ns}$  liegt der Übergang zum 2. NWA-Messkopf. Aus Abb. 7.1b ist der zugehörige Verlauf des Transmissionskoeffizienten  $|s_{21}|$  über der Frequenz zu entnehmen. Insgesamt treten gemäß Abb. 7.1 auf der optisch steuerbaren Si-Quarz-BL nur kleine Reflexionen auf. Die BL gewährleistet also eine gute Wellenführung mit einer durchschnittlichen Transmissionsdämpfung von weniger als 2 dB. Jedoch ist ein beträchtlicher Feldanteil außerhalb der BL vorhanden, denn durch manuelles Anpressen von Absorbermaterial von oben und der Seite auf die BL sinkt die Transmissionsdämpfung der BL um ca. 20 dB über das gesamte W-Band [141].

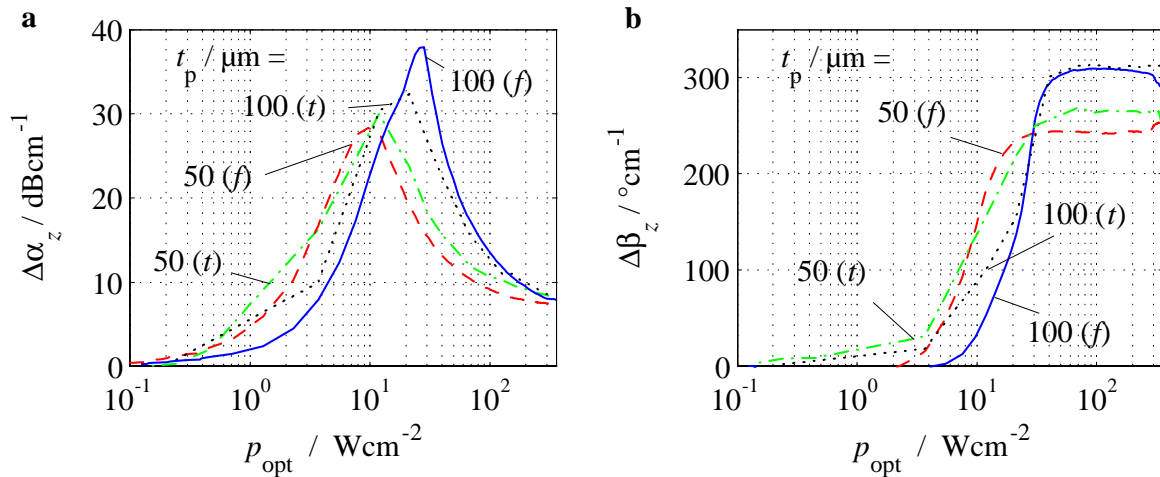
Durch die Gate-Funktion des NWA können die nicht interessierenden Reflexionen der Wellentypwandler in Abb. 7.1 ausgeblendet werden, so dass für die folgenden Untersuchungen lediglich die durch die optische Steuerung entstehenden Reflexionen angezeigt werden. Dazu wird die Startzeit des Gates bei ca. 412 ps und die Stoppzeit bei ungefähr 836 ps festgelegt. In den folgenden Messungen wurde stets die Gate-Funktion des NWA genutzt.

Die Monomodigkeit der BL wurde mit Hilfe eines sogenannten **Modenspektrometers** überprüft. Das Modenspektrometer ist ein Messaufbau, der die Messung des Verlaufes des  $\vec{E}$ -Feldes entlang der BL ermöglicht. Mit Hilfe eines Algorithmus können Rückschlüsse auf die auf der BL ausbreitungsfähigen Wellenmoden gemacht werden. Die Messung erfolgt dabei über eine  $\vec{E}$ -Feldsonde, welche über eine Verfahr-Einheit automatisiert das Feld entlang der Bildleitung abtastet [146]. Aus dem so aufgenommenen Feldverlauf über der

BL findet sich mit der Fourier-Transformation das Phasenmaß und daraus das Dispersionsdiagramm der BL.

### 7.1.2 Analyse der geschichteten Bildleitung mit optischer Anregung

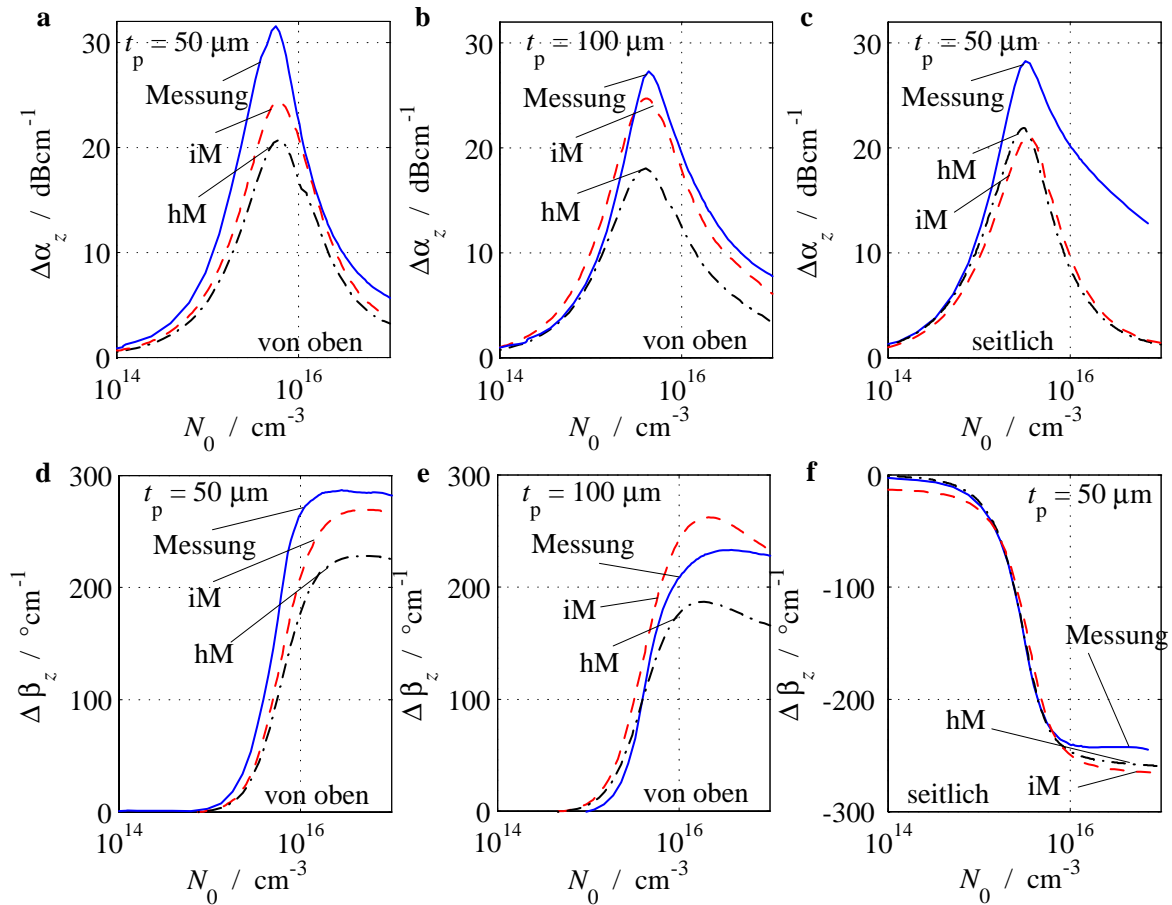
Zunächst sollen das **Zeitbereichs-** und das **Frequenzbereichsmessverfahren** nach Kapitel 6 miteinander **verglichen** werden. Die Abb. 7.2 zeigt den Verlauf der a Dämpfungsmaßänderung bzw. b Phasenmaßänderung über der optischen Leistungsdichte für das Zeitbereichs- ( $t$ ) sowie Frequenzbereichsverfahren ( $f$ ) bei  $f = 94$  GHz (Pulsfrequenz 100 Hz) mit  $t_p = 50$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  als Parameter. Bis auf leichte Abweichungen stimmen die



**Abb. 7.2:** Messergebnisse (Zeitbereichs- ( $t$ ) bzw. Frequenzbereichsverfahren ( $f$ )): **a** Dämpfungsmaßänderung  $\Delta\alpha_z$  und **b** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  über der optischen Leistungsdichte  $p_{\text{opt}}$ , Parameter  $t_p$

Kurvenverläufe, die durch die beiden verschiedenen Verfahren gemessen wurden, überein. Daher wird im Weiteren wegen seiner Praktikabilität das Messverfahren im Frequenzbereich genutzt.

Als nächstes sollen die theoretisch ermittelten Ergebnisse des **homogenen** (hM) und des **inhomogenen Modells** (iM) mit den **Messergebnissen verglichen** werden. Dazu stellt die Abb. 7.3a bis c den Verlauf des Dämpfungs- und die Abb. 7.3d bis f den des Phasenmaßes über der Trägerdichte  $N_0$  dar. Hierbei steht die Abb. 7.3a, b, d und e für eine Beleuchtung von oben sowie die Abb. 7.3c und f für eine seitliche Beleuchtung. Im Kapitel 2 zeigt die Abb. 2.8 den Verlauf der Trägerdichte  $N_v = \text{konst}$  für das homogene bzw.  $N_v(y)$  für das inhomogene Modell, wobei die obere Si-Seite die polierte ist. Obwohl hier  $t_p < L_a$  gilt, variiert die Plasmadichte  $N_v(b - y)$  dennoch über eine Zehnerpotenz innerhalb der Si-Schicht. Die Messungen wurden mit einer Beleuchtungsfläche von  $(3 \times 8)$



**Abb. 7.3:** Vergleich der Theorie- (homogenes Modell (hM) und inhomogenes Modell (iM)) und Messergebnisse: **a** bis **c** Dämpfungsmaßänderung  $\Delta\alpha_z$  und **d** bis **f** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  über der Ladungsträgerdichte  $N_0$  für die Beleuchtung von oben bzw. von der Seite

mm<sup>2</sup> bei einer maximalen Flächenleistungsdichte von 354 W/cm<sup>2</sup>, Pulsfrequenz von 25 Hz und Betriebsfrequenz von 94 GHz durchgeführt. Den **Einfluss der Si-Schichtdicke** verdeutlichen die Abb. 7.3a, c, d und f für  $t_p = 50 \mu\text{m}$  sowie 7.3b und e für  $t_p = 100 \mu\text{m}$ . Die theoretisch bestimmten Werte der photoinduzierten Dämpfungs- und Phasenänderung stimmen gut mit den experimentell ermittelten Werten überein. Für die Beleuchtung von oben bildet die auf dem inhomogenen Modell basierende, genauere Analyse die Realität besser ab als die mit dem einfacheren, homogenen Modell erfolgte Untersuchung. Für  $t_p = 100 \mu\text{m}$  liegen die Werte des hM weiter von den Messwerten weg als für  $t_p = 50 \mu\text{m}$ . Denn bei dickeren Si-Schichten wirkt sich die Inhomogenität in  $y$ -Richtung im Plasmaverlauf stärker aus, vgl. Abb. 5.5. Bei der dünneren Plasmaschicht verfügen die theoretischen wie auch die experimentellen Werte über höhere Dämpfungsmaßmaxima als bei der dickeren Schicht. Dieses Verhalten ist nicht durch bestimmte Plasmaschichtdicken begrenzt

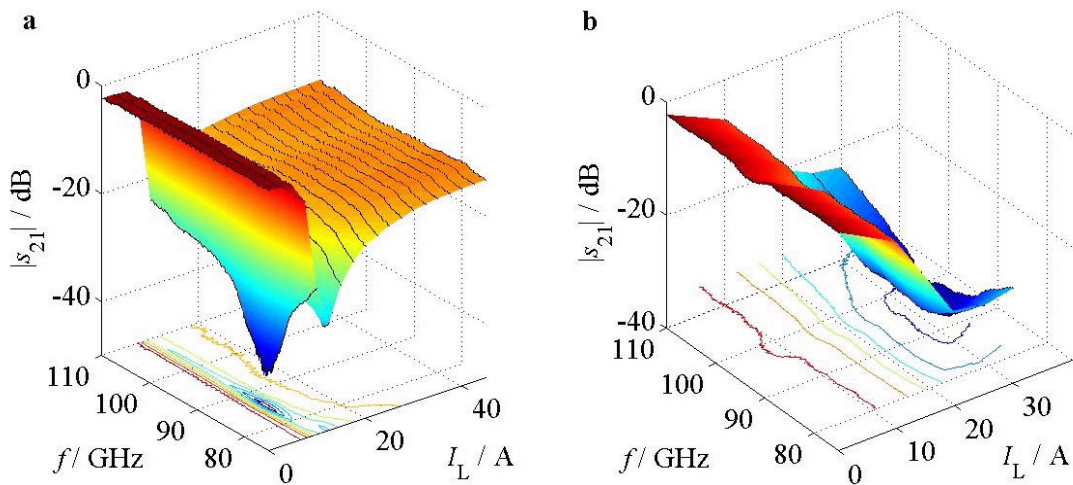
[147]. Gleichermaßen ist mit kleiner werdender Si-Schichtdicke auch die Phasenmaßänderung größer. Die gemessenen Werte liegen wiederum über den simulierten Werten. Dies ist eine Konsequenz der zusätzlichen Inhomogenität in  $x$ -Richtung durch den Einfluss der schmalen Seiten der Si-Schicht, vgl. Kapitel 5. In der Realität äußert sich dies in einem höheren Dämpfungsmaximum. D. h. die Trägerdichte reduziert sich an den schmalen Seiten des Si-Streifens in Folge der deutlich schlechteren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an diesen Sägekanten, was die Dämpfung hier erhöht. Beispielsweise muss nach dem Umdrehen des Si-Plättchens (die unpolierte, gedünnte Seite zeigt dann nach oben) eine dreifach höhere optische Leistungsdichte aufgebracht werden, um ähnliche Ergebnisse wie zuvor zu erreichen. Dies ist eine Bestätigung für die schlechtere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der unpolierten, gedünnten Seite. Abschließend kann gefolgert werden, dass die Si-Quarz-BL mit der dünneren Si-Schicht im optoelektronischen Steuerungsprozess effizienter arbeitet, da  $\Delta\alpha_z$  ab Trägerdichten von  $N_v > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei der dünneren Si-Schicht kleiner ist und gleichzeitig  $\Delta\beta_z$  größer.

Als nächstes erfolgt die Untersuchung der Beleuchtung von der Seite. Die Leistungsdichte ist hier - bedingt durch den Aufbau zur seitlichen Beleuchtung - um einen Korrekturfaktor von ca. 1,47 kleiner [131]. Im Gegensatz zur von oben beleuchteten BL besitzt die seitlich beleuchtete BL im Vergleich mit der unbeleuchteten BL ein niedrigeres Phasenmaß, weil das seitlich auftretende Plasma das elektromagnetische Feld auf der gegenüberliegenden BL-Seite herausschiebt. Die simulativ ermittelten Werte von  $|\Delta\beta_z|$  und  $\Delta\alpha_z$  für das homogene als auch für das inhomogene Modell liegen hier sehr nah beieinander. Dabei bleiben sie für  $\Delta\alpha_z$  unter den gemessenen Werten, was wieder über die Inhomogenität der Plasmaverteilung erklärt werden kann, welche dieses Mal erneut durch den Einfluss der schmalen Si-Seite inhomogen ist, allerdings in  $y$ -Richtung. Denn sie wurde auch nicht bei der Berechnung für die Beleuchtung von der Seite berücksichtigt. Bei seitlicher Beleuchtung wirkt sich die Inhomogenität stärker aus als für die Beleuchtung von oben, da das  $y$ -gerichtete elektrische Feld  $E_y(y)$  seine maximale Feldintensität bei  $y = 0$  besitzt, also an der Stelle, an welcher eine Sägekante des Si mit großer Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit liegt. Daher ist an dieser Stelle auch der Einfluss auf das Plasma maximal, wodurch die Plasmadichte innerhalb des Si niedriger liegt als im Diffusionsmodell berechnet. Dieses erklärt die größere Abweichung im Dämpfungsverlauf aus den Simulationsergebnissen im Vergleich mit dem der gemessenen Ergebnisse. Auf den Verlauf des Phasenmaßes wirkt sich diese kaum aus; hier stimmen Simulations- und Messdaten relativ gut überein.

Der **Vergleich** der Ergebnisse der **Beleuchtung von oben und von der Seite** spiegelt eine höhere optische Empfindlichkeit für die Beleuchtung von oben wider. Dies ist zum einen eine Folge der größeren beleuchteten Fläche sowie zum anderen eine Folge der verschiedenen beleuchtungsabhängigen transversalen Feldverteilungen. Dabei wird das bei  $x = 0$  liegende Feldmaximum von  $E_y(x)$  bei Beleuchtung von oben stärker durch die An-

regung beeinflusst als bei seitlicher Beleuchtung. Des Weiteren bringt der Aufbau für eine Illumination von der Seite den prinzipiellen Nachteil mit sich, dass die Leitung auch leicht von oben beleuchtet wird. Dies führt zu einer zusätzlichen Induzierung von Ladungsträgern an der Oberseite, was die Dämpfung erhöht [147].

Die Abb. 7.4 zeigt den Betrag des Amplituden-Übertragungsfaktors  $|s_{21}|$  über dem Laserstrom  $I_L$  und über der Frequenz  $f$  für a Beleuchtung von oben bzw. b Beleuchtung von der Seite bei einer Beleuchtungslänge von 17 mm (Pulsfrequenz 100 Hz) und Si-Länge von 18 mm ( $t_p = 50 \mu\text{m}$ ). Wie in a erkennbar, wird das Dämpfungsmaximum, welches



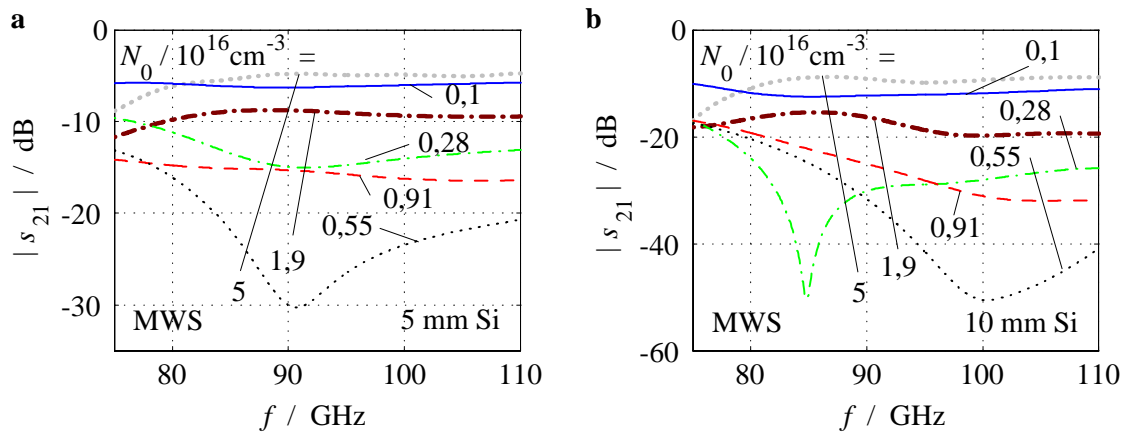
**Abb. 7.4:** Betrag des Amplituden-Übertragungsfaktors  $|s_{21}|$  über dem Laserstrom  $I_L$  und der Frequenz  $f$ : **a** Beleuchtung von oben bzw. **b** Beleuchtung von der Seite

dem **Minimum in der Transmission** entspricht, bei allen Frequenzen bereits bei ca. 11 A durchschritten. Interessanterweise zeigt sich nicht nur - wie erwartet - die Ausprägung eines Minimums in  $I_L$ -Richtung, sondern auch eines in  $f$ -Richtung bei ungefähr 83 GHz. Der dort dargestellte Verlauf von  $|s_{21}(I_L \sim p_{\text{opt}}, f)|$  korreliert bis auf den Einbruch mit den simulierten Ergebnissen. Bei der seitlichen Beleuchtung nach b wird hingegen das Dämpfungsmaximum über dem Strom noch nicht durchschritten. Auch hier prägt sich ein Minimum in  $f$ -Richtung aus, welches allerdings deutlich breitbandiger ist, erst ab ungefähr 25 A auftritt und bei weitem nicht so tief einbricht. Für weiter steigende Ströme läuft  $|s_{21}(I_L)|$  für die Beleuchtung von oben bei ca. -12 dB in die Sättigung, bei seitlicher Beleuchtung ist dieses noch nicht zu erkennen. Offensichtlich eignet sich die Beleuchtung von oben auch im gesamten W-Band besser als die Beleuchtung von der Seite, da hier bereits bei relativ kleinen Strömen das Dämpfungsmaximum resp. das Transmissionsminimum überschritten wird [131], [141], [147].

Ein solcher Einbruch im Transmissionsverlauf ist in den entsprechenden, mit MatLab erzeugten Simulationen gemäß Abb. 9.5c, die  $|s_{21}|$  als Funktion der Trägerdichte  $N_0$  (gleich  $N_v$  beim homogenen Modell) und Frequenz  $f$  darstellt, nicht zu finden. Zu diesem Ver-

gleich verknüpft die Abb. 9.3 die Größen  $N_v$ ,  $I_L$  und  $p_{\text{opt}}$  miteinander. Hierzu kann dem Laserstrom  $I_L$  über eine Messung der zugehörigen optischen Leistung eine optische Flächenleistungsdichte  $p_{\text{opt}}$  auf der Oberfläche zugeordnet werden. Unter Ausnutzung der Gl.'en 2.11b und 2.14 ist dann mit dieser optischen Leistungsdichte die zugehörige Ladungsträgerdichte bestimmbar. Die Abb. 9.5 zeigt nun vergleichend die Messergebnisse (2a = 900  $\mu\text{m}$ , b = 700  $\mu\text{m}$ ,  $L_{\text{Quarz}}$  = 60 mm,  $L_{\text{Si}}$  = 5,25 mm,  $f_{\text{Puls}}$  = 25 Hz) für a  $\Delta\alpha_z$  und b  $\Delta\beta_z$  über  $p_{\text{opt}}$  bzw.  $f$  sowie die dazugehörigen Simulationsergebnisse für c  $\Delta\alpha_z$  und d  $\Delta\beta_z$  über  $N_v$  und  $f$  für eine Si-Quarz-BL mit aufliegender Si-Schicht bei Beleuchtung von oben [131], [147]. Bis auf den Einbruch im Verlauf von  $\Delta\alpha_z$  stimmen sowohl die Phasenmaß- als auch die Dämpfungsmaßänderung sehr gut überein.

Weitere Untersuchungen mit verschiedenen Si-Schichtlängen und Si-Schichtbreiten zeigen, dass die Frequenzabhängigkeit des Transmissionseinbruchs nach Abb. 7.4 stark von der Si-Länge und auch von der Si-Breite abhängt. Dabei führt eine kürzere Länge zu einem tieferen Einschnitt, der gleichzeitig viel schmalbandiger ist. Hingegen sorgt eine im Vergleich zu der BL sehr breite Si-Schicht von ca. 4 mm fast zu einem Verschwinden des Transmissionsminimums in der  $I_L$ - $f$ -Ebene. Für das Zustandekommen gibt es mehrere Möglichkeiten: Der Einbruch könnte aus Reflexionen, Absorptionen oder Abstrahlungen rühren. Eine Messung des Reflexionsverhaltens  $|s_{11}(I_L, f)|$  zeigt kein Maximum, welches mit dem Einbruch bei  $|s_{21}(I_L, f)|$  korreliert. Um das Absorptionsverhalten zu analysieren, bietet sich das Simulations-Programm MWS an, da es das Drude-Modell beinhaltet. Die Abb. 7.5 stellt den mit dem Programm MWS ermittelten Verlauf von  $|s_{21}|$  über  $f$  mit  $N_0 \sim I_L$  als Parameter dar. In Abb. 7.5a beträgt die BL-Länge 11 mm und die Länge der aufliegenden Si-Schicht 5 mm ( $t_p = 50 \mu\text{m}$ ).



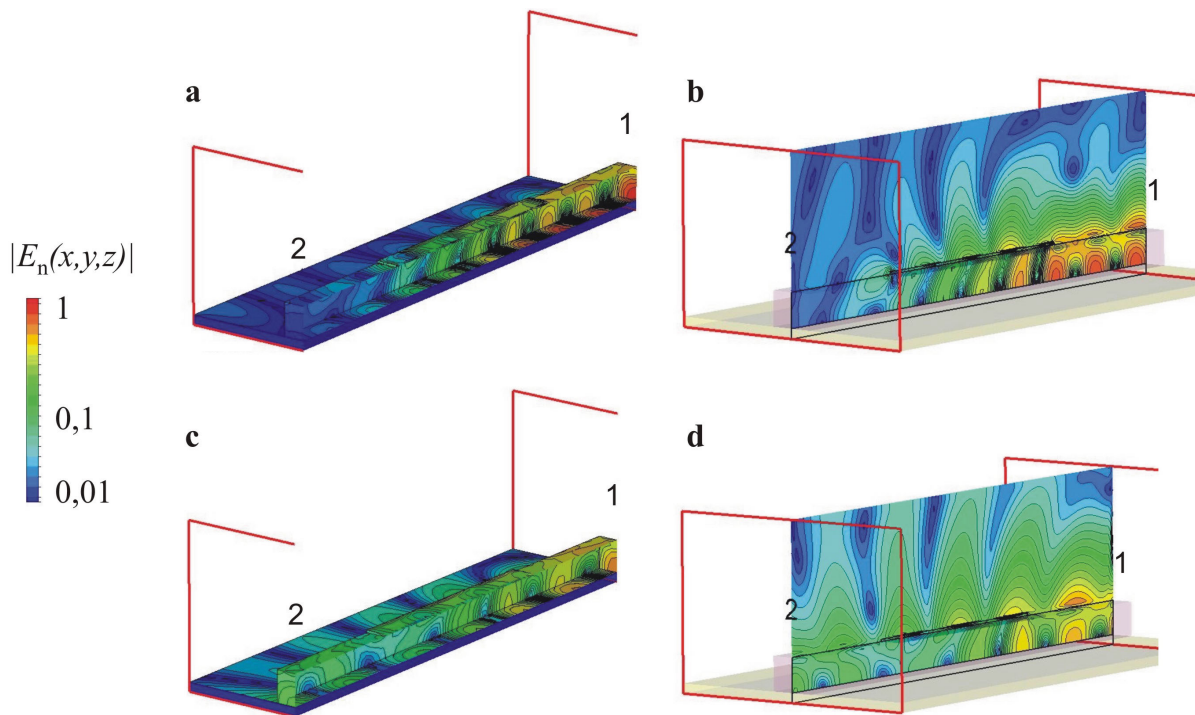
**Abb. 7.5:** MWS-Simulation des Betrages der Transmissionsdämpfung  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$  mit  $N_0$  als Parameter: **a** BL-Länge 11 mm, Si-Länge 5 mm und **b** BL-Länge 16 mm, Si-Länge 10 mm

Hingegen beträgt in Abb. 7.5b die Länge der BL 16 mm und der aufliegenden Si-Schicht



10 mm, bei gleichbleibender Dicke. In Übereinstimmung mit der Messung bestätigt sich die Längenabhängigkeit der Si-Schicht und auch die Abhängigkeit von der Trägerdichte bezüglich Tiefe und Bandbreite des Einbruchs von  $|s_{21}(I_L, f)|$ , vgl. [131].

Die Abb. 7.6 zeigt anhand des Betrages der auf das Maximum normierten Feldstärke  $|E_n(x, y, z)|$ , wie das Feld in der BL (Abmessungen wie zuvor) absorbiert wird. Dieses ist beispielhaft in a und b für  $f = 89,7$  GHz dargestellt (Programm MWS,  $N_v = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ).



**Abb. 7.6:** Simulierte Darstellung des Betrages der normierten elektrischen Feldstärke  $|E_n(x, y, z)|$  der BL: **a** und **b** für  $f = 89,7$  GHz sowie **c** und **d** für  $f = 75$  GHz

Die BL-Länge beträgt wieder 11 mm, die Si-Stücklänge 5 mm, die Dicke  $50 \mu\text{m}$ . In c und d erfolgt die entsprechende Darstellung bei  $f = 75$  GHz. Die Abb. a und c zeigen die Felder auf den Oberflächen der BL, während b und d die Felder in der Schnittebene  $x = 0$  aufzeigen. Bei 75 GHz passiert von Tor 1 zu Tor 2 wesentlich mehr Leistung die BL als bei  $f = 89,7$  GHz, was sehr deutlich den Einbruch in der Transmission widerspiegelt. Somit stellt sich als Grund für den in der Messung festgestellten Einbruch des Transmissionsfaktorbetrages eine frequenz- und stromabhängige **Absorption im Plasma** heraus.

Auch die **Pulswiederholfrequenz**  $f_{\text{Puls}}$  **beeinflusst** bei einem bestimmten Puls-Pause-Verhältnis die Messergebnisse. Bei steigendem  $f_{\text{Puls}}$  ändert sich bis ca. 50 Hz nichts. Mit einer weiteren Erhöhung von  $f_{\text{Puls}}$  setzen thermische Effekte ein, die sich durch eine leicht höhere Dämpfung im oberen Leistungsdichtebereich bemerkbar machen. Diese thermi-



schen Effekte lassen sich mit Hilfe der Zeitbereichsmessung verifizieren. Denn bei Betrachtung der Dämpfungs- und Phasenänderung beim ersten Laserimpuls ist zu erkennen, dass für die beiden Pulswiederhol frequenzen  $f_{\text{Puls}} = 25$  bzw.  $100$  Hz die jeweiligen Kurvenverläufe exakt gleich sind. Beim ersten Impuls ist das Material noch nicht erwärmt. Hingegen zeigt eine Aufnahme im thermisch eingeschwungenen Zustand des Messsystems Unterschiede in der Dämpfungsänderung: Die Dämpfung nimmt bei maximaler Leistungsdichte ( $124$  W auf  $(3 \times 8)$  mm<sup>2</sup>) im eingeschwungenen Zustand um ca.  $20\%$  ( $t_p = 50$  μm) zu [131].

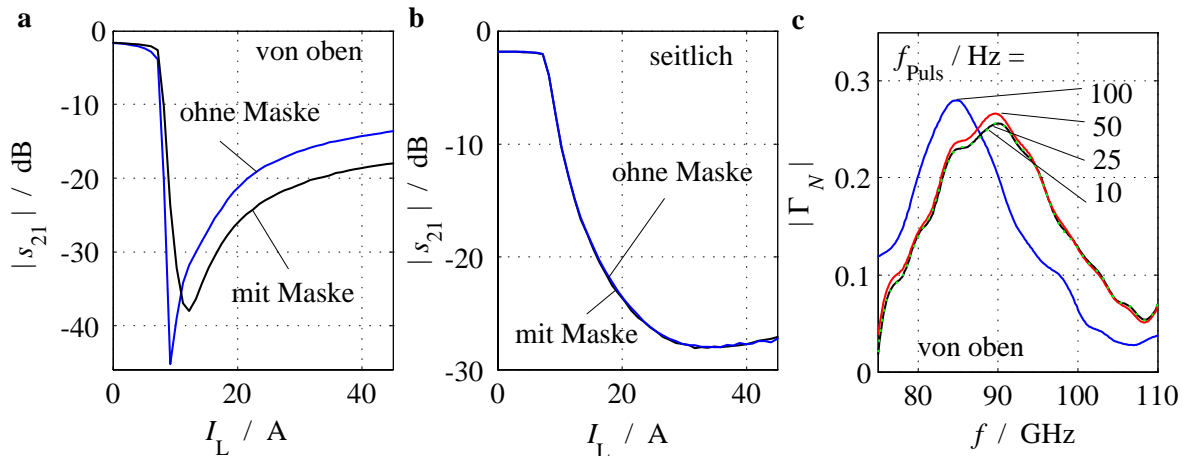
Die Abb. 7.4 zeigt bei maximalem Strom, dass die Transmissionsdämpfung immer noch  $-12$  dB beträgt, bei einer Si-Länge von ca.  $18$  mm und einer Beleuchtungslänge von  $17$  mm. Dies kennzeichnet den starken Einfluss der longitudinalen Diffusion in die unbeleuchtete Zone. Dieses führt dort zu deutlich niedrigeren Ladungsträgerdichten, die wiederum zu einer sehr hohen Dämpfung führen können, was die Transmission um bis zu  $50\%$  verschlechtern kann [131]. Daher sollte die Beleuchtungslänge stets die Si-Streifenlänge übertreffen.

Bei einer starken optischen Anregung bleibt die Dämpfung in einer breiten Si-Schicht unter der Dämpfung in einer schmalen Si-Schicht zurück. Jedoch ist die Phasenmaßänderung geringer, so dass  $\Delta\beta_z/\Delta\alpha_z$  nahezu konstant ist. Wie schon bei der Beleuchtungslänge, so sollte auch die Beleuchtungsbreite immer die Breite der Si-Schicht übertreffen [131].

## 7.2 Analyse der optisch induzierten Filter

Nach der messtechnischen Analyse der BL-Eigenschaften und dem Vergleich dieser mit den Simulationsergebnissen werden als nächstes die Filtereigenschaften messtechnisch untersucht und mit der Theorie verglichen.

Auch beim gepulst angeregten Filter bildet die geschichtete Si-Quarz-BL mit Si der Dicke  $t_p = 50$  μm und Länge  $18$  mm die Grundlage. Zunächst soll gemäß Abb. 7.7 der **Einfluss der Maske** gezeigt werden. Dazu stellt die Abb. 7.7a den Verlauf der Transmissionsdämpfung  $|s_{21}|$  über dem Laserstrom  $I_L$  bei  $95$  GHz für die Beleuchtung von oben und - der Vollständigkeit halber - die Abb. 7.7b für seitliche Beleuchtung dar. Die von der Optik beleuchtete Fläche beträgt  $(3 \times 17)$  mm<sup>2</sup>. Die Verläufe von  $|s_{21}(I_L)|$  bei Beleuchtung von oben besitzen mit und ohne Maske eine ähnliche Charakteristik (hier wurde die Maske 6 verwendet). Allerdings fällt sie ohne Maske (in der Optik) steiler ab, was ein früheres Durchschreiten des Transmissionsminimums bei  $9$  A erlaubt, da die Maske mit ihren Dunkelzonen die auf der Oberfläche eintreffende optische Leistung verkleinert und Ladungsträger in die Dunkelzonen diffundieren können, was dort zu einer bestimmten, im Vergleich zur Hellzone kleineren Trägerdichte führt. Daher wird das Minimum erst bei einem ungefähr  $3$  A größeren Strom durchlaufen. Nach Durchschreiten des Minimums steigt die Kurve, die mit eingebrachter Maske gemessen wurde, aus den gleichen Gründen

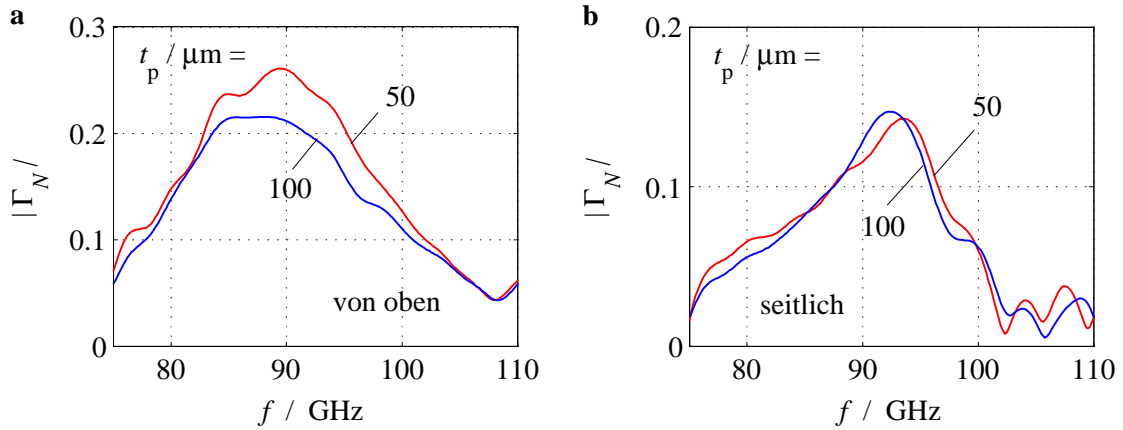


**Abb. 7.7:** Messergebnisse des Betrages der Transmissionsdämpfung  $|s_{21}|$  über dem Laserstrom  $I_L$  ( $f = 95$  GHz, Beleuchtungsfläche  $(3 \times 17)$  mm<sup>2</sup>): **a** Beleuchtung von oben, **b** seitliche Beleuchtung, jeweils mit und ohne Maske sowie **c** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Frequenz  $f$  mit  $f_{\text{Puls}}$  als Parameter

auch flacher an. Wegen der Diffusion in die Dunkelzonen stellt sich mit weiter steigendem Strom eine höhere Dämpfung ein, wodurch  $|s_{21}(I_L)|$  auf einem niedrigeren Wert verbleibt. Für die Beleuchtung von der Seite mit und ohne Maske ist der Verlauf von  $|s_{21}|$  über  $I_L$  in Abb. 7.7b dargestellt. Das Einbringen der Maske verändert das Aussehen der Kurve fast überhaupt nicht, da die Ladungsträgerdichte insgesamt noch zu niedrig ist.

Die Abb. 7.7c zeigt den Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Frequenz  $f$  unter dem **Einfluss der Pulswiederholfrequenz** ( $f_{\text{Puls}} = 10, 25, 50$  bzw.  $100$  Hz). Wie durch die Messungen der Eigenschaften der BL erwartet, geht die Pulswiederholfrequenz beim Filter (mit der Maske 2) in gleicher Weise ein. Bei steigendem  $f_{\text{Puls}}$  ändert sich erneut bis  $50$  Hz nichts. Mit einer weiteren Erhöhung von  $f_{\text{Puls}}$  setzen auch beim Filter z. B. für  $f_{\text{Puls}} = 100$  Hz thermische Effekte ein, die in einer leichten Verschiebung der Filterkurve hin zu kleineren Frequenzen resultieren, weil sich sowohl das Phasen- als auch das Dämpfungsmaß verändert, was die Braggfrequenz verschiebt. Offensichtlich wird durch die Wärmebeeinflussung  $\Lambda_{\text{el}}$  größer und somit  $f_B$  kleiner, d. h. das Phasen- und/oder das Dämpfungsmaß müssen/muss ebenfalls größer werden.

Auch hier ist der **Einfluss der Si-Schichtdicke** zu untersuchen. Die Abb. 7.8 stellt die Filterkurven  $|\Gamma_N|$  für die verschiedenen Si-Schichtdicken  $t_p = 50$  bzw.  $100$   $\mu\text{m}$  über  $f$  dar, wobei in a von oben und in b von der Seite beleuchtet wurde, jeweils bei  $I_L = 45$  A. Bei der Beleuchtung von oben erweist sich analog zur Leitungsuntersuchung die dünnere Schicht als geeigneter, denn  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  liegt hier ca.  $5\%$  höher. Dagegen wirkt sich bei der seitlichen Beleuchtung die Schichtdicke des Si kaum aus. Die dickere Schicht sorgt hier für ein leicht höheres  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$ . Dies folgt aus dem Verlauf von  $|s_{21}(I_L)|$  nach Abb. 7.7b, denn das Transmissionsminimum wird gerade beim größten Strom überschritten, wobei



**Abb. 7.8:** Gemessener Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Frequenz  $f$ , Parameter  $t_p$ : Beleuchtung **a** von oben und **b** seitlich, ( $N = 15$ )

das Dämpfungsmaßmaximum für die dickere Si-Schicht via  $t_p \cdot N_0 \approx konst$  bereits bei einer um den Faktor zwei kleineren Ladungsträgerdichte erreicht wird, vgl. Abb. 7.3.

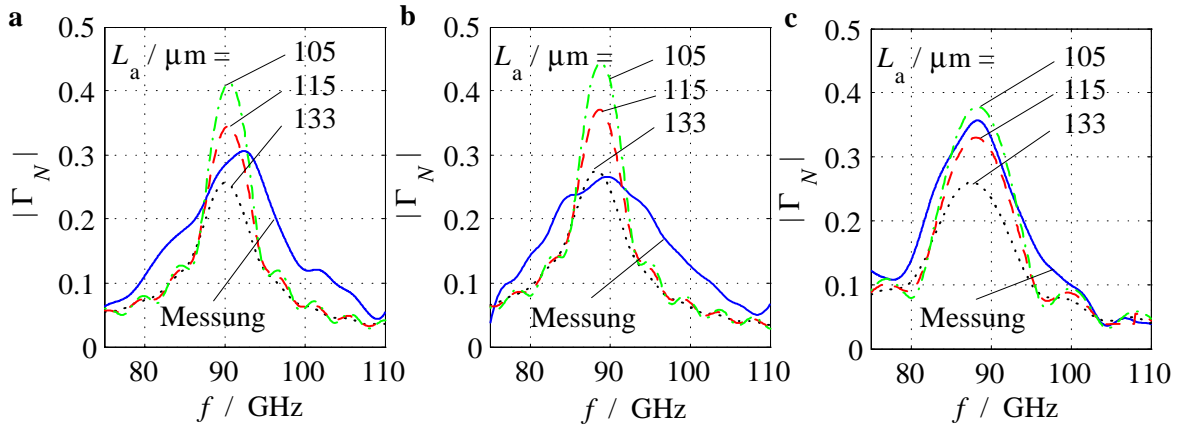
Aus dem Vergleich der Verläufe von  $|\Gamma_N(f)|$  nach Abb. 7.8a und b sowie der Verläufe von  $|s_{21}(I_L)|$  gemäß Abb. 7.7a und b ist auch für die Filter die **bessere Eignung der Beleuchtung von oben** hinsichtlich der optoelektronischen Steuerungseffizienz festzustellen, da diese zu höheren maximalen Reflexionsfaktorbeträgen führt.

Die Leistungsdichte  $p_{opt}$  auf der BL-Oberfläche kann auf zwei unterschiedliche Arten verändert werden. Einerseits ist es möglich, bei einem bestimmten, konstanten Laserstrom  $I_L$  die durch die Optik projizierte Abbildungsgröße zu verändern. Andererseits ist eine Veränderung von  $p_{opt}$  bei gleich bleibender Beleuchtungsfläche über die Variation der optischen Laserleistung - sprich über den Laserstrom - erreichbar. Hier wurde zunächst die optische Leistung des Laser auf ca. 120 W ( $I_L = 45$  A,  $f_{Puls} = 25$  Hz) konstant gehalten und die Größe der beleuchteten Fläche verändert. Diese Analyse mit verschiedenen Leistungsdichten erfolgt zur Bestätigung der Existenz der optimalen Trägerdichte. Des Weiteren soll auch gezeigt werden, dass sich bei unterschiedlichen  $l_l/\Lambda$  unter der Voraussetzung  $\Lambda = konst$  verschiedene  $N_{opt}$  einstellen.

### 7.2.1 Niedrigere optische Leistungsdichte

Die über die Optik eingestellte, beleuchtete Fläche beträgt für die Messungen ca.  $(3 \times 17)$  mm<sup>2</sup>, vgl. Abb. 6.7. Die Optik leuchtet damit alle 15 Filterstufen der Masken aus und bildet das gesamte 15-stufige Filter auf der BL-Oberfläche ab. Damit ergibt sich in den Hellzonen eine optische Leistungsdichte von  $p_{opt} \approx 235$  W/cm<sup>2</sup>.

**Optisch induziertes Filter mit kleinerem  $l_l/\Lambda$ :** Die Abb. 7.9 stellt die gemessenen und simulierten (Parameter  $L_a$ ) Verläufe von  $|\Gamma_N|$  über  $f$  für verschiedene Masken dar: a gelaserte Maske 3 ( $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2,36 \Rightarrow \Lambda = 1102 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ ), b gelaserte Maske 2 ( $l_l = 188 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2,059 \Rightarrow \Lambda = 1150 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ ) sowie c geätzte Maske 1 ( $l_l = 220 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 1,743 \Rightarrow \Lambda = 1207 \mu\text{m}$ ,  $N = 8$ ), vgl. Abb. 9.4 und [141]. Das geätzte



**Abb. 7.9:** Vergleich des Gitterreflexionsfaktorwertes  $|\Gamma_N|$  über der Frequenz  $f$  aus Messung bzw. Simulation (Parameter  $L_a$ ) für Filter mit den Zielgrößen  $l_l \approx 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 2,3$ : a gelaserte Maske 3, b gelaserte Maske 2 und c geätzte Maske 1

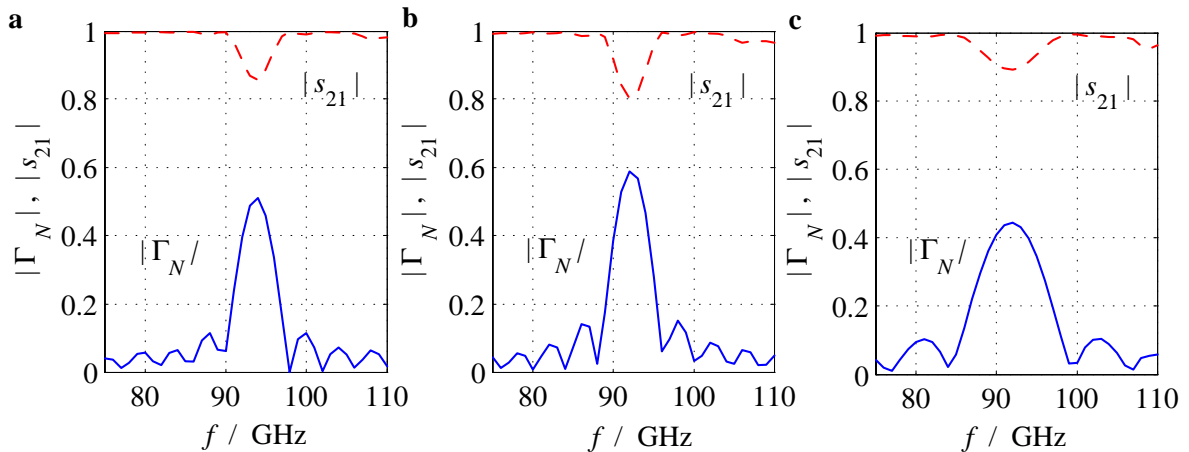
Filter mit  $N = 8$  sorgt mit einem Maximum des Reflexionsfaktorwertes von 36 % bei einer Bandbreite von 9 GHz auf der Braggfrequenz von 88,3 GHz für ein  $RSP$  von 3,53. Aus den Kurven der Bilder 7.9 gehen deutlich die Fertigungstoleranzen der Masken hervor. Im Vergleich zu den simulierten Ergebnissen weisen die gemessenen Verläufe von  $|\Gamma_N(f)|$  Rippel auf. Dies ist ein Zeichen für die unterschiedlichen Periodenlängen  $\Lambda$ , welche aus voneinander abweichenden Längen  $l_l$  bzw.  $l_d$  in den einzelnen Filterstufen als Folge der Fertigungstoleranzen rühren. Die Auswirkung der unterschiedlichen Längen lässt sich aus Gl. (2.51) ablesen: Jede minimal abweichende Gitterperioden- bzw. Hellzonen- oder Dunkelzonenlänge bringt eine leicht verschobene Braggfrequenz für jede Teilreflexion mit sich. Dadurch ergibt sich in der Messung zwangsläufig ein breiterer Kurvenverlauf  $|\Gamma_N(f)|$  mit Rippel als in der Simulation, in der alle Gitterstufen exakt gleich lang sind. Aus diesem Grund muss auch das gemessene Maximum von  $|\Gamma_N(f)|$  niedriger liegen als das simulierte. Die Kurve in Abb. 7.9b ist breiter als die in a, d. h. die konstruktive Interferenz aller Stufen ist schlechter, so dass das Maximum niedriger bleibt. In Abb. 7.9c findet sich der Verlauf von  $|\Gamma_N(f)|$  für die geätzte Maske 1 mit nur  $N = 8$ . Obwohl die Gitterstufenzahl kleiner ist als bei den gelaserten Masken, verfügt dieses Filter über einen höheren Reflexionsfaktorwert im Maximum. Gleichzeitig ist sie aber auch schmaler und steiler, was für kleinere Abweichungen der Hell- und Dunkelzonenlängen untereinander spricht. Eigentlich sollte eine größere Stufenzahl zu einem höheren Reflexionsfaktorwert führen,

was hier nicht der Fall ist. Offensichtlich führt hier die geätzte Maske mit weniger Stufen zu höherem  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  mit kleinerem Rippel bei gleichzeitig kleinerer Bandbreite, woraus zu folgern ist, dass sich die geätzte Maske zur optischen Steuerung besser eignet als die gelaserten Masken.

Des Weiteren findet sich eine Erklärung bei Betrachtung der optischen Leistungsdichteprofile für  $N = 15$  bzw.  $N = 8$  nach Abb. 6.8 bzw. Abb. 6.9. Obwohl diese beiden Profile für unterschiedliche Leistungsdichten aufgenommen wurden, spiegeln sie die Homogenität der Optik wider. Die Optik liefert für  $N = 8$  ein homogeneres Profil als für  $N = 15$ . Beim Profil mit  $N = 15$  liegt bei den ersten und letzten Filterstufen eine bis zu 10-fach niedrigere Leistungsdichte vor als bei den mittleren Stufen, was eine höhere Gesamtdämpfung auf der BL ergibt, vgl. Abb. 5.15h. Daher liefert die Maske mit  $N = 8$  bezüglich der optoelektronischen Steuerung bessere Ergebnisse.

Über die in der Abb. 7.9a bis c dargestellten Messergebnisse besteht nun die Möglichkeit, durch den Vergleich der Simulationen und Messungen die effektive Diffusionslänge  $L_{a,\text{eff}}$  für das Filtermodell mit homogenem Plasma abzuschätzen. Sie wird hier daher mit 100 bis 110  $\mu\text{m}$  ermittelt. Ebenso lässt sich über die Abb. 7.9a bis c die Auswirkung der größer werdenden Periodenlänge  $\Lambda$  beurteilen, die sich gemäß Gl. (2.51) via  $\Lambda \sim \Lambda_{\text{el}}$  über die sinkende Braggfrequenz äußert.

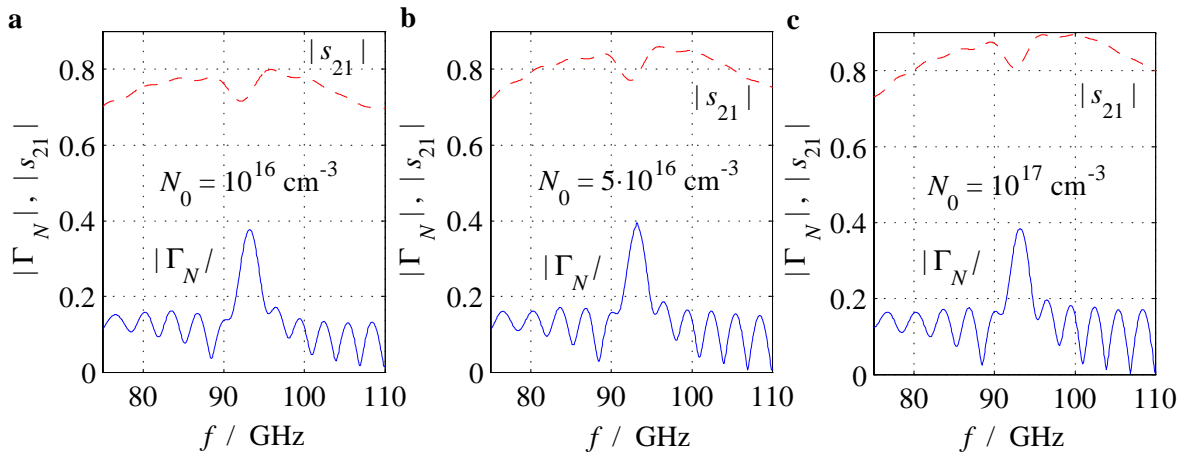
Zur Überprüfung der Messergebnisse und der Simulationen soll abschließend ein Vergleich mit den Programmen HFSS und MWS erfolgen. Die Abb. 7.10 zeigt HFSS-Simulationen des Reflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N|$  und des Transmissionsfaktorbetrages  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$  für verschiedene Filter: a  $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 938 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ , b  $l_l = 188 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 940 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$  und c  $l_l = 220 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 910 \mu\text{m}$ ,  $N = 8$  [148]. Für die BL mit



**Abb. 7.10:** HFSS-Filter-Simulationen des Gitterreflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N|$  bzw. des Transmissionsfaktorbetrages  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$ : a  $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 938 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$ , b  $l_l = 188 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 940 \mu\text{m}$ ,  $N = 15$  und c  $l_l = 220 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 910 \mu\text{m}$ ,  $N = 8$

optischer Anregung und Plasmaschicht muss in HFSS allerdings ein geeignetes Modell zur Berücksichtigung der Plasmaschicht geschaffen werden. Die Simulation der Plasmaschicht muss hier durch eine metallische Schicht erfolgen. Die realitätsnahe Möglichkeit der Simulation des Drude-Modells (vgl. Kap. 2), und damit der Plasmaschicht, ist in der hier verwendeten Version nicht gegeben. Aber für sehr hohe Ladungsträgerdichten ist die Nachbildung der Plasmaschicht durch eine Metallschicht zulässig, da sich die hoch-induzierte Plasmaschicht quasimetallisch verhält [126], [127], [148]. Zwischen Abb. 7.9 und Abb. 7.10 sind die Übereinstimmungen der Verläufe von  $|\Gamma_N(f)|$  deutlich zu erkennen. Allerdings liegen die Maxima der HFSS-Simulationen höher, da dieses Modell mit den metallischen Gitterstrukturen kaum verlustbehaftet ist. Dieses spiegelt sich in den hohen Werten von  $|s_{21}(f)|$  wider, die lediglich im Bereich der Braggfrequenz stärker von eins abweichen. Genauso ist das theoretisch erwartete kleinere Maximum mit der breiteren Filterkurve beim Filter mit  $N = 8$  im Vergleich zu denen bei  $N = 15$  abzulesen.

Die Abb. 7.11 stellt den mit dem Programm MWS simulierte Verlauf des Reflexionsfaktorbetrages und des Transmissionsfaktorbetrages über der Frequenz für ein Filter mit  $l_l = 198 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 952 \mu\text{m}$  bei  $N = 15$  mit der Ladungsträgerdichte als Parameter dar: a  $N_0 \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , b  $N_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und c  $N_0 \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [128]. Auch diese Kurven stimmen

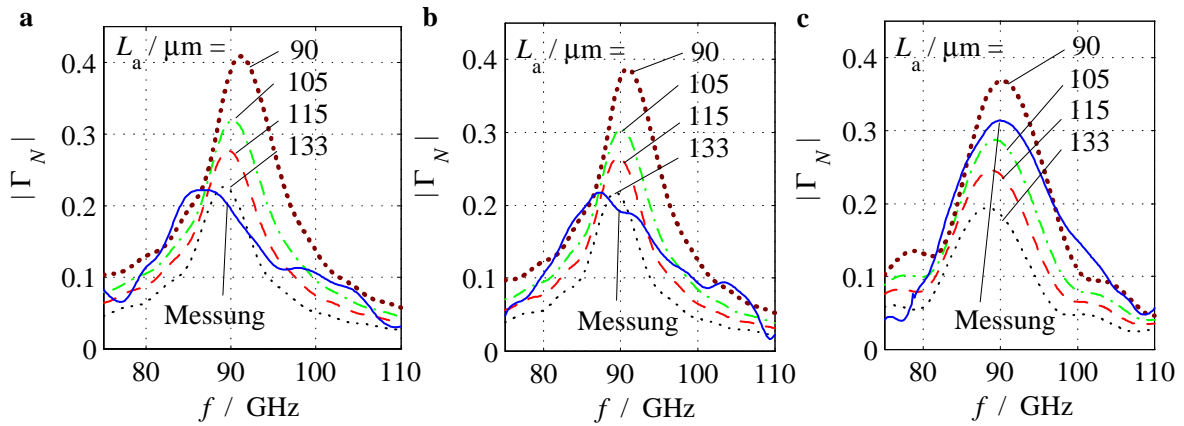


**Abb. 7.11:** MWS-Filter-Simulationen des Gitterreflexionsfaktorbetrages  $|\Gamma_N|$  bzw. des Transmissionsfaktorbetrages  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$  mit  $l_l = 198 \mu\text{m}$ ,  $l_d = 952 \mu\text{m}$  bei  $N = 15$  für verschiedene  $N_0$

gut mit denen des Bildes 7.9 überein. Wegen der Berücksichtigung des Drude-Modells im MWS-Programm liegen hier die Maxima der Reflexionsfaktorbeträge der Realität sehr nahe. Die leicht unterschiedlichen Werte von  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  bestätigen die Existenz einer optimalen Trägerdichte  $N_{\text{opt}}$ , denn in Abb. 7.9b liegt das Maximum ein wenig höher als in Abb. 7.9a bzw. c. Aus dem Verlauf von  $|s_{21}(f)|$  ist zu ersehen, dass bei der kleinen Trägerdichte, die relativ nah am Dämpfungsmaximum der Hellzone liegt (vgl. Abb. 5.15h), die Transmission am schlechtesten ist, womit die Dämpfung hier am größten sein muss.

Die Rippel auf den Kurven rühren aus einer Resonanz in den Simulationen, die von den gewählten Geometrien (insbesondere der Luftboxgröße und BL-Länge) der zu simulierenden Struktur abhängig sind. Daher sind die Kurven auch sehr schmalbandig und die Nebenmaxima sehr groß.

**Optisch induziertes Filter mit größerem  $l_l/\Lambda$ :** Hier findet sich der Vergleich zwischen Messungen und Simulationen für die Masken mit größerem  $l_l/\Lambda$ . Gemäß Abb. 7.12a erfolgt die Diskussion des Verlaufs von  $|\Gamma_N|$  über  $f$  für die gelaserte Maske 6 ( $N = 15$ ,  $l_l = 456 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,119 \Rightarrow \Lambda = 1020,5 \mu\text{m}$ ), b gelaserte Maske 5 ( $N = 15$ ,  $l_l = 489 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,056 \Rightarrow \Lambda = 1032,7 \mu\text{m}$ ) sowie c geätzte Maske 4 ( $N = 8$ ,  $l_l = 469 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0,097 \Rightarrow \Lambda = 1029 \mu\text{m}$ ), vgl. Abb. 9.4 und [141]. Das geätzte Filter mit  $N = 8$



**Abb. 7.12:** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über der Frequenz  $f$  aus Messung bzw. Simulation (Parameter  $L_a$ ) für optisch induzierte Filter (Zielgrößen:  $l_l \approx 455 \mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 0$ ): a gelaserte Maske 6, b gelaserte Maske 5 und c geätzte Maske 4

besitzt bei  $|\Gamma_N(f)|_{\max} = 0,314$  und  $f_B = 90 \text{ GHz}$  sowie  $\Delta f = 11,2 \text{ GHz}$  ein *RSP* von 2,52. Damit liegt das durch die geätzte Maske hervorgerufene *RSP* deutlich über denen der gelaserten. Die gelaserten Masken führen erneut zu Verläufen von  $|\Gamma_N(f)|$  mit größerem Rippel, d. h. dass sich wiederum das geätzte Filter trotz kleinerer Stufenzahl auf Grund des wesentlich höheren  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  besser zur optischen Steuerung eignet. In Abb. 7.12c stellt sich im Vergleich zu Abb. 7.9c ein niedrigeres  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  ein, da bei den Filtern mit größerem  $l_l/\Lambda$  die Dämpfung ( $\alpha_{zl} \cdot l_l$ ) pro Gitterelement größer ist als bei den Filtern mit kleinerem  $l_l/\Lambda$ . Bei der geätzten Maske zeigt sich dieser Effekt nicht ganz so deutlich: Die Kurve  $|\Gamma_N(f)|$  nach Abb. 7.12c liegt im Maximum nur knapp unter der aus Abb. 7.9c. Allerdings ist die Kurve für  $|\Gamma_N(f, l_l \approx 469 \mu\text{m})|$  deutlich breiter als die für  $|\Gamma_N(f, l_l \approx 245 \mu\text{m})|$ , was eine Folge der höheren Dämpfung ist, die eine schlechtere Selektivität des Filters mitbringt. Bei den gelaserten Masken mit den Längen  $l_l \approx 456 \mu\text{m}$  bzw.  $489 \mu\text{m}$  (Abb. 7.12) besitzen die Kurvenverläufe noch größere Rippel als bei den

gelaserten mit  $l_l \approx 164 \mu\text{m}$  bzw.  $188 \mu\text{m}$  (Abb. 7.9). Offensichtlich wirkt sich bei den größeren Hellzonenlängen die Fertigungstoleranz noch stärker auf die Längenunterschiede in den einzelnen Hell- bzw. Dunkelzonen aus. Wiederum werden die zuvor dargestellten Ergebnisse durch HFSS-Simulationen und MWS-Simulationen bestätigt.

Zum Abschätzen von  $L_a$  wird auch hier die Filterkurve mit dem höchsten  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  herangezogen (Abb. 7.12c): Sie lässt auf eine ambipolare Diffusionslänge von  $L_a \approx 100 \mu\text{m}$  schließen, die sich somit mit dem zuvor ermittelten Wertebereich beim Filter mit kleinem  $l_l/\Lambda$  deckt. Aus der Auswertung der Messergebnisse für das Filter mit großem  $l_l/\Lambda$  werden die zuvor getroffenen Aussagen des Filters mit kleinem  $l_l/\Lambda$  bezüglich der optoelektronischen Steuereffizienz ebenso verifiziert: Die **geätzte Maske** mit  $N = 8$  liefert auch hier wieder die **besten Ergebnisse**. Der Vergleich zwischen den Masken mit längeren Hellzonen nach Abb. 7.12 und denen mit kürzeren Hellzonen gemäß Abb. 7.9 zeigt, dass sich die **Masken mit kürzeren Hellzonen** in Folge des homogeneren Anregungsprofils wegen der geringeren optisch induzierten Dämpfung und dem höheren *RSP* besser eignen.

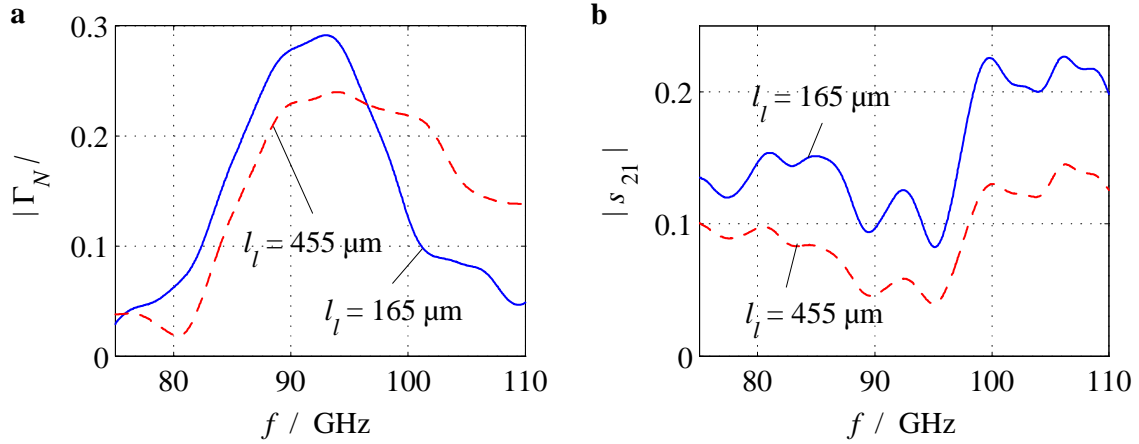
## 7.2.2 Höhere optische Leistungsdichte

Wieder ausgehend von einer optischen Laserleistung von ungefähr 120 W, existiert auf der beleuchteten Fläche von  $(3 \times 8) \text{ mm}^2$  eine optische Leistungsdichte von  $p_{\text{opt}} \approx 500 \text{ W/cm}^2$ , und damit eine höhere optische Leistungsdichte als bei der größeren Fläche. Die Abb. 7.13 zeigt den Vergleich der Verläufe von a  $|\Gamma_N|$  und b  $|s_{21}|$  als Funktion von  $f$  der geätzten Masken mit Zielgrößen  $l_l = 165 \mu\text{m}$  bei  $n_g = 2, 3$  und  $l_l = 455 \mu\text{m}$  mit  $n_g = 0$  bei höherer optischer Leistungsdichte. Wie schon bei der geringeren Leistungsdichte, so besitzt auch hier die Kurve  $|\Gamma_N(f)|$  des Filters mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$  ein höheres Maximum und auch eine kleinere Bandbreite als die des Filters mit  $l_l = 455 \mu\text{m}$ . Ebenso ergibt sich für das Filter mit der kürzeren Länge  $l_l$  eine kleinere Gesamtdämpfung und folglich eine höhere Transmission.

## 7.2.3 Optimale Trägerdichte

Um nun die Auswirkung der optischen Leistungsdichte zu untersuchen, ist zum einen die durchgezogene Kurve der Abb. 7.9c mit der durchgezogenen Kurve der Abb. 7.13a zu vergleichen. Zum anderen muss die durchgezogene Kurve in Abb. 7.12c mit der gestrichelten Kurve der Abb. 7.13a betrachtet werden. Das Maximum von  $|\Gamma_N(f)|$  nach Abb. 7.9c, welches sich aus dem niedrigeren  $p_{\text{opt}}$  ergibt, ist größer als das der durchgezogenen Kurve in Abb. 7.13a, welches sich bei höherem  $p_{\text{opt}}$  einstellt. Gleiches gilt für  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  des Bildes 7.12c im Vergleich mit dem Maximum nach Abb. 7.13a. Dies bedeutet, dass die höhere optische Leistungsdichte zu einem niedrigeren  $|\Gamma_N(f)|_{\max}$  führt. Auch hier wird also die im Kapitel 5 gemachte These verifiziert, dass eine optimale Dichte  $N_{\text{opt}}$  existiert.





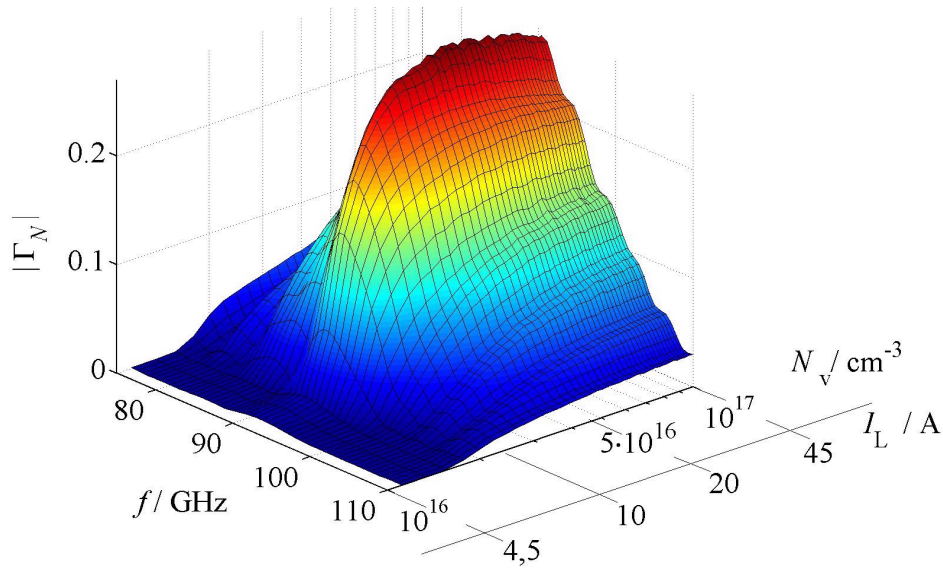
**Abb. 7.13:** Vergleich bei höherer optischer Leistungsdichte für geätzte Masken mit den Zielgrößen  $l_l = 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2, 3$  (durchgezogen) und  $l_l = 455 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 0$  (gestrichelt): **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$ , **b** Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}|$  über der Frequenz  $f$

Mit Hilfe der Abb. 9.3 können den bei unterschiedlichen optischen Leistungsdichten über die dazugehörigen Laserströme bestimmte Ladungsträgerdichten zugeordnet werden, vgl. die Gl.'en 2.11b und 2.14. Bei  $I_L = 45 \text{ A}$  und einer beleuchteten Fläche von  $(3 \times 8) \text{ mm}^2$  ( $p_{\text{opt}} \approx 500 \text{ W/cm}^2$ ) stellt sich eine Trägerdichte von  $N_v \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ein. Für  $p_{\text{opt}} \approx 235 \text{ W/cm}^2$  lässt sich bei gleich bleibender Fläche ein Laserstrom von ca. 23,8 A und eine Ladungsträgerdichte von  $N_v \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  zuordnen. Bei dem Filter mit  $l_l = 455 \mu\text{m}$  liegt diese Trägerdichte gemäß Abb. 5.10a näher an  $N_{\text{opt}}$  als  $N_v \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , daher ist hier  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  für  $p_{\text{opt}} \approx 235 \text{ W/cm}^2$  größer als bei  $p_{\text{opt}} \approx 500 \text{ W/cm}^2$ .

Für das Filter mit  $l_l = 165 \mu\text{m}$  ist dieses nicht so leicht abzulesen. Hier weisen die Verläufe von  $\alpha_{zd}$  und  $\alpha_{zl}$  für  $f = 94 \text{ GHz}$  gemäß Abb. 5.15h ein  $N_{\text{opt}}$  von ca.  $9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  auf. Das bedeutet aber, dass bei der höheren optischen Leistungsdichte der Reflexionsfaktorbetrag an der entsprechenden Stelle höher sein müsste als bei der niedrigeren. Zur Bestätigung sind die Bilder 7.13a und 7.9c zu vergleichen, und zwar bei  $f = 94 \text{ GHz}$ . In Abb. 7.13a findet sich bei hoher optischer Leistungsdichte ein  $|\Gamma_N(f)|$  von ca. 0,28. Bei der niedrigeren Leistungsdichte beträgt  $|\Gamma_N(f = 94 \text{ GHz})| \approx 0,2$  (siehe Abb. 7.9c), wodurch die Existenz von  $N_{\text{opt}}$  auch hier Bestätigung findet.

Die Darstellung 7.14 stellt abschließend den Verlauf von  $|\Gamma_N|$  über dem Laserstrom (bzw. der Ladungsträgerdichte) und über der Frequenz für ein Filter mit  $l_l \approx 175 \mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 2, 2$  und  $N = 15$  dar. Die **Existenz der optimalen Ladungsträgerdichte** spiegelt sich im Maximum von  $|\Gamma_N(f)|$  wider, das bei einem Strom von ca. 22 A (bzw. bei einer Dichte von  $N_v \approx N_{\text{opt}} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) und einer Frequenz von ungefähr 88,3 GHz auftritt.

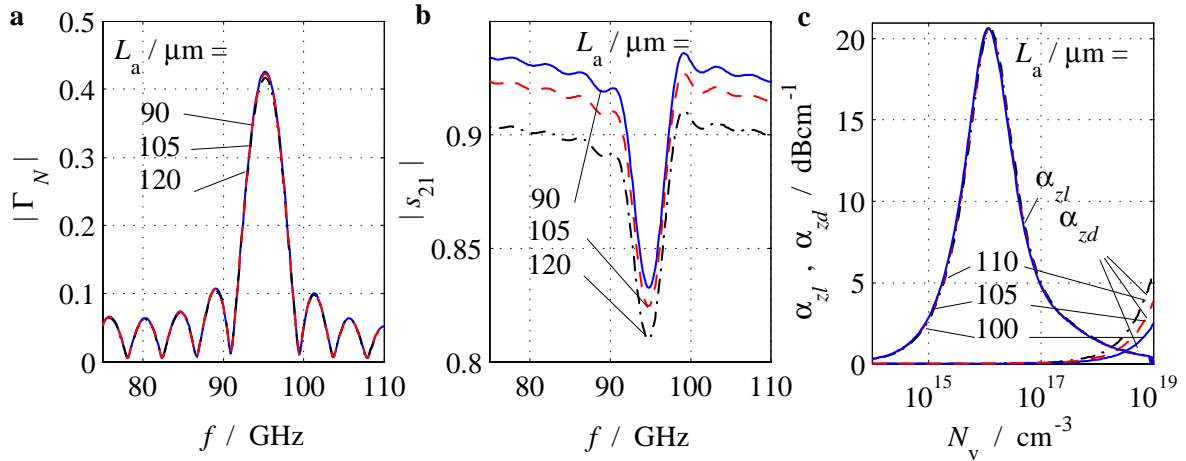
Zusammenfassend kann gesagt werden: Die geätzte Maske mit  $l_l \approx 165 \mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 2, 3$  und  $N = 8$  bei  $50 \mu\text{m}$  dickem Si führt bei einem Laserstrom von  $I_L \approx 23 \text{ A}$  und einer



**Abb. 7.14:** Gemessener Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N|$  über dem Laserstrom  $I_L$  bzw. der Trägerdichte  $N_v$  und der Frequenz  $f$

Leistungsdichte von  $p_{\text{opt}} \approx 230 \text{ W/cm}^2$  auf einer geschichteten Si-Quarz-BL bei einer Beleuchtung von oben und  $f_{\text{Puls}} < 50 \text{ Hz}$  zu den besten Ergebnissen bezüglich des größeren *RSP*.

Als letztes soll noch eine Möglichkeit aufgezeigt werden, wie das Filterverhalten und das *RSP zu verbessern* wären. Dieses ist über eine Erhöhung von  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  und über eine kleinere Bandbreite erreichbar. Dafür findet sich nach Abb. 7.15 bei ähnlich kleiner Hellzonenlänge  $l_l \approx 150 \mu\text{m}$  mit  $n_g = 6$  und  $N = 8$  eine Alternative. Die Abb. zeigt die simulierten Verläufe von a  $|\Gamma_N(f)|$ , b  $|s_{21}(f)|$  mit  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und c  $\alpha_{z1}(N_v)$  bzw.  $\alpha_{zd}(N_v)$  bei  $f = 95 \text{ GHz}$ . Für alle Kurven ist  $L_a = 90 \mu\text{m}$ ,  $105 \mu\text{m}$ ,  $120 \mu\text{m}$  der Parameter. Die Filterkurven sind deutlich schmalbandiger, gleichzeitig bildet sich jeweils ein höheres  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$  aus. Ebenso ist die nicht auf der Braggfrequenz betrachtete Transmission höher. Die Begründung findet sich im Verlauf von  $\alpha_{z1}(N_v)$  bzw.  $\alpha_{zd}(N_v)$ . Durch die bei  $n_g = 6$  vorhandene große Dunkelzonenlänge erhöht die  $z$ -gerichtete Diffusion die Dunkelzonendämpfung bis  $N_v < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  nur geringfügig, siehe Abb. 7.15c. Folglich fällt nach Durchschreiten des Dämpfungsmaximums der Hellzone die Gesamtdämpfung auf ein sehr niedriges Niveau. Selbst bei  $L_a = 120 \mu\text{m}$  ist dieses noch der Fall. Allerdings liegt folglich auch die optimale Trägerdichte ( $N_{\text{opt}} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) höher, was eine höhere optische Leistungsdichte zur Anregung verlangt. Da die Simulation nach Abb. 7.15a mit  $N_v = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt wurde, ergäbe sich also für  $N_{\text{opt}}$  ein noch höheres  $|\Gamma_N(f)|_{\text{max}}$ .



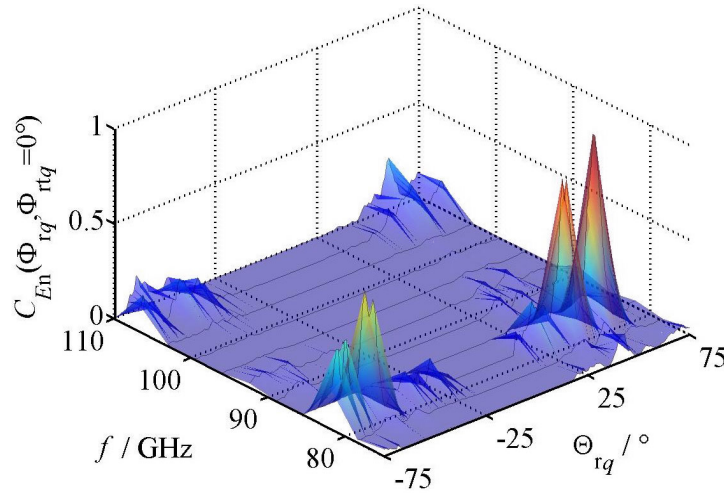
**Abb. 7.15:** Optimierungsvorschlag für ein Filter mit  $l_l \approx 150 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 6$ ,  $N = 8$  (Parameter  $L_a$ ): **a** Gitterreflexionsfaktorbetrag  $|\Gamma_N(f)|$ , **b** Transmissionsfaktorbetrag  $|s_{21}(f)|$  und **c** Dämpfungsmaß  $\alpha_{zl}(N_v)$  bzw.  $\alpha_{zd}(N_v)$

## 7.3 Analyse der Abstrahlung

### 7.3.1 Abstrahlung der unbeleuchteten Leitung

Im Kapitel 5 wurde durch die Auswertung der Simulationen die These aufgestellt, dass periodisch optisch angeregte DBR-Filter mit den hier untersuchten Dimensionen im W-Band lediglich schwache Abstrahlung verursachen. Im Folgenden soll diese These messtechnisch verifiziert werden (vgl. [141], [149]). Zunächst erfolgt dazu die Ermittlung der Abstrahlung, die vom Messaufbau und der unbeleuchteten Si-Quarz-BL ausgeht. Die so ermittelten Abstrahlungsergebnisse sind von den Messergebnissen der Abstrahlung an der beleuchteten Struktur zu subtrahieren, da nur die durch die Beleuchtung entstandene Veränderung von Interesse ist. Bei allen Messungen wird der Bereich  $-14^\circ < \Theta_{rq}, \Theta_{rtq} < 14^\circ$  mit Nullen aufgefüllt, da die Optik den messtechnischen Zugang versperrt.

Die Abb. 7.16 zeigt das normierte Richtdiagramm  $C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  einer unbeleuchteten Quarz-BL ( $2a = 900 \mu\text{m}$ ,  $b = 700 \mu\text{m}$ ) mit aufgelegter  $50 \mu\text{m}$  dicker Siliziumschicht der Länge  $18 \text{ mm}$  ( $2a = 900 \mu\text{m}$ ) über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$ . Die Erfassung der Abstrahlung findet mit einer Winkelauflösung von  $1^\circ$  und einer Frequenzabtastrung in  $3,5 \text{ GHz}$ -Schritten in der Ebene  $\Theta_{rtq} = 0^\circ$  für  $-75^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$  statt, vgl. Abb. 6.10. Erfasst werden Wellen mit dem  $\vec{E}$ -Feldvektor in der  $y$ - $z$ -Ebene, die im Weiteren die Bezeichnung  $y$ - $z$ -polarisierte Wellen erhalten. In Abb. 7.16 sind zwei Kurvenverläufe erkennbar: Zum einen läuft mit steigender Frequenz ein Gebirge mit größer werdendem Abstrahlungswinkel von ca.  $\Theta_{rq}(f = 80 \text{ GHz}) = 30^\circ$  bis  $60^\circ$  bis zu  $\Theta_{rq}(f = 110 \text{ GHz}) = 45^\circ$  bis  $75^\circ$ . Zum anderen zieht sich ein Gebirge mit kleiner werdendem Winkel von  $\Theta_{rq}(f = 80 \text{ GHz}) = -30^\circ$  bis  $-70^\circ$  bis zu  $\Theta_{rq}(f = 110 \text{ GHz}) = -45^\circ$



**Abb. 7.16:** Normiertes Richtdiagramm  $C_{E_n}(\Phi_{r_tq} = 0^\circ)$  einer unbeleuchteten Si-Quarz-BL über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{r_q}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$ , maximale Leistungsdichte  $p_{\max} = 15,8 \text{ nW/cm}^2$

bis  $-75^\circ$ . Dabei prägen sich deutliche Maxima aus. Obwohl die Winkelauflösung mit einem Grad erfolgte, finden sich Sprünge mit sehr steilen Steigungen. Das absolute Maximum liegt bei  $f \approx 83 \text{ GHz}$  und  $\Theta_{r_q} = 45^\circ$ , die Leistungsdichte beträgt hier  $p_{\max} = 15,8 \text{ nW/cm}^2$ . Die Abstrahlung entsteht wie folgt: Der NWA-Messkopf 1 speist im CW-Betrieb das System am Tor 1, die Eingangsleistung beträgt frequenzabhängig zwischen  $-20$  und  $-30 \text{ dBm}$ . Die Ausgangsseite, Tor 2, wird mit dem zweiten Messkopf abgeschlossen, siehe Abb. 6.10. Dies geschieht vor dem Hintergrund, am Tor 2 keine Reflexion und auch keine Abstrahlung zuzulassen, die bei offenem BL-Ende entstünden. Beispielsweise würde ein offenes getapertes BL-Ende zu weiteren Abstrahlungen führen, welche die Ergebnisse der Abstrahlungsuntersuchung an einer periodischen Struktur beeinflussen würde. Der Messkopf zwei speist die BL nicht. Damit läuft die eingespeiste Welle von Tor 1 zum Tor 2. Da die Leitung nur den Grundmode führt, kann die Abstrahlung nicht durch die BL entstehen, sondern sie kommt durch das Zusammenspiel von Abstrahlungen am Wellentypwandler, am Übergang von der Quarz-BL auf die Si-Quarz-BL und am Übergang Si-Quarz-BL auf die Quarz-BL zu Stande, wenn alle abgestrahlten Teilwellen eine gemeinsame Phaselage haben. Die von Tor 1 zu Tor 2 laufende Welle strahlt demnach gemäß Abb. 7.16 ab, die Abstrahlungswinkel müssen also positiv sein, wobei die Veränderung des Abstrahlungswinkels über die sich ändernde Frequenz eingeht. Offensichtlich entsteht gleichzeitig an diesen Übergängen eine Abstrahlung unter umgekehrtem Vorzeichen. Bei der gemessenen Abstrahlung wird lediglich eine sehr kleine Leistungsdichte detektiert, die im Vergleich mit der an Tor 1 eingespeisten Leistungsdichte so klein ist, dass sie in den Verläufen des Reflexions- bzw. Transmissionsfaktors gemäß Abb. 7.1 nicht auffällt.

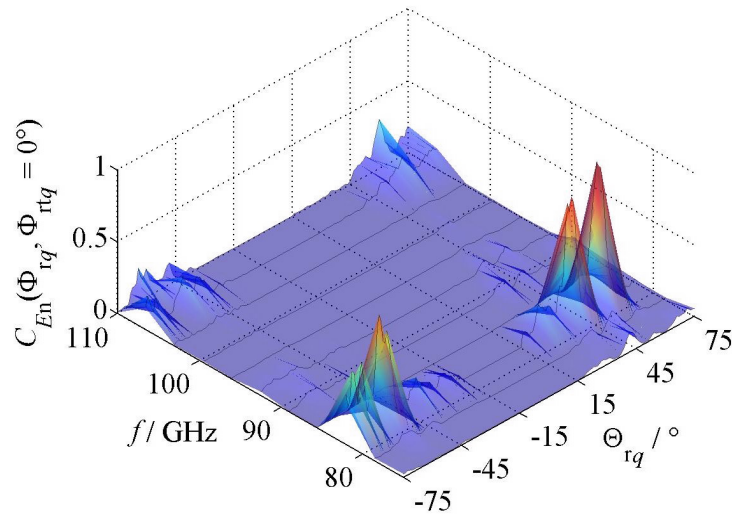
Die Richtdiagramme  $C_{E_n}(\Phi_{r_tq} = 0^\circ, \Theta_{r_q}, f)$  in der  $y$ - $z$ -Ebene für  $x$ - $z$ -polarisierte Wel-

len und  $C_{En}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq} = 0^\circ, f)$  in der  $x$ - $y$ -Ebene sowohl für  $y$ - $z$ -polarisierte als auch für  $x$ - $z$ -polarisierte Wellen weisen eine zu Abb. 7.16 ähnliche Charakteristik auf, doch die Maximalpegel sind mindestens um den Faktor fünf bis 100 kleiner. Alle ermittelten Pegel sind bei den folgenden Abstrahlungsmessungen für die beleuchteten Strukturen jeweils in der entsprechenden Ebene und bei der dazugehörigen Polarisation von den dort ermittelten Pegeln abzuziehen.

### 7.3.2 Abstrahlung der optisch gesteuerten Filter

Im nächsten Schritt wird die Abstrahlung an den optisch induzierten Filtern untersucht. Dieses erfolgt bei den optischen Leistungsdichten  $p_{\text{opt}} \approx 500 \text{ W/cm}^2$  und  $235 \text{ W/cm}^2$ , die schon bei der Analyse der Filter genutzt wurden. Beide Leistungsdichten führen zu den gleichen Aussagen. Grundsätzlich stellt sich bei allen Abstrahlungsuntersuchungen eine im Vergleich zu den Filteranalysen höhere Gesamtdämpfung auf der angeregten BL ein, was auf thermische Effekte zurückzuführen ist, die bei den Abstrahlungsmessungen mit dem SA zwangsläufig auftreten. Denn der SA erfordert bandbreitenabhängig eine Durchstimmzeit (Sweeptime) von mindestens 30 ms. Diese Pulsbreite muss auch der Laserpuls mindestens besitzen, und auf der BL erzeugt eine Anregung mit solchen Pulsbreiten stets Wärme, die die Ausbreitungseigenschaften beeinflusst und beim Vergleich zwischen Messung und Theorie zu beachten ist.

Zunächst wird das durch die Maske 3 ( $l_l \approx 164 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 2,36$  und  $N = 15$ ) erzeugte Filter untersucht, bei welchem ein **kleines Verhältnis von  $l_l/\Lambda$**  vorliegt und dessen Reflexions-Charakteristik der Abb. 7.9a zu entnehmen ist. Die Abb. 7.17 zeigt das normierte Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  der zuvor beschriebenen, von oben mit Maske beleuchteten BL für  $-75^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$  unter Erfassung  $y$ - $z$ -polarisierter Abstrahlung über  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen  $f$ . Die maximale Leistungsdichte  $p_{\text{max}} = 12,45 \text{ nW/cm}^2$  tritt bei ca. 83 GHz unter einem Winkel von  $45^\circ$  auf. Der detektierte maximale Pegel ist somit ähnlich wie der bei der unbeleuchteten BL gemessene, siehe Abb. 7.16. Da sich nicht nur die Pegel, sondern auch die Richtdiagramme gleichen, kann auch hier gefolgert werden, dass das Aufbringen der Gitterstruktur zur keiner erhöhten Abstrahlung führt. Um nun die allein durch die periodisch optische Anregung verursachte Veränderung der Abstrahlung zu erhalten, werden die über der unbeleuchteten BL gemessenen unnormierten Abstrahlungspegel (analog zu Abb. 7.16) von denen der periodisch angeregten Struktur subtrahiert. Anschließend erfolgt wieder die Normierung auf das Maximum. Diese normierte Differenz ist in Form eines Differenz-Richtdiagramms  $\Delta C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  über  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen  $f$  nach Abb. 7.18 dargestellt. Die geringe Leistungsdichte von  $p_{\text{max}} = 883,7 \text{ pW/cm}^2$  bestätigt die verschwindend geringe aus der periodischen Struktur stammende Abstrahlung. Damit werden die Simulationsergebnisse des Kapitels 5 für diese Struktur verifiziert. Auch die an der oberen Bandkante leicht zunehmende Abstrahlung ist zu erkennen.



**Abb. 7.17:** Normiertes Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ)$  eines Filters über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  ( $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2,36$ ;  $N = 15$ ), maximale Leistungsdichte  $p_{\text{max}} = 12,45 \text{ nW/cm}^2$

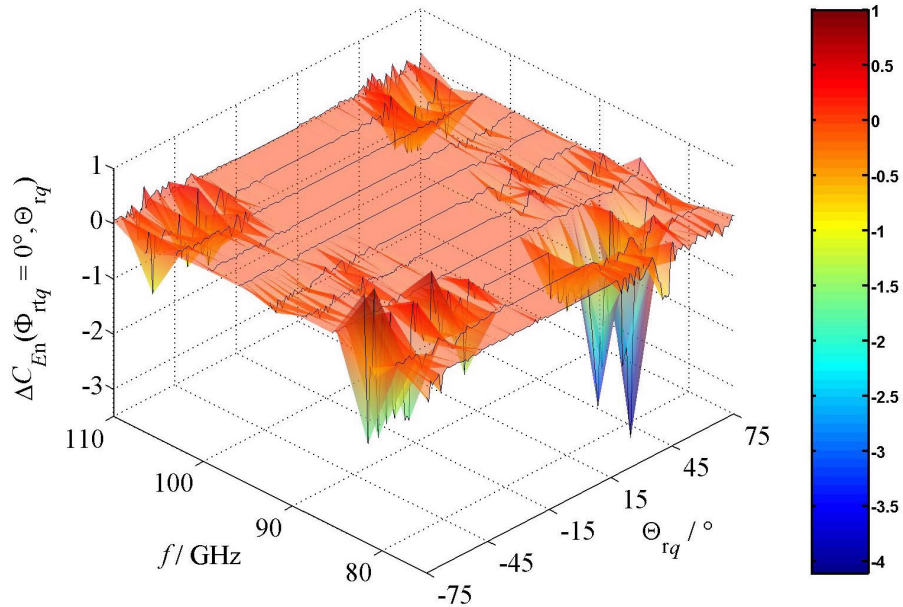
Ein ähnlicher Sachverhalt ergibt sich für das über die Maske 6 ( $l_l \approx 456 \mu\text{m}$ ,  $n_g \approx 0,119$  mit  $N = 15$ ) optisch induzierte Filter mit dem **größeren Verhältnis von  $l_l/\Lambda$** , vgl. Abb. 7.12a. Das ermittelte normierte Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  stimmt mit dem nach Abb. 7.17 gut überein. Erneut treten die Maxima bei ähnlichen Frequenzen und unter ähnlichen Winkeln auf. Die aus dem normierten Strahlungsdiagramm (für  $-75^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$  in der Ebene  $\Theta_{rtq} = 0^\circ$ ) festgestellte maximale Leistungsdichte beträgt hier  $12,58 \text{ nW/cm}^2$ . Auch das Differenz-Richtdiagramm  $\Delta C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  gleicht dem in Abb. 7.18 dargestellten. Die maximale Leistungsdichte von  $p_{\text{max}} = 614,21 \text{ pW/cm}^2$  tritt bei  $f \approx 110 \text{ GHz}$  auf, sie liegt damit wieder an der oberen Bandkante, wie schon beim Filter mit kleinem  $l_l/\Lambda$ .

Wegen der nur äußerst schwachen Abstrahlung an der oberen Bandkante kann keine Aussage über die Auswirkung des Verhältnisses  $l_l/\Lambda$  bezüglich stärkerer oder schwächerer Abstrahlung getroffen werden.

**Abstrahlung der permanenten Filter/Qualitativer Vergleich der Pegel:** Um nun die durch die periodische Struktur entstandene geringe Abstrahlung quantitativ beurteilen zu können, sind die am optisch induzierten Filter gemessenen Abstrahlungspegel mit denen einer (stärker strahlenden) Metall-Patch-Antenne, siehe Kapitel 6, zu vergleichen. Des Weiteren sollen die theoretisch ermittelten Ergebnisse der Abstrahlungsuntersuchung mit den dazugehörigen Messergebnissen auf Übereinstimmung untersucht und der Einfluss der Verhältnisses von  $l_l/\Lambda$  auf die Abstrahlung verifiziert werden.

Die dielektrischen Streifen der untersuchten Teflon-BL besitzen die Breite  $2a = 1,8 \text{ mm}$ ,





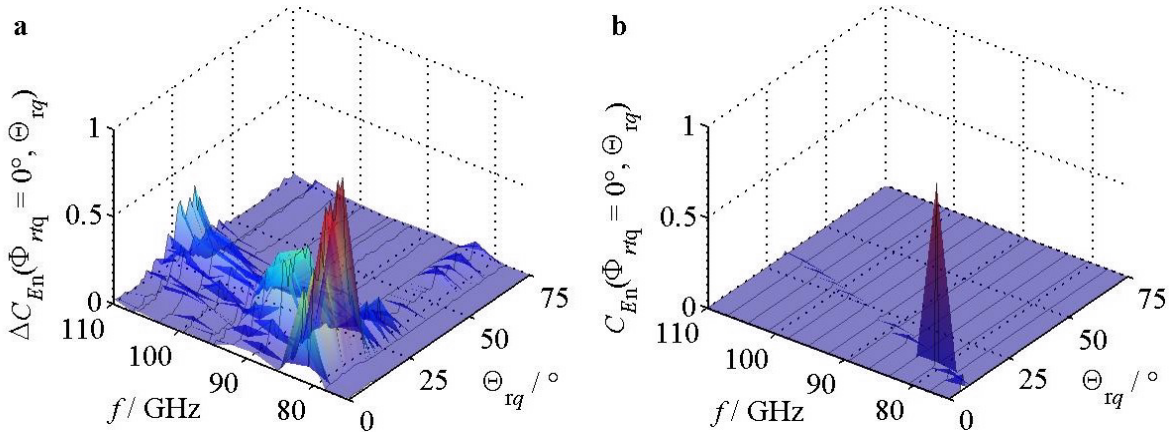
**Abb. 7.18:** Normiertes Differenz-Richtdiagramm  $\Delta C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  des Filters ( $l_l = 164 \mu\text{m}$ ,  $n_g = 2,36$ ;  $N = 15$ ) über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$ , maximale Leistungsdichte  $p_{\text{max}} = 883,71 \text{ pW}/\text{cm}^2$

Höhe  $b = 1,5 \text{ mm}$  und Länge  $250 \text{ mm}$ . Wie schon bei der Ermittlung der Abstrahlung der optisch angeregten Filter, so sind auch hier zunächst die Ausbreitungseigenschaften und das Abstrahlungsverhalten der (ungestörten) Teflon-BL ohne Metallgitter zu betrachten. Die Verläufe von  $|s_{11}(t)|$  und  $|s_{21}(f)|$  der ungestörten Teflon-BL weisen keine auffälligen Reflexionen bei gleichzeitig guter Transmission auf, wobei der Transmissionsverlust von Tor 1 zu Tor 2 im W-Band maximal ca. 2 bis 3 dB beträgt. Das normierte Richtdiagramm  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  einer Teflon-BL ohne periodische Struktur für  $-75^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$  über  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen  $f$  für  $y$ - $z$ -polarisierte Wellen besitzt ein ähnliches Aussehen wie Abb. 7.17. Genau wie bei der Messung des Abstrahlungsverhaltens der nicht angeregten Si-Quarz-BL, zeigen sich Maxima bei ca. 83 GHz, die aus der Abstrahlung durch die Wellentypwandler resultieren. Insbesondere der Vergleich der Frequenzen, an welchen die Pegel auftreten, und der Leistungsdichten (hier  $p_{\text{max}} = 8,87 \text{ nW}/\text{cm}^2$ ) lassen diesen Schluss zu. Allerdings liegen, verglichen mit Abb. 7.16, die Maxima bei vom Betrage her größeren Winkeln. Die Erklärung hierfür liegt im abweichenden Messaufbau, da für die Teflon-BL auf Grund ihrer größeren Länge von  $25 \text{ cm}$  die Hohlleiterzuführung deutlich kürzer ausfällt als bei der Si-Quarz-BL mit  $6 \text{ cm}$  Länge. Außerdem wurden zur Speisung der Teflon-BL veränderte Wellentypwandler mit höherem Steg und anderer Neigung des metallischen  $x$ - $y$ -Horn eingesetzt.

Nach Kapitel 6 weisen die Metall-Patch-Antennen ein Verhältnis  $l_l/\Lambda$  von ca.  $0,17$  bzw.  $0,5$  auf.  $\Lambda$  wurde dabei wieder so gewählt, dass das Reflexionsfaktorbetragsmaximum in

der Mitte des W-Bandes liegt. Die Verläufe von  $|\Gamma_N(f)|$  der beiden Patch-Antennen spiegeln die Fertigungsprobleme der Strukturen wider. Denn die Metallfolienstückchen wurden per Hand zurechtgeschnitten und aufgebracht, folglich sind die Längen der einzelnen Stücke nicht genau gleich und auch die Abstände untereinander nicht konstant. Zudem treten leichte Verdrehungen der Stücke beim Aufkleben auf. Zwar findet sich im Verlauf von  $|\Gamma_N(f)|$  bei jeder Patch-Antennen ein dominierendes Maximum ( $|\Gamma_N(f)|_{\max} \approx 0,5$  für das Filter mit  $l_l/\Lambda \approx 0,17$  bei ca. 95 GHz bzw.  $|\Gamma_N(f)|_{\max} \approx 0,8$  für das Filter mit  $l_l/\Lambda \approx 0,5$  bei 78 GHz), zusätzlich sind aber weitere Reflexionen oberhalb sowie unterhalb des absoluten Maximums zu erkennen. Diese sind ein Zeichen für unterschiedliche Längen von  $l_l$ ,  $l_d$  bzw.  $\Lambda$ , die sich via Gl. (2.51) auf  $f_B$  auswirken.

Wie schon bei den Abstrahlungsmessungen an den optisch induzierten Filtern, so sind bei den Metallgitter-Strukturen die Pegel der durch die ungestörte Leitung auftretenden Abstrahlung von denen der periodischen Struktur abzuziehen. Das Differenz-Richtdiagramm  $\Delta C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq})$  für die Metall-Patch-Antenne mit  $l_l = 0,6$  mm,  $n_g = 2$ ,  $N = 58$  - also **kleinem Verhältnis**  $l_l/\Lambda$  - über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  ist in Abb. 7.19a dargestellt. Die Abb. 7.19b zeigt die Simulationsergebnisse von  $C_{E_n}$  für dasselbe Filter, vgl. Abb. 5.22. Um die Übereinstimmung der beiden Richtdia-



**Abb. 7.19:** Metall-Patch-Antenne ( $l_l \approx 0,6$  mm,  $n_g \approx 2$ ,  $N = 58$ )  $0^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$ : **a** Normiertes Differenz-Richtdiagramm  $\Delta C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq})$  von Filter und ungestörter Teflon-BL (gemessen) und **b** entsprechende Simulation von  $C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq})$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  (bei der Simulation ist keine Differenzbildung notwendig)

gramme aus Theorie und Messung besser herauszustellen, wird hier auf eine Darstellung zwischen  $0^\circ$  und  $75^\circ$  zurückgegriffen. Gemäß Abb. 7.19a wurde bei ungefähr 85 GHz und  $15^\circ$  ein Maximum der Leistungsdichte in Höhe von  $p_{\max} = 930$  nW/cm<sup>2</sup> gemessen. Die Fertigungstoleranzen spiegeln sich auch hier im Verlauf von  $\Delta C_{E_n}(\Theta_{rq}, f)$  deutlich wider. Denn die unterschiedlichen  $l_l$ ,  $l_d$  und  $\Lambda$  führen nach Gl. (4.12a) zu der Vielfalt

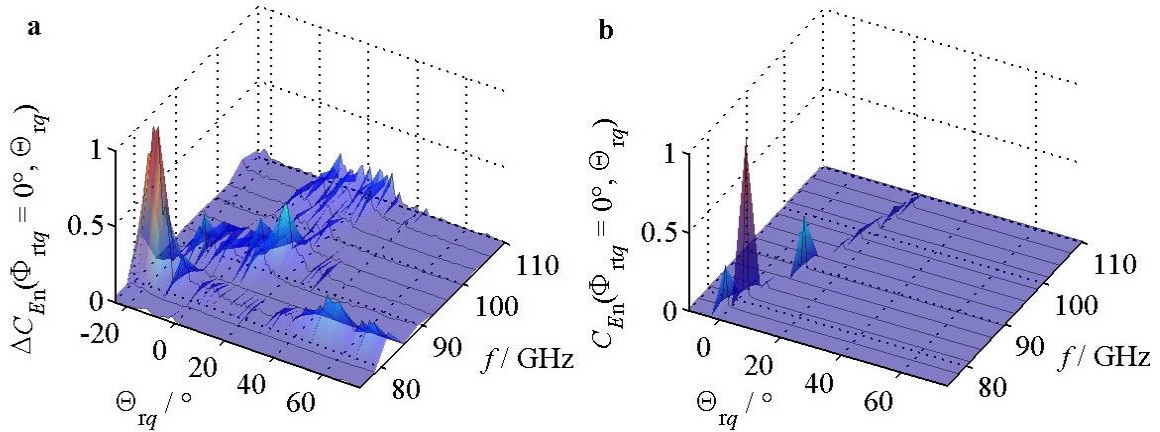


an unterschiedlichen Winkeln  $\Theta_{rq}$ . Die zahlreichen, leicht voneinander abweichenden  $\Lambda$  liefern des Weiteren Veränderungen von  $k_{zq}$  nach Gl. (4.4a), womit sich die Nulldurchgänge der Kurven  $k_{zq}(f)$  und auch die Abstrahlungsfrequenzen verschieben. Somit treten nicht nur zahlreiche Abstrahlungswinkel, sondern auch zahlreiche Abstrahlungsfrequenzen auf, die sich in der Theorie nicht ergeben können. Die maximale Abstrahlung bei 85 GHz findet sich allerdings nicht im Verlauf von  $|s_{21}(f)|$  wieder, da dort bei 85 GHz kein signifikanter Einbruch zu erkennen ist. Dies liegt an der geringen detektierten Leistungsdichte der abgestrahlten Welle, die verglichen mit dem Ausgangspegel des NWA von  $-20$  dBm zu gering ist. Im Vergleich zur Abstrahlung des optisch induzierten Filters, bei dem  $p_{\max} \approx 800$  pW/cm<sup>2</sup> beträgt, prägt sich damit bei der untersuchten Metall-Patch-Antenne mit  $l_l/\Lambda \approx 0,17$  ein grob  $10^3$ -fach höherer Pegel im absoluten Maximum aus - und damit eine deutlich stärkere Abstrahlung.

Der Vergleich des gemessenen Differenz-Richtdiagramms mit dem simulierten Richtdiagramm (Abb. 7.19a und b) liefert trotz der großen Fertigungstoleranzen der Metallfolienstücke eine gute Übereinstimmung. Aus dem Vergleich der beiden Bilder folgt, dass es sich bei der abgestrahlten Welle eindeutig um die Raumharmonische mit  $q = -1$  handelt, für welche die Simulation erfolgte. Sowohl in der Simulation als auch bei der Messung tritt das Pegelmaximum bei einem Winkel von  $\Theta_{rq} \approx 15^\circ$  unter  $f \approx 80$  GHz auf. Mit steigendem  $f$  erscheinen die Abstrahlungspegel unter positiveren Winkeln. An der oberen Bandkante befinden sich die gemessenen Pegel in Übereinstimmung mit der Simulation bei  $\Theta_{rq} \approx 30^\circ$ , wobei die hier gemessenen Werte wegen der Ungenauigkeiten bei der Herstellung des Gitters größer sind.

Analoge Ergebnisse finden sich bei der Betrachtung der Antenne mit  $l_l \approx 1,55$  mm,  $n_g \approx 0$ ,  $N = 64$ , also **größerem Verhältnis**  $l_l/\Lambda$ . Der Vergleich zwischen Simulation und Messung findet sich in Abb. 7.20, vgl. auch Abb. 5.21. Die Abstrahlungsmessung führt hier zu einem Maximum mit einer Leistungsdichte von  $p_{\max} = 15,33$   $\mu$ W/cm<sup>2</sup> bei ungefähr 85 GHz und  $-10^\circ$ . Damit stellt sich hier im Vergleich mit der Abstrahlungsmessung der zuvor untersuchten Antenne ein 16 mal größerer Pegel ein. Das Ergebnis der Abstrahlungsmessung fügt sich sehr gut in die Resultate aus dem Verlauf von  $|s_{21}(f)|$  ein. Denn an der Stelle, an welcher das hier detektierte, relativ hohe Abstrahlungsmaximum auftritt, bricht auch die Transmission leicht ein. Hingegen entsteht bei 76 GHz, wo das Reflexionsmaximum existiert, keine Abstrahlung. Simulations- und Messergebnisse stimmten gemäß Abb. 7.20 erneut gut überein.

Werden die Abstrahlungsergebnisse der beiden unterschiedlichen Metall-Patch-Antennen miteinander verglichen, bestätigt sich die in Kapitel 4 gemachte These. Denn die Struktur mit dem größeren Verhältnis  $l_l/\Lambda$  sorgt für eine stärkere Abstrahlung als die mit dem kleineren. Abschließend kann hier noch gesagt werden, dass bei beiden Strukturen Messungen für  $x$ - $z$ -polarisierte Wellen und auch Messungen in der Messebene  $x$ - $y$  deutlich geringe Leistungsdichten hervorbringen. Dort kommt es wiederum kaum zu erwähnens-



**Abb. 7.20:** Metall-Patch-Antenne ( $l_l \approx 1,55$  mm,  $n_g \approx 0$ ,  $N = 64$ )  $-20^\circ < \Theta_{rq} < 75^\circ$ : **a** Normiertes Differenz-Richtdiagramm  $\Delta C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq})$  von Filter und ungestörter Teflon-BL (gemessen) und **b** entsprechende Simulation über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  (bei der Simulation ist keine Differenzbildung notwendig)

werter Abstrahlung.

### 7.3.3 Abstrahlung der beleuchteten Bildleitung (ohne periodische Wellenleiterstruktur)

Der Vollständigkeit halber soll auch das Abstrahlungsverhalten der beleuchteten BL ohne periodische Struktur diskutiert werden. Gleichzeitig bietet es sich an, die im Abschnitt 7.1.2 aufgeworfene Frage über das Zustandekommen des Einbruchs der Transmission in den Bereichen um  $I_L = 10$  A und  $f = 83$  GHz bei der beleuchteten BL zu diskutieren, vgl. Abb. 7.4. Dort fand sich zum einen die Absorption als dafür verantwortlich, parallel könnte aber ebenso Abstrahlung beteiligt sein.

Das Richtdiagramm  $C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  über dem Abstrahlungswinkel  $\Theta_{rq}$  bei verschiedenen Frequenzen  $f$  der beleuchteten Si-Quarz-BL (Dimensionierung wie zuvor, Laserstrom  $I_L = 45$  A) gleicht dem der unbeleuchteten BL nach Abb. 7.16. Die Pegel liegen in der gleichen Größenordnung [149]. Auch hier wurden die Richtdiagramme  $C_{E_n}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  in der  $y$ - $z$ -Ebene für  $x$ - $z$ -polarisierte Wellen und  $C_{E_n}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq} = 0^\circ, f)$  in der  $x$ - $y$ -Ebene sowohl für  $y$ - $z$ -polarisierte als auch für  $x$ - $z$ -polarisierte Wellen aufgenommen. Wiederum gleichen diese Richtdiagramme dem in Abb. 7.16 dargestellten. Um nun die allein durch die (nicht periodisch) optische Anregung verursachte Abstrahlung zu erhalten, werden erneut die über der unbeleuchteten BL gemessenen, unnormierten Abstrahlungspegel von denen der angeregten BL ( $I_L = 45$  A) subtrahiert. In der Folge finden sich hier Pegel, die 100-fach kleiner sind als die, die bei der unbeleuchteten BL detektiert wurden.

Damit zeigt sich, dass die Abstrahlung auch bei einer von oben beleuchteten BL, die mit einem Laserstrom von  $I_L = 45$  A optisch angeregt wurde, verschwindend ist.

Der Bereich um das Transmissionsminimum herum erhält nun aber besondere Aufmerksamkeit. Die Richtdiagramme  $C_{En}(\Phi_{rtq} = 0^\circ, \Theta_{rq}, f)$  ( $y$ - $z$ -Ebene) und  $C_{En}(\Phi_{rtq}, \Theta_{rq} = 0^\circ, f)$  ( $x$ - $y$ -Ebene) werden sowohl für  $y$ - $z$ -polarisierte Wellen als auch für  $x$ - $z$ -polarisierte Wellen bei einer Winkelabtastung in  $0,5^\circ$ -Schritten und einer Frequenzauflösung in  $0,1$  GHz-Schritten im Bereich von  $78$  GHz bis  $85$  GHz detektiert. Der Laser wird mit einem Strom von  $8$  A bis  $13$  A mit  $0,1$  A Auflösung betrieben. Alle Richtdiagramme gleichen erneut der Abb. 7.16. Allerdings treten hier **teilweise höhere** maximale Pegel auf. Werden die Werte der unbeleuchteten Struktur von denen der beleuchteten abgezogen, so findet sich der maximale Pegel mit  $92,02$  nW/cm<sup>2</sup> bei  $10,2$  A und  $81,7$  GHz, wiederum in der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $y$ - $z$ -Polarisation. Damit kommt es in diesem Strombereich und bei dieser Frequenz zumindest in der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $y$ - $z$ -Polarisation zu einer wesentlich stärkeren Abstrahlung als bei der unbeleuchteten BL und auch als bei der stark angeregten BL. Bei der anderen Polarisation und auch in der anderen Ebene (bei beiden Polarisationen) liegen die Maximalpegel um mindestens den Faktor  $100$  niedriger und infolgedessen ebenso unter den Abstrahlungswerten der unbeleuchteten BL.

Darüber hinaus werden bei dem Strom, bei welchem der Transmissionseinbruch auftritt, alle gemessenen Pegel aller Ebenen und aller Polarisationen addiert, um die Gesamtleistungsdichte der Richtdiagramme zu ermitteln und diese mit der NWA-Eingangsleistung zu vergleichen. Das erfolgt sowohl auf der Frequenz, bei welcher das Transmissionsminimum liegt, als auch bei  $f = 75$  GHz sowie  $110$  GHz. Der Vergleich bei diesen drei Frequenzen zeigt, dass die Gesamtleistungsdichte bei allen Frequenzen auf demselben Niveau liegt. Hieraus kann gefolgert werden, dass eine beleuchtete BL, die mit einem Laserstrom von  $I_L \approx 10,2$  A optisch angeregt wird, lediglich in der  $y$ - $z$ -Ebene bei einer  $y$ - $z$ -polarisierten Wellen zu einer höheren Abstrahlung neigt als die unbeleuchtete BL. Weil die Gesamtpegel auf den drei untersuchten Frequenzen  $f \approx 75$  GHz,  $82$  GHz sowie  $110$  GHz kaum voneinander abweichen, kann die Abstrahlung nicht zur Entstehung des Transmissionseinbruchs bei ca.  $82$  GHz beitragen. Vor diesem Hintergrund zeigt sich fast ausschließlich die Absorption für den Einbruch der Transmission nach Abschnitt 7.1.2 verantwortlich.

**Fazit zur Abstrahlung:** Die hier untersuchten optisch induzierten Filter fangen unabhängig von dem Verhältnis  $l_l/\Lambda$  erst an der W-Bandobergrenze an, sehr schwach zu strahlen - selbst bei für Abstrahlung günstigen Dimensionen von  $l_l/\Lambda$ . Solche Filter sind somit für den Einsatz als optisch induzierte, nicht permanente Antennen unbrauchbar, was hinsichtlich des Filtereinsatzes hingegen als günstig zu bewerten ist. Dies ergibt sich in Übereinstimmung mit den Simulationen nach Kapitel 5 und über den Vergleich mit den Abstrahlungsergebnissen der Metall-Patch-Antennen, die bei den Metall-Patch-Antennen eine um grob  $10^4$ -fach stärkere Abstrahlung erkennen lassen [141]. Eine Durchführung

von Messungen über das W-Band hinaus war im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich, da die vorhandene Messtechnik (NWA und Spektrumanalysator) nur das W-Band erfassen kann.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchungen von optoelektronisch gesteuerten DBR-Filtern auf Silizium-Quarz-Bildleitungen im MMW-Bereich. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die generelle technische Realisierbarkeit von optisch steuerbaren und damit frequenzvariablen Filtern ohne jegliche Permanentgitterstrukturen im W-Band nachzuweisen.

Dazu erfolgt anhand des Drude-Modells eine Erklärung der Auswirkung der optischen Anregung. Über eine verbesserte Berechnungsmethode des Kettenparametermodells und eine anschließende Umrechnung der Kettenparameter in die Streuparameter ergeben sich die Reflexionseigenschaften des Wellenleiters. Dabei berücksichtigt das Kettenparametermodell sowohl Vielfachreflexionen als auch Reflexionsdämpfungen in jedem Gitterabschnitt. Die stark inhomogene, von Diffusionseffekten geprägte stationäre transversale Photoladungsträgerverteilung im Halbleitersubstrat wird durch die ambipolare Diffusionsgleichung beschrieben. Durch die Lösung dieser ergibt sich die transversal inhomogene Ladungsträgerverteilung in der Halbleiterschicht. Für bestimmte Fälle wird ein genähertes, homogenes Trägerprofil angegeben. Auf Basis des diffusionskontrollierten Impedanz-Stufenprofilmodells findet die Berücksichtigung der longitudinalen Ladungsträgerdiffusion statt, was zu der Annahme von in Ausbreitungsrichtung homogenen Ladungsträgerverteilungen in den einzelnen Hell- und Dunkelzonen des Gitters führt.

Hieran anknüpfend werden zunächst die Grundsätze der Wellenausbreitung auf Wellenleitern vermittelt. Im Anschluss findet die Herleitung der Ausbreitungseigenschaften ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen über die EDC-Methode statt. Dazu erfolgt zunächst - im Fall der Beleuchtung von oben - die Lösung der charakteristischen Gleichung des horizontalen Plattenleiters, sowohl für Vollsubstrat- als auch für geschichtete Strukturen. Durch die nachstehende Berechnung des vertikalen Plattenleiters ergibt sich der Übergang auf die Bildleitung. Die Berechnung der Ausbreitungseigenschaften kann hierbei unter Vorgabe eines transversal homogenen oder transversal inhomogenen Ladungsträgerprofils durchgeführt werden.

Im Weiteren wird die Theorie der Abstrahlung von periodischen Strukturen auf Wellenleitern behandelt. Es zeigt sich, dass an periodischen Strukturen zum einen Oberflächen- und zum anderen Leckwellenabstrahlung auftreten kann. Zur Erfassung der Abstrahlung werden das Abstrahlungsmaß und die Richtdiagramme der untersuchten Struktur angegeben. Die Behandlung dieser Thematik schließt mit der Angabe von Dimensionierungsregeln für Wellenleiter-Filter bzw. -Antennen ab.

Sodann findet eine Diskussion der Eigenschaften von nicht optisch angeregten und optisch angeregten Bildleitungen mittels Simulationen statt. Die Ausbreitungseigenschaften der angeregten geschichteten und der angeregten Vollsubstrat-Bildleitung mit homogenem Plasmaprofil werden mit denen der entsprechenden Bildleitung mit inhomogenem Profil verglichen. Im Fall der geschichteten Bildleitung nähert das homogene Modell in guter Weise das inhomogene Modell an - wenn die Halbleiterschichtdicke kleiner als die Diffusionslänge ist. Optisch induzierte Vollsubstrat-Bildleitungen, die über große Ladungsträgerlebensdauern verfügen, eignen sich zur optoelektronischen Steuerung nicht, da große Diffusionslängen zu unerwünscht hohen optisch induzierten Dämpfungen führen. Die Silizium-Quarz-Bildleitung mit dünner Halbleiterschicht erfüllt die optoelektronischen Steuerungsvorgaben weitaus besser als die HL-Vollsubstrat-Leitungen, daher bildet sie auch die Grundlage für den Filteraufbau. Denn sie ermöglicht - bei genügend starker Anregung - eine relativ hohe optisch induzierte Phasenänderung bei gleichzeitig relativ niedriger optisch induzierter Dämpfungsänderung. Beim Aufbau geschichteter Bildleitungen eignen sich solche mit dünner Halbleiterschicht besser als welche mit dicker.

Nach der Leitungsanalyse werden die Filter simulativ untersucht. Der Vergleich der homogenen und inhomogenen Ladungsträgerverteilung bei den DBR-Filtern liefert auch hier nahezu übereinstimmende Ergebnisse. Daran schließt sich auf der Grundlage des homogenen Modells eine Analyse der verschiedenen Filterparameter an. Hier wird der von der Trägerdichte abhängige optische Steuerungsvorgang veranschaulicht: Dieser beginnt mit zunehmender Ladungsträgerdichte über die Dämpfungsmaßänderung in der Hellzone, gefolgt von der Phasenmaßänderung in der Hellzone. Bei weiter steigender Dichte setzt auch eine diffusionslängenabhängige Dämpfungsmaßänderung in der Dunkelzone ein. Bei weiter anwachsender Dichte steigt das Phasenmaß der Dunkelzone auf die Höhe des Phasenmaßes der Hellzone. Wenn nun parallel hierzu die Dämpfungsmaßänderungen sowohl in der Hell- als auch in der Dunkelzone schon wieder fast verschwunden sind, dann bleibt die optoelektronische Steuerung aus. Bei der Betrachtung dieser Charakteristika findet sich in Folge der Berücksichtigung des Impedanz-Stufenprofilmodells ein Punkt, in dem sich die Kurven des Hell- und Dunkelzonendämpfungsmaßes als Funktion der Ladungsträgerdichte schneiden. Diesem Punkt kann eine Ladungsträgerdichte zugeordnet werden, die als optimale Ladungsträgerdichte für den Betrieb des Filters gilt. Denn auf Grund der zugehörigen, relativ geringen Gesamtdämpfung stellt sich hier ein maximaler Gitterreflexionsfaktorbetrag ein. Zudem ist diese optimale Ladungsträgerdichte stark von den

---

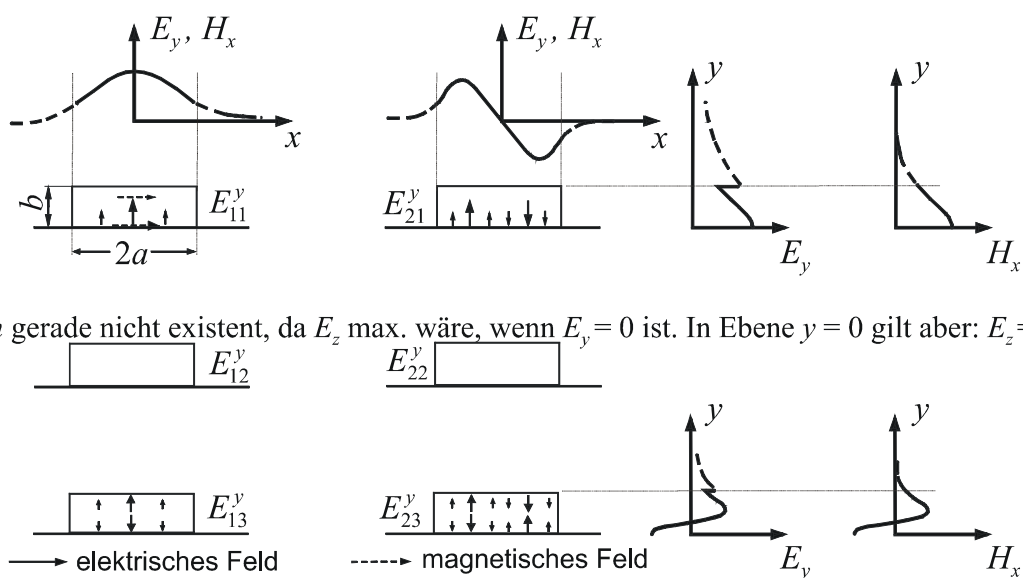
Gitterdimensionen und der ambipolaren Diffusionslänge abhängig. Als nächstes wird die Abstrahlung untersucht. Gemäß der Theorie tritt im W-Band an den hier aufgebauten optisch induzierten Filtern kaum Abstrahlung auf. Nennenswerte Abstrahlung kommt bei den betrachteten Gitter- und Leitungsdimensionen erst bei wesentlich höheren Frequenzen zu Stande.

Anschließend erfolgt der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen der verschiedenen untersuchten Bildleitungen und Filter mit guter Übereinstimmung. Die Beleuchtung der Bildleitung von der Seite ist weniger effizient und schwerer zu handhaben als die Beleuchtung von oben. Bei seitlicher Beleuchtung ist zum Durchschreiten des Dämpfungsmaximums eine höhere Ladungsträgerdichte notwendig als bei der Beleuchtung von oben. Eine weitere Analyse liefert eine bisher noch nicht in der Literatur bekannte Absorption im Halbleitermaterial, welche lediglich um einen schmalbandigen Frequenzbereich herum bei einer bestimmten Ladungsträgerdichte auftritt, und bei welcher sogar eine schwache Abstrahlung auftritt. Darüber hinaus wird die in der Theorie gefundene optimale Trägerdichte für den Betrieb des DBR-Filters, bei der sich die optoelektronische Steuerung als am effizientesten herausstellt und der Gitterreflexionsfaktorbetrag sein Maximum annimmt, verifiziert. Aus der Existenz der diffusionsabhängigen optimalen Ladungsträgerdichte und der damit auftretenden Dämpfung folgt, dass der maximale Gitterreflexionsfaktorbetrag nicht - wie von ALPHONES beschrieben - gegen eins gehen kann, sondern mit dem verwendeten Silizium deutlich unter eins bleiben muss. Des Weiteren zeigt sich, dass die Halbleiterschicht sowohl über ihren Anfang als auch über ihr Ende sowie über ihre Seiten hinaus beleuchtet werden sollte. Dann nämlich können keine Ladungsträger in unbeleuchtete Abschnitte diffundieren, was die Dämpfung unnötig erhöhen würde. Auf Grund der Homogenität des Beleuchtungsprofils empfiehlt sich die Benutzung einer über das Optiksyste einstellbaren kleinen Beleuchtungsfläche zur optischen Anregung. Mit dieser liefern geätzte Masken mit nur acht Gitterstufen die höchsten Gitterreflexionsfaktorbeträge. Auch die Abstrahlungsergebnisse decken sich mit den theoretisch ermittelten Werten und zeigen für die periodische Filter-Struktur im W-Band eine zu vernachlässigende Abstrahlung. Die Theorie der Abstrahlung wird durch die Abstrahlungsergebnisse, die mit Hilfe von aufgebauten Metall-Patch-Antennen gewonnen werden, verifiziert.

Damit ist der Nachweis der Realisierbarkeit von rein optoelektronisch gesteuerten DBR-Filtern - ohne jegliche Permanentgitterstrukturen - im W-Band erbracht und das gesteckte Ziel erreicht. Zur kommerziellen Nutzung der vorgeschlagenen Anwendungen hofft die vorliegende Arbeit auf Halbleitermaterialien, die eine kleinere Diffusionskonstante aufweisen und es somit ermöglichen, trotz einer langen Ladungsträgerlebensdauer eine vergleichsweise kurze Diffusionslänge zu erreichen.

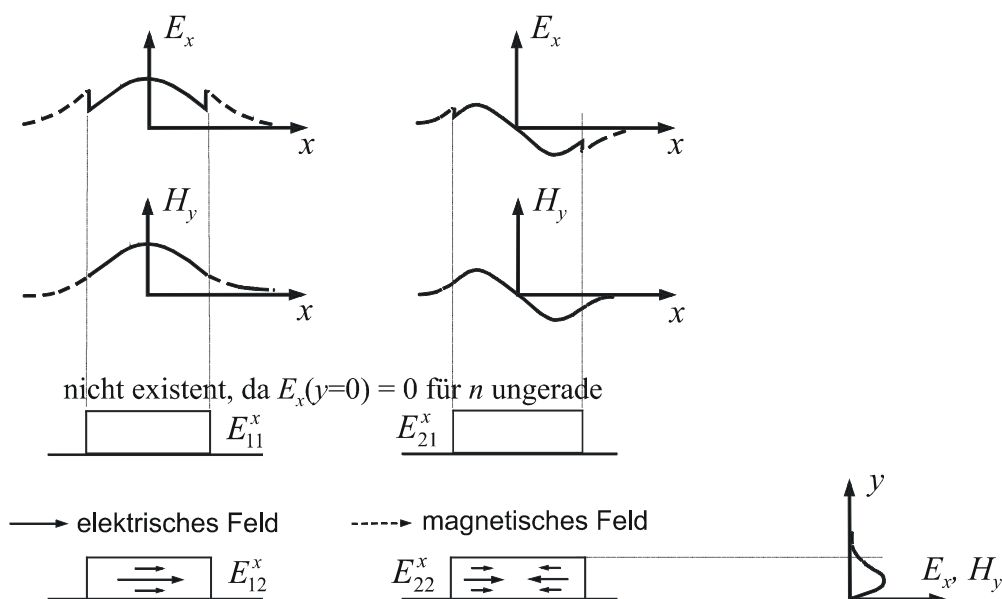
# Kapitel 9

## Anhang



**Abb. 9.1:** Qualitative transversale Feldverteilung der ersten  $E_{mn}^y$ -Moden (auch:  $TM_{mn}$  oder  $EH_{mn}$ ) auf der BL nach der EDC-Methode

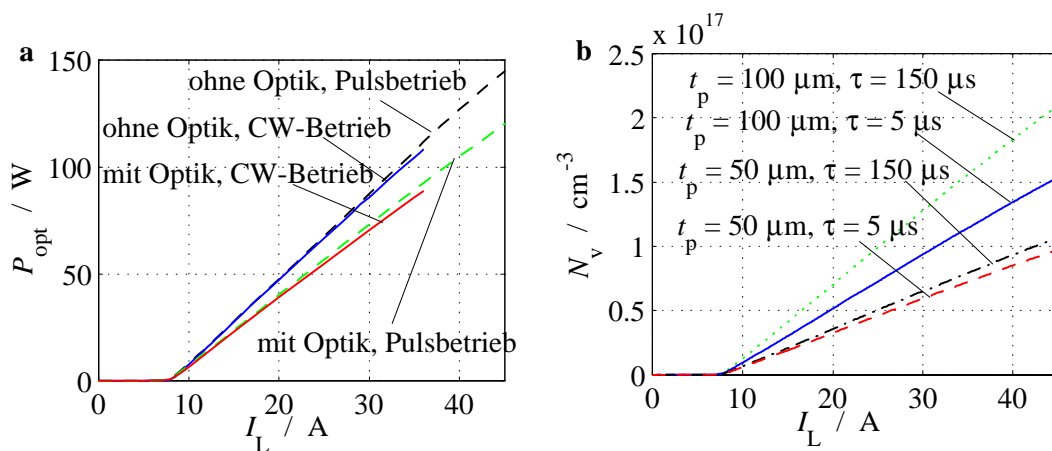




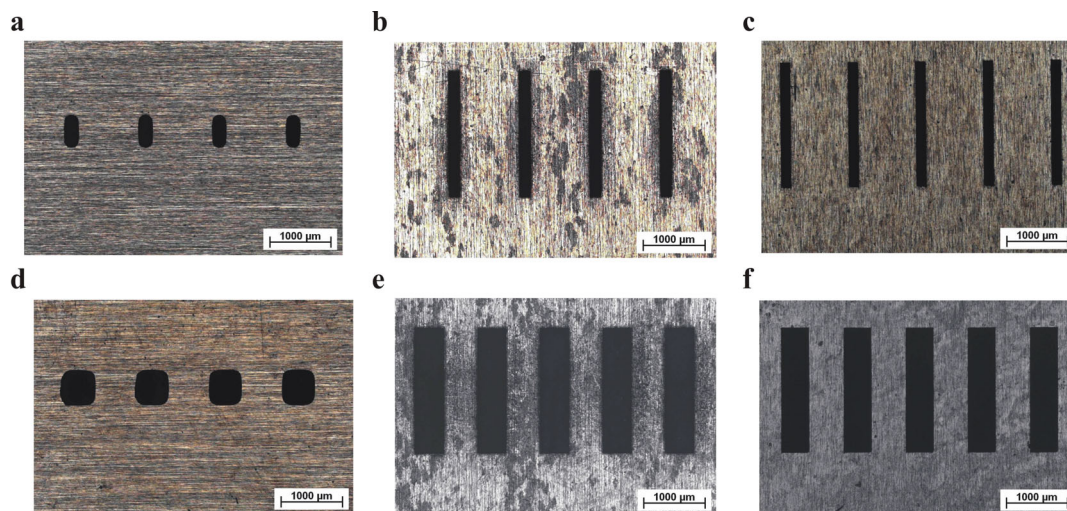
**Abb. 9.2:** Qualitative transversale Feldverteilung der ersten  $E_{mn}^x$ -Moden (auch:  $TE_{mn}$  oder  $HE_{mn}$ ) auf der BL nach der EDC-Methode

**Tabelle 9.1:** Harmonische Funktionen

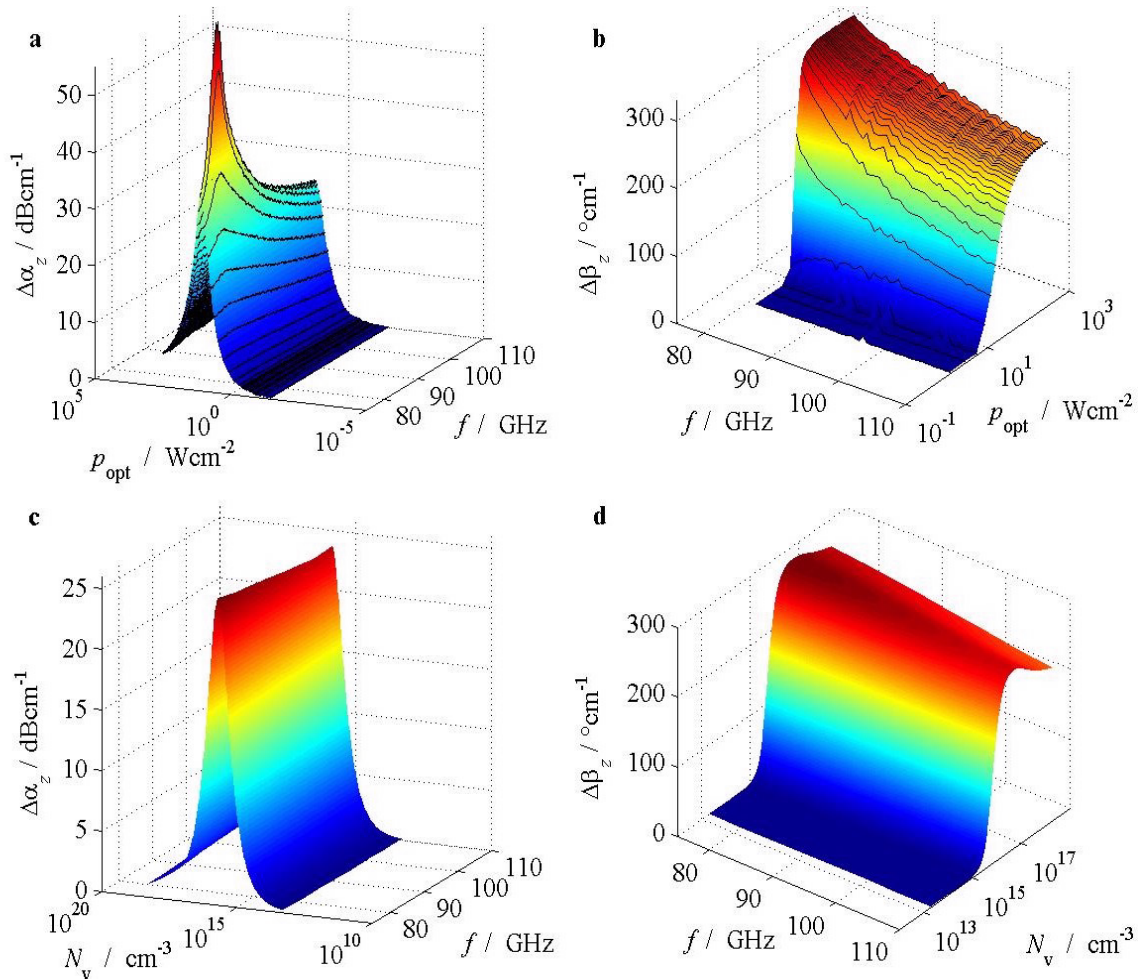
$\Psi(k_i i)$	allg.: $k_i = \beta_i - j\alpha_i$	Darstellung in $\Psi(k_i i)$	physikalische Deutung
$e^{-jk_i i}$	$k_i$ reell $k_i$ imaginär $k_i$ komplex	$e^{-j\beta_i i}$ $e^{-\alpha_i i}$ $e^{(-j\beta_i - \alpha_i)i}$	Wanderwelle in $+i$ -Richtung aperiodisches Feld gedämpfte Welle
$e^{jk_i i}$	$k_i$ reell $k_i$ imaginär $k_i$ komplex	$e^{j\beta_i i}$ $e^{\alpha_i i}$ $e^{(j\beta_i + \alpha_i)i}$	Wanderwelle in $-i$ -Richtung aperiodisches Feld gedämpfte Welle
$\sin k_i i$	$k_i$ reell $k_i$ imaginär $k_i$ komplex	$\sin \beta_i i$ $-j \sinh \alpha_i i$ $\sin \beta_i i \cosh \alpha_i i - j \cos \beta_i i \cosh \alpha_i i$	stehende Welle zwei aperiodische Felder gegenläufig gedämpfte Wellen
$\cos k_i i$	$k_i$ reell $k_i$ imaginär $k_i$ komplex	$\cos \beta_i i$ $\cosh \alpha_i i$ $\cos \beta_i i \cosh \alpha_i i - j \sin \beta_i i \sinh \alpha_i i$	stehende Welle zwei aperiodische Felder gegenläufig gedämpfte Wellen



**Abb. 9.3:** a Gemessene optische Leistung  $P_{\text{opt}}$  an der HL-Oberfläche über  $I_L$  (Parameter: Puls- bzw. CW-Betrieb, jeweils mit und ohne Optik im Strahlengang) und b analoge, optisch induzierte Ladungsträgerdichte  $N_v$  über  $I_L$  (Parameter:  $t_p$  bzw.  $\tau$ )



**Abb. 9.4:** Mikroskopische Aufnahmen verschiedener Masken: a geätzte Maske 1 ( $l_l = 220 \mu\text{m}$ ), b gelaserte Maske 2 ( $l_l = 188 \mu\text{m}$ ), c gelaserte Maske 3 ( $l_l = 164 \mu\text{m}$ ), d geätzte Maske 4 ( $l_l = 469 \mu\text{m}$ ), e gelaserte Maske 5 ( $l_l = 489 \mu\text{m}$ ) sowie f gelaserte Maske 6 ( $l_l = 456 \mu\text{m}$ ) (Abmessungswerte gemittelt)



**Abb. 9.5:** Si-Quarz-BL mit  $2a = 900 \mu\text{m}$ ,  $b = 700 \mu\text{m}$ ,  $t_p = 50 \mu\text{m}$  für Beleuchtung von oben: Gemessen ( $f_{\text{Puls}} = 25 \text{ Hz}$ ): **a** Dämpfungsänderung  $\Delta\alpha_z$  und **b** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  über der optischen Leistungsdichte  $p_{\text{opt}}$  und der Frequenz  $f$ . Sowie Mat-Lab-Simulation: **c** Dämpfungsänderung  $\Delta\alpha_z$  und **d** Phasenmaßänderung  $\Delta\beta_z$  über der Ladungsträgerdichte  $N_v$  und der Frequenz  $f$  ( $L_{\text{Quarz}} = 60 \text{ mm}$ ,  $L_{\text{Si}} = 5, 25 \text{ mm}$ )

## Literaturverzeichnis

- [1] PLATTE, Walter: Hochfrequenztechnik und Optoelektronik - zwei wechselwirkende Disziplinen. In: *Jahresheft Uniforschung, Universität der Bundeswehr Hamburg* (1995), S. 7–21
- [2] PLATTE, Walter: *Mikrowellen-Optoelektronik, eine neue Technik zur Erzeugung kurzer Mikrowellenimpulse*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1986
- [3] LEE, Chi H.: *Picosecond Optoelectronic Devices*. Orlando : Academic Press, 1984
- [4] PLATTE, Walter: LED-Induced Distributed Bragg Reflection Microwave Filter with Fiber-Optically Controlled Change of Center Frequency via Photoconductivity Gratings. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 39 (1991), S. 359–363
- [5] PLATTE, Walter: Two-Dimensionally Distributed Microwave Reflections from a Non-Abrupt Plasma Wall in Photoexcited Semiconductor Waveguides. In: *FREQUENZ* Band 54 (2000), S. 244–248
- [6] PLATTE, Walter: Mikrowellen-Filterstrukturen mit optisch induziertem Leitfähigkeitsgitter. In: *AEÜ* 43 (1989), S. 250–255
- [7] PLATTE, Walter: Periodic-Structure Photoexcitation of a Silicon Coplanar Waveguide for Selective Optoelectronic Microwave Control. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 38 (1990), S. 638–646
- [8] PLATTE, Walter: Faseroptisch induzierte DBR-Mikrowellenfilterstrukturen mit optimierten Reflexions- und Selektionseigenschaften. In: *AEÜ* 44 (1990), S. 291–296
- [9] PLATTE, Walter: Optical Control of Microwaves by LED-Induced DBR Structures in Silicon Coplanar Waveguides. In: *Electronics Letters* Vol. 25 (1989), S. 177–179
- [10] PLATTE, Walter: Optimierung von lichtinduzierten Wellenleitgittern hinsichtlich Substrateigenschaften und optischer Anregung. In: *FREQUENZ* Band 49 (1995), S. 125–130

- 
- [11] FICKENSCHER, Thomas: *Optimierung von optoelektronischen DBR-Filtern auf Silizium-Streifenleitungen im Mikro- und Millimeterwellenbereich*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diss., 1997
- [12] Special issue on Microwave and Millimeter-Wave Photonics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 38 (1990), S. 465–688
- [13] Special issue on Microwave and Millimeter-Wave Photonics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 43 (1995), S. 2181–2441
- [14] Special issue on Microwave and Millimeter-Wave Photonics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 45 (1997), S. 1277–1536
- [15] Special issue on Microwave and Millimeter-Wave Photonics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 47 (1999), S. 1149–1397
- [16] Special issue on Microwave and Millimeter-Wave Photonics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 49 (2001), S. 1829–2061
- [17] STÖCKEL, B.: *Dielektrische Wellenleiter für integrierte Terahertz-Schaltungen*. Erlangen-Nürnberg, Technische Fakultät der Universität Erlangen, Diss., 1995
- [18] PLATTE, Walter: Optoelectronic Microwave Switching via Laser-Induced Plasma Tapers in GaAs Microstrip Sections. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 29 (1981), S. 1010–1018
- [19] VAUCHER, Aileen M. ; STRIFFLER, Charles D. ; LEE, Chi H.: Theory of Optically Controlled Millimeter-Wave Phase Shifters. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 31 (1983), S. 209–216
- [20] CHEUNG, Philip ; NEIKIRK, Dean P. ; ITOH, Tatsuo: Optically Controlled Coplanar Waveguide Phase Shifters. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 38 (1990), S. 586–595
- [21] SADDOW, Stephen E. ; LEE, Chi H.: Scattering Parameter Measurements on an Optoelectronic Attenuator. In: *IEEE MTT-Symposium International* Vol. 3 (1994), S. 1383–1386
- [22] LEE, Chi H.: Picosecond Optics and Microwave Technology. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 38 (1990), S. 596–607. – Invited Paper
- [23] FICKENSCHER, Thomas: A Refined Model for the Analysis of the Coupling Behavior of Photonic Millimeter Wave Beam-Splitter-Type Couplers. In: *FREQUENZ* Band 57 (2003), S. 97–103

- [24] BRAND, G. F.: The Strip Grating as a Circular Polarizing Beamsplitter. In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* Vol. 23 (2002), Nr. 9, S. 1271–1285
- [25] KODERA, T.: An Optically Controlled Isolator Using Ferrite Edge Mode. In: *IEEE MTT-Symposium International* Vol. 1 (2003), S. 413–416
- [26] MANASSON, V. A. ; SADOVNIK, L. S. ; MOUSSESIAN, A. ; RUTLEDGE, D. B.: Millimeter wave diffraction by a photoinduced plasma grating. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 43 (1995), S. 2288–2290
- [27] ALPHONES, A. ; TSUTSUMI, M.: Leaky Wave Radiation from a Periodically Photoexcited Semiconductor Slab Waveguide. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 43 (1995), S. 2435–2441
- [28] MANASSON, V. A. ; SADOVNIK, L. S. ; YEPISHIN, V. A. ; MARKER, D.: An optically controlled millimeter wave beam-steering antenna based on a novel architecture. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 45 (1997), S. 1497–1500
- [29] ABBASPOUR-TAMIJANI, A. ; DUSSOPT, L. ; REBEIZ, G.M.: Miniature and Tunable Filters Using MEMS Capacitors. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 51 (2003), S. 1878–1885
- [30] MATSUMOTO, M. ; TSUTSUMI, M. ; KUMAGAI, N.: Bragg reflection characteristics of millimeter waves in a periodically plasma-induced semiconductor waveguide. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 34 (1986), S. 406–411
- [31] ALPHONES, Arokiaswami: *Studies on Optically Controlled Millimeter-Wave Circuits*. Kyoto, Kyoto Institute of Technology, Diss., December 1991
- [32] ALPHONES, Arokiaswami ; TSUTSUMI, Makoto: Optical Control of Millimeter Waves in the Semiconductor Waveguide. In: *IEICE Trans. Electron.* Vol. E76-C (1993), February, Nr. 2, S. 175–182
- [33] ALPHONES, Arokiaswami ; TSUTSUMI, Makoto: Optically Controlled Bragg Reflection Characteristic of Millimeter Waves in a Corrugated Dielectric Waveguide. In: *Microwave and Optical Technology Letters* Vol. 17 (1998), April, Nr. 6, S. 352–357
- [34] ALPHONES, Arokiaswami: Bragg Reflection Filter by Periodic Photoexcitation of a Semiconductor Waveguide. In: *Microwave and Optical Technology Letters* Vol. 23 (1999), October, Nr. 2, S. 117–120

- [35] HINDY, Moataza A.: Optoelectronic Periodic Structure for Millimeter Wave Control in Waveguides. In: *IEEE Proceedings of the 35th Midwest Symposium on Circuits and Systems* (1992), S. 1349–1352
- [36] NISHIMURA, Kazuo: Scattering of Millimeter Waves by Metallic Strip Gratings on an Optically Plasma-Induced Semiconductor Slab. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 44 (1996), Nr. 12, S. 2231–2237
- [37] NISHIMURA, Kazuo: Analysis of Millimeter Wave Scattering Characteristics by a Photo-Induced Plasma Grating in a Semiconductor Slab. In: *IEICE Trans. Electron.* Vol. E81-C (1998), Nr. 12, S. 1800–1806
- [38] PLATTE, Walter: Optoelectronic Microwave Switching. In: *IEE Proceedings - Optoelectronics* Vol. 132 (1985), S. 126–132
- [39] PLATTE, Walter: Einfluß der Ladungsträgerdiffusion auf das Mikrowellenverhalten von faseroptisch erzeugten DBR-Filterstrukturen. In: *AEÜ* 44 (1990), S. 282–290
- [40] PLATTE, Walter: Grenzfehlerabschätzung für das diffusionsabhängige Impedanz-Stufenprofilmodell von optoelektronischen Wellenleitergittern. In: *Archiv für Elektronik* Vol. 76 (1993), S. 249–256
- [41] PLATTE, Walter: Verbessertes Berechnungsverfahren für optoelektronische Wellenleitergitter im Mikro- und Millimeterwellenbereich. In: *AEÜ* 47 (1993), S. 30–37
- [42] MEIER, Stephan: *Krypton-Ionen-Laser-DBR-Filter*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 103, 1992
- [43] PLATTE, Walter: Optimum carrier lifetime of semiconductor substrate in optoelectronic microwave grating structures. In: *IEE Proceedings - Optoelectronics* Vol. 142 (1995), S. 197–201
- [44] LEE, C. H.: Theory of Optically Controlled Millimeter-Wave Phase Shifters. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 2 (1983)
- [45] BUTLER, J. K. ; WU, T.-F. ; SCOTT, M. W.: Nonuniform Layer Model of a Millimeter-Wave Phase Shifter. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 34 (1986), S. 147–154
- [46] PLATTE, Walter: Effective Photoconductivity and Plasma Depth in Optically Quasi - CW Controlled Microwave Switching Devices. In: *IEE Proceedings - Optoelectronics* Vol. 135 (1988), S. 251–254

- [47] PLATTE, Walter: Effect of surface recombination on microwave performance of laser-induced DBR gratings in silicon coplanar waveguides. In: *IEE Proceedings - Optoelectronics* Vol. 139 (1992), S. 399–401
- [48] PLATTE, Walter: *Lichtempfindliche Halbleiterschichten in Microstrip-Leitungen*. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Diss., 1975
- [49] SCHWOLEN, A. ; FICKENSCHER, Th.: Nonuniform Layer Model of an Image Guide Millimeter-Wave Phase Shifter. In: *Microwave and Optical Technology Letters* June (2004), S. 486–490
- [50] REIDER, Georg A.: *Photonik: Eine Einführung in die Grundlagen*. Wien : Springer-Lehrbuch Technik, 1997
- [51] LEE, C. ; MAK, P. ; DEFONZO, A.: Optical Control of Millimeter-Wave Propagation in Dielectric Waveguides. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 16 (1980), S. 277–288
- [52] KOUL, Shiban K.: *Millimeter Wave and Optical Dielectric Integrated Guides and Circuits*. New York : John Wiley and Sons, Inc., 1997
- [53] BURKE, J. J.: Propagation Constants of Resonant Waves on Homogeneous, Isotropic Slab Waveguides. In: *Applied Optics* Vol. 9 (1970), Nr. 11, S. 2444–2452
- [54] BRAND, Hans: *Schaltungslehre linearer Mikrowellennetze*. Stuttgart : Hirzel Verlag, 1970
- [55] PLATTE, Walter: Scattering Parameter Analysis of Light-Induced Periodic Microwave Structures. In: *FREQUENZ* Band 52 (1998), S. 187–190
- [56] TSUJI, M. ; MATSUMOTO, S. ; SHIGESAWA, H. ; TAKIYAMA, K.: Guided-Wave Experiments with Dielectric Waveguides Having Finite Periodic Corrugation. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 31 (1983), S. 337–344
- [57] COLLIN, R. E.: *Foundations for Microwave Engineering*. New York : McGraw-Hill Book Company, 1966
- [58] SCHWOLEN, A. ; FICKENSCHER, Th.: Periodic-Structure Photoexcitation of a GaAs Image Guide for Selective Optoelectronic MMW-Control. In: *FREQUENZ* Band 57 (2003), Nr. 7-8, S. 152–156
- [59] HONDROS, D. ; DEBYE, P.: Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten. In: *Ann. Phys.* 32 (1910), Nr. 8, S. 465–476



- [60] TAMIR, T.: *Integrated Optics*. Berlin : Springer Verlag, 1975
- [61] TAMIR, T.: *Guided Wave Optoelectronics*. Berlin : Springer Verlag, 1988
- [62] HUTCHESON, L. D.: *Integrated Optical Circuits and Components*. New York : Marcel Dekker, 1987
- [63] LIN, C.: *Optoelectronic Technology and Lightwave Communications Systems*. New York : Van Nostrand Reinhold, 1989
- [64] GHATAK, A. K. ; THYAGARAJAN, K.: Optical Electronics. In: *Cambridge University Press* (1989). – Cambridge, UK
- [65] UNGER, H.-G.: *Planar Optical Waveguides and Fibres*. Oxford : Clarendon Press, 1977
- [66] KING, D. D.: Dielectric Image Lines. In: *J. Appl. Phys* Vol. 23 (1952.), June, S. 699–700
- [67] KING, D. D.: Properties of Dielectric Image Lines. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 3 (1955), March, S. 75–81
- [68] KING, D. D.: Circuit Components in Dielectric Image Lines. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 3 (1955), December, S. 35–39
- [69] WEISS, M. T. ; GYORGY, E. M.: Low Loss Dielectric Waveguides. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 2 (1954), December, S. 38–44
- [70] KING, D. D. ; SCHLESINGER, S. P.: Losses in Dielectric Image Lines. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 5 (1957), Januar, S. 31–35
- [71] SCHLESINGER, S. P. ; KING, D. D.: Dielectric Image Lines. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 6 (1958), July, S. 291–299
- [72] WILTSE, J. C.: Some Characteristics of Dielectric Image Lines at Millimeter Wavelength. In: *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 7 (1959), Januar, S. 65–70
- [73] TOULIOS, P. ; KNOX, R.: Integrated Circuits for the Millimeter Through Optical Frequency Range. In: WESCON (Hrsg.): *Proceedings of the Symposium on Submillimeter Waves*. New York : Wescon Technical Papers, 1970, S. 1–10
- [74] ZINKE, O. ; BRUNSWIG, H.: *Hochfrequenztechnik 1, Hochfrequenzfilter, Leitungen, Antennen*. Berlin-Heidelberg : Springer-Verlag, 1995

- [75] BARTHIA, P. ; BAHL, I. J.: *Millimeter Wave Engineering and Applications*. Canada : John Wiley and Sons, Inc., 1984
- [76] MARCUSE, Dietrich: *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. New York : Academic Press, 1974
- [77] KOGELNIK, H.: An Introduction in Integrated Optics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 23 (1975), Nr. 1, S. 2–15
- [78] EBELING, K. J.: *Integrierte Optoelektronik*. Berlin : Springer-Verlag, 1992
- [79] WOLFF, I. ; SOLBACH, K.: *Dielektrische Bildleitungen*. Aachen : Verlag H. Wolff, 1983
- [80] PENG, S. T. ; OLINER, A. A.: Guidance and Leakage Properties of a Class of Open Dielectric Waveguides: Part II - Mathematical Formulations. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 29 (1981), Nr. 9, S. 855–869
- [81] HEITMANN, J.F.: *Dielektrische Bildleitungen zur Integration von Millimeterwellenschaltungen*. Aachen, Technische Hochschule Aachen, Diss., 1975
- [82] OKOSHI, T.: *Planar Circuits For Microwaves and Lightwaves*. Berlin, Germany : Springer, 1985
- [83] MARCUSE, Dietrich: Mode Conversion Caused by Surface Imperfections of Dielectric Slab Waveguide. In: *Bell System Technical Journal* (December, 1969), S. 3187–3215
- [84] PENG, S. T. ; OLINER, A. A.: Guidance and Leakage Properties of a Class of Open Dielectric Waveguides: Part I - Mathematical Formulations. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 23 (1981), S. 843–855
- [85] BARNOSKI, Michael K.: *Introduction to Intergrated Optics*. New York : Plenum Press, 1974
- [86] MATTHAEI, G. L.: A Note Concerning Modes in Dielectric Waveguide Gratings for Filter Applications. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 31 (1983), Nr. 3, S. 309–312
- [87] DEO, N. ; MITTRA, R.: Planar Dielectric Waveguides for Millimeter Wave Integrated Circuits. In: *AEÜ* Band 37 (1983), Nr. 7/8, S. 236–244
- [88] LEHNER, Günther: *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker*. Berlin, Germany : Axel Springer Verlag, 1996

- [89] BLUME, Siegfried: *Theorie elektromagnetischer Felder*. Heidelberg : Hüthig Buch Verlag GmbH, 1991
- [90] SALEMA ; FERNANDES ; JHA: *Solid Dielectric Horn Antennas*. Norwood, MA 02062 : Artech House, 1998
- [91] KRAUS, J. D. ; MARHEFKA, R. J.: *Antennas For All Applications*. 3. New York : McGraw-Hill Higher Education, 2002
- [92] UNGER, H.-G.: *Elektromagnetische Wellen*. Braunschweig : Friedrich Vieweg und Sohn GmbH, 1967
- [93] GOELL, J. E.: A Circular Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides. In: *The Bell System Technical Journal* (1969), S. 2133–2160
- [94] CROMBACH, Frank U.: *Einzelne und gekoppelte dielektrische Wellenleitungen mit rechteckigen Querschnitten*. Darmstadt, Technische Hochschule Darmstadt, Diss., 1983
- [95] CULLEN, A. L. ; ÖZKAN, O.: Pointmatching Technique for Rectangular Cross Section Dielectric Rod. In: *Electronics Letters* Vol. 7 (1971), S. 497–499
- [96] OGUSO, K.: Numerical Analysis of Rectangular Dielectric Waveguide and its Modifications. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 25 (1977), Nr. 11, S. 874–855
- [97] SCHWEIG, E. ; BRIDGES, W. B.: Computer Analysis of Dielectric Waveguides: A Finite Difference Method. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 32 (1984), S. 531–541
- [98] SCHLOSSER, W. ; UNGER, H.-G.: Partially Filled Waveguides and Surface Waveguides of Rectangular Cross Section. In: *Advances in Microwaves, Academic Press, New York* (1966), S. 319–387
- [99] MARCATILI, E.: Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. In: *Bell System Technical Journal* Vol. 48 (1969), S. 2071–2102
- [100] PREGLA, R.: A Method for the Analysis of Coupled Rectangular Dielectric Waveguides. In: *AEÜ* 28 (1974), Nr. 9, S. 349–357
- [101] KOSHIBA, M. ; SUZUKI, M.: Microwave Network Analysis of Dielectric Waveguides for Millimetre Waves Made of Dielectric Strip and Planar Dielectric Layer. In: *Trans. Inst. Electron. Commun. Eng. (Japan)* E 65 (1980), S. 344–350

- [102] PENG, S. ; SCHWERING, F.: Dielectric Grating Antennas. In: *Research and Development Technical Report - CORADCOM 78-3* (1978), S. 1–46
- [103] SCHWERING, F. K. ; PENG, S.-T.: Design of Dielectric Grating Antennas for Millimeter-Wave Applications. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 31 (1983), S. 199–209
- [104] KNUE, Marc: *Analyse dielektrischer Wellenleiter und Bildleiter mit lichtinduziertem inhomogenem Plasmaprofil*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 160, 2002
- [105] LEESCH, Steffen: *EDC-Analyse optisch steuerbarer dielektrischer Wellenleiter*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 158, 2002
- [106] LEESCH, Steffen: *EDC-Analyse einzelner und gekoppelter dielektrischer Wellenleiter bzw. dielektrischer Bildleitungen mit lichtinduzierter Plasmaschicht*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 163, 2003
- [107] UNGER, H.-G.: *Optische Nachrichtentechnik, Teil I: Optische Wellenleiter*. Heidelberg : Dr. Alfred Hüthig Verlag, 1984
- [108] JOOS, Richter: *Höhere Mathematik für den Praktiker*. Leipzig : Johann Ambrosius Barth, 1978
- [109] MEINKE, Gundlach: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 2, Komponenten*. Berlin Heidelberg NewYork Tokyo : Springer-Verlag, 1985
- [110] CHEN, K.-C. ; QIAN, Y. ; TZUANG, C.-K. ; ITOH, T.: A Periodic Microstrip Radial Antenna Array with a Conical Beam. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* Vol. 51 (2003), Nr. 4, S. 756–765
- [111] MANASSON, V. A. ; SADOVNIK, L. S.: Monolithic Electronically Controlled Millimeter-Wave Beam-Steering Antenna. In: *Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, Digest of Papers* (1998), S. 215 – 217
- [112] RODENBECK, C.T. ; LI, M.-Y. ; CHANG, K.: A Novel Multibeam Grating Antenna with Applications to Low-Cost Millimeter-Wave Beam-Steering. In: *IEEE MTT-Symposium International* Vol. 1 (2002), S. 57–60
- [113] GREWAL, G. ; HANSON, G. W.: Optically Controlled Solid-State Plasma Leaky-Wave Antenna. In: *Microwave and Optical Technology Letters* Vol. 39 (2003), Nr. 6, S. 450–453

- [114] PENG, S. ; OLINER, A. ; SCHWERING, F.: Dielectric Grating Antennas of Finite Width. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium* Vol. 19 (1981), S. 529–532
- [115] KLOHN, K. L. ; HORN, R. E. ; JACOBS, H. ; FREIBERGS, E.: Silicon Waveguide Frequency Scanning Linear Array Antenna. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 26 (1978), Nr. 10, S. 764–773
- [116] MITTRA, R. ; KASTNER, R.: A Spectral Domain Approach for Computing the Radiation Characteristics of a Leaky-Wave Antenna for Millimeter Waves. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* Vol. 29 (1981), Nr. 4, S. 652–654
- [117] PENG, S. T. ; TAMIR, T. ; BERTONI, H. L.: Theory of Periodic Dielectric Waveguides. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 23 (1975), Nr. 1, S. 123–133
- [118] UNGER, H.-G.: *Elektromagnetische Wellen auf Leitungen*. Heidelberg : Hüthig Buch Verlag, 1996
- [119] PETIT, R.: *Electromagnetic Theory of Gratings*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1980
- [120] HAMMAD, H. F. ; ANTAR, Y. M. M. ; FREUNDORFER, A. P. ; SAYER, M.: A New Dielectric Grating Antenna at Millimeter Wave Frequency. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* Vol. 52 (2004), Nr. 1, S. 36–44
- [121] SPORLEDER, F. ; UNGER, H.-G.: *Waveguide Tapers, Transitions and Couplers*. London und New York : Institution of Electrical Engineers, 1979
- [122] PENG, S. T.: Oblique Guidance of Surface Waves on Currugated Dielectric Layers. In: URSI (Hrsg.): *Proc. Int. URSI Symp. Electromagnetic Waves*. München : URSI, 1980, S. 341B/1–341B/4
- [123] ALPHONES, A. ; TSUTSUMI, M.: Leaky Wave Radiation of Millimetre Waves by Photoinduced Plasma Grating in a Semiconductor Slab. In: *IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation* Vol. 146 (1999), Nr. 1, S. 77–83
- [124] STIRNER, Edmund: *Antennen*. Heidelberg : Dr. Alfred Hüthig Verlag GmbH, 1984
- [125] SHIAU, Yih: Dielectric Rod Antennas for Millimeter-Wave Integrated Circuits. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 24 (1976), Nr. 11, S. 869–872

- [126] WECKBACH, Klaus: *Untersuchung optisch steuerbarer DBR-Filter und Leitungskoppler in Bildleitungstechnik für W-Band-Anwendungen mittels numerischer Feldanalyse*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 173, 2004
- [127] SCHLESNER, Martin: *Simulation, Aufbau und messtechnische Verifizierung von optisch steuerbaren Millimeterwellenbauelementen aus dielektrischen Bildleitungen im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 161, 2003
- [128] SCHORMANN, Christian: *Analyse plasmagesteuerter MMW-Bauelemente in Bildleitungstechnik mittels FDTD-Feldberechnung*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 185, 2004
- [129] SCOTT, M. W. ; WU, T.-F. ; BUTLER, J. K.: Analysis of a Buried Layer Millimeter-Wave Phase Shifter. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 35 (1987), Nr. 8, S. 783–784
- [130] FARIAS, R. G. ; GIAROLA, A. J.: Analysis of Optically Controlled Planar Dielectric Waveguides Operating in the Millimeter-Wave Band Using FDTD. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 47 (1999), Nr. 5, S. 639–642
- [131] SEIFARTH, Christoph: *Messtechnische Untersuchung lasergesteuerter dielektrischer Bildleitungen im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 174, 2004
- [132] RITTER, Christoph: *Experimentelle Untersuchung von lasergesteuerten DBR-Filtern in Bildleitungstechnik für W-Band-Anwendungen*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 165, 2003
- [133] HEIDEL, Sven: *Messtechnische Untersuchung lasergesteuerter W-Band Richtkoppler basierend auf gekoppelten Leitungen*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 162, 2003
- [134] CASTOR, Roland: *Optimierung von lasergesteuerten DBR-Filtern in Bildleitungstechnik für W-Band-Anwendungen*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 169, 2003
- [135] SEIFARTH, Christoph: *Aufbau und messtechnische Untersuchung einer Millimeterwellen-Messbrücke im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 166, 2003

- [136] RICHTER, J.: Dielektrische Leitungen und Feldsonden für 150 GHz. In: *30 Jahre Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik*, Universität Erlangen-Nürnberg (2000), S. 54–56
- [137] FELBER, Wolfgang: *Simulation, Optimierung und messtechnische Verifizierung von Wellentypwandlern beim Übergang vom Rechteckhohlleiter auf eine rechteckige dielektrische Bildleitung im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 151, 2002
- [138] SCHLESNER, Martin: *Simulation, Optimierung und messtechnische Verifizierung von Wellentypwandlern beim Übergang vom Rechteckhohlleiter auf eine rechteckige dielektrische Bildleitung im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 155, 2002
- [139] RITTER, Christoph: *Entwurf, Aufbau und meßtechnische Untersuchung eines in Bildleitungstechnik integrierten optisch steuerbaren Millimeterwellenfilters für W-Band-Anwendungen*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 156, 2002
- [140] LIOUBTCHENKO, D. ; DUDOROV, S. ; MALLAT, J. ; TUOVINEN, J. ; RÄISÄNEN, A. V.: Low-Loss Sapphire Waveguides for 75-110 GHz Frequency Range. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* Vol. 11 (2001), Nr. 6, S. 252–254
- [141] CASTOR, Roland: *Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften von Wellen im W-Band an offenen Wellenleiterstrukturen in Bildleitungstechnik*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 177, 2004
- [142] YUREK, A. M. ; LI, M. G. ; LEE, C. H.: Measurements of Time-Varying Millimeter-Wave Vectors by a Dynamic Bridge Method. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* Vol. 34 (1986), Nr. 11, S. 1220–1223
- [143] THEWES, Marcell: *Untersuchung lasergesteuerter W-Band-Leitungskoppler in Bildleitungstechnik*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 175, 2004
- [144] STABILE, P. J. (Hrsg.) ; MARX, R. E. (Hrsg.) ; EVANS, G. A. (Hrsg.): *Millimeter-Wave Surface Emitters with Optically Induced Gratings*. Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, LEOS '90. Conference Proceedings IEEE, S. 297, 1990
- [145] AMANTEA, R. ; ROSEN, A. ; STABILE, P.J.: Optically Steered MM-Wave Grating Surface Emitter. In: *Conf. on Optical Microwave Interactions*. Santa Barbara, CA : LEOS, 1993, S. 42–43

- [146] BERNDT, Olaf: *Entwurf und Aufbau eines Modenspektrometers für dielektrische Bildleitungen im W-Band*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 150, 2002
- [147] SCHWOLEN, A. ; FICKENSCHER, Th.: Experimental Verification of Nonuniform Plasma Layer Model for Quartz-Silicon Image Guide Phase Shifters. In: *zur Veröffentlichung bei IEEE MTT eingereicht* (Sept. 2004)
- [148] WECKBACH, Klaus: *Numerische Feldanalyse plasmagesteuerter Millimeterwellenbauelemente in Bildleitungstechnik*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Diplomarbeit, D 179, 2004
- [149] HENTSCHEL, Norman: *Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften von Millimeterwellen im W-Band an offenen Bildleitungstechnik-Wellenleiterstrukturen*. Universität der Bundeswehr Hamburg, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Studienarbeit, S 180, 2004



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik der Helmut-Schmidt-Universität/Universität der Bundeswehr Hamburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Walter Platte, dem Inhaber dieses Lehrstuhls, der die Durchführung der vorliegenden Arbeit ermöglichte und ihren Verlauf durch immerwährendes, sehr großes Interesse und fachlichen Rat förderte.

Des Weiteren danke ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Gerd Scholl, dem Inhaber des Lehrstuhl für Elektrische Messtechnik der Helmut-Schmidt-Universität, für die Übernahme des Korreferates und für das der Arbeit entgegengebrachte große Interesse.

Genauso möchte ich allen Kollegen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, insbesondere Herrn Dr.-Ing. Thomas Fickenscher, sowie allen Studenten dank sagen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Der größte Dank gilt meiner Lebensgefährtin für ihre Geduld und Rücksichtnahme während der Entstehung dieser Arbeit.

Der Druck dieser Dissertation wurde mit Mitteln der  
Helmut-Schmidt-Universität/Universität der Bundeswehr Hamburg unterstützt

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Andreas Schwolen  
Geburtsdatum/-ort: 11.07.1971, Bendorf (Rhein), Rheinland-Pfalz (Rhld.-Pf.)  
Staatsangehörigkeit: deutsch

## Schulbildung

1976 – 1980 Grundschule Anhausen, Westerwald  
1980 – 1987 Heinrich-Heine-Realschule, Neuwied/Rhein, Rhld.-Pf.  
1987 – 1990 David-Roentgen-Schule, Neuwied/Rhein, Rhld.-Pf., allg. Hochschulreife

## Beruflicher Werdegang

1990 – 1992 Soldat auf Zeit (4 Jahre), Ausbildung zum Richtfunkunteroffizier  
1992 – 2003 Wechsel in die Offizierslaufbahn, Ausb. zum Fernmeldeoffizier  
1993 – 1994 Leiter Abteilung Fernmeldeweitverkehr im Fernmeldebataillon, Koblenz

## Studium

1994 – 1998 Studiengang Elektrotechnik an der Universität der Bundeswehr, heute Helmut-Schmidt-Universität/Universität der Bundeswehr Hamburg, Studienrichtung Nachrichtentechnik, Diplomarbeit im Fachgebiet Hochfrequenztechnik und Optoelektronik, Thema: automatische Steuerung eines EMV-Messplatzes, Abschluss: Diplom  
1995 – 1997 Mitarbeit in einem akademischen Gremium (Fachbereichsrat Elektrotechnik)  
1995 – 1998 Vertrauensperson des Studentenjahrgangs  
2001 – 2002 Kontaktstudium: BWL und Arbeitsrecht an der Universität Hamburg  
Abschluss: Kontaktstudienbrief

## Weiterer beruflicher Werdegang

1998 – 2000 Leiter einer Computer-Netzwerkabteilung (UNIX und Windows NT) des Führungs- und Informationssystems HEROS-2/1, gleichzeitig Informationstechnik-Beauftragter (samt IT-Sicherheit) der Multinationalen Division in Mönchengladbach sowie Vertrauensperson der deutschen Offiziere  
2000 – 2001 Projektleiter im Stab des Fernmeldebataillons in Rotenburg (Wümme) und anschließend dort Kompaniechef  
2001 – 2004 Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik und Optoelektronik der Helmut-Schmidt-Universität  
2003 Weiterbildung Projektmanagement an der Management Akademie Essen  
2005 Projektleiter bei der Firma Plath GmbH in Hamburg