

Cantileverbasierte Nahfeldmikroskopie

Diplomarbeit

zur

Erlangung des Grades eines
Diplomphysikers

vorgelegt von

Jan Paskarbeit

Fakultät Physik



Universität Bielefeld

Bielefeld, 3. Juni 2008

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und dabei keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Bielefeld, den 03.06.2008

(Jan Paskarbeit)

Gutachter:

Prof. Dr. Dario Anselmetti

Prof. Dr. Günter Reiss

Abgabedatum der Arbeit: 03.06.2008

*I do not think such a thing would be beyond the
capacities of a clever experimentalist.*

Edward Hutchinson Synge, 1928

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Rasterkraftmikroskopie	4
2.1.1	Messmodi	6
2.2	Optische Nahfeldmikroskopie	8
2.2.1	Konventionelle Lichtmikroskopie	8
2.2.2	Klassische Rasternahfeldmikroskopie	10
2.2.3	Cantileverbasierte Nahfeldmikroskopie	11
2.2.4	Aperturlose cantileverbasierte Nahfeldmikroskopie	15
2.3	Mehrfachdipolmethode	17
2.4	Fluoreszenz	23
2.5	Artefakte	24
3	Material und Methoden	26
3.1	Cantilever	26
3.2	Metallschicht	27
3.3	Fluoreszenzfarbstoffe	28
3.4	Simulation	29
3.4.1	Modell der Cantileverspitze	30
3.4.2	Ablauf der Simulation	30
3.5	Messaufbau	32
4	Resultate und Diskussion	39
4.1	Theoretische Ergebnisse	39
4.1.1	Grundsätzliche Überlegungen	39

4.1.2	Vergleich der mit Gold bzw. Aluminium in Luft und Wasser erreichbaren Intensitäten und Auflösungen	42
4.1.2.1	Wellenlängenabhängige Anregungsmaxima	44
4.1.2.2	Scheinbare Quanteneffizienz	44
4.1.2.3	Effektive Quanteneffizienzen und Halbwertsbreiten	49
4.2	Experimentelle Ergebnisse	51
4.2.1	Aluminium	51
4.2.2	Gold	53
5	Zusammenfassung und Ausblick	57
	Literaturverzeichnis	59
6	Danksagung	67
A	Anhang	69
A.1	Mehrfachdipolmethode	69
A.1.1	main.m	69
A.1.2	snomcantilever.m	73
A.1.3	glas.m	79
A.1.4	kugel.m	80
A.1.5	init.m	80
A.1.6	epswasser.m	81
A.1.7	matrix.m	81
A.1.8	multicorematrix.m	83
A.1.9	DPFelder.m	84
A.1.10	randbedingung.m	85
A.1.11	radsymLicht.m	85
A.1.12	stehenderDipol.m	86
A.1.13	loesen.m	86
A.1.14	felderebene.m	87
A.1.15	multicorefelderebene.m	88
A.1.16	findmedium.m	89
A.1.17	dipolabstand.m	89
A.1.18	ND.m	89

A.1.19 NM.m	89
A.1.20 domain.m	89

1 Einleitung

Ende des 17. Jahrhunderts konnte Antoni van Leeuwenhoek mittels eines Lichtmikroskops zum ersten Mal Bakterien abbilden.¹ Seitdem hat sich die optische Mikroskopie als eine der wichtigsten Untersuchungsmethoden in der Wissenschaft etabliert. Dies liegt zum einen daran, dass die Ergebnisse intuitiv verständlich sind, zum anderen an dem relativ geringen Preis eines Lichtmikroskops. Beschränkt wird die Anwendbarkeit hauptsächlich durch die 1873 von Abbe gefundene Beugungsbegrenzung der Auflösung auf etwa die Hälfte der Wellenlänge des verwendeten Lichts [1]. Für den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums bedeutet dies Auflösungen von 200–350 nm. Es existieren verschiedene Ansätze, die Auflösungsbeschränkung der Lichtmikroskopie zu umgehen, darunter die von Stefan Hell entwickelte, auf dem konfokalen Prinzip basierende 4Pi-Mikroskopie, bei der der Raumwinkel der Beleuchtung und der Detektion durch die Verwendung von zwei Objektiven vergrößert wird, sodass eine Auflösung von ~ 100 nm im sichtbaren Bereich möglich ist [2]. Die ebenfalls von Stefan Hell demonstrierte *stimulated emission depletion*-Mikroskopie nutzt die aktive Fluoreszenzauslöschung in einem Bereich um den Fokus und erreicht Auflösungen von bis zu 33 nm [3].

Den bisher genannten Methoden gemeinsam ist die Anregung und Detektion der Strahlung im Fernfeld. Eine andere Möglichkeit ist die von Edward Hutchinson Syngé auf Albert Einsteins Empfehlung hin veröffentlichte optische Rasternahfeldmikroskopie (engl. *scanning probe microscopy*, SNOM). In diesem Entwurf wird eine lichtundurchlässige, von oben bestrahlte Scheibe mit einem sehr kleinen Loch ($d \approx 10^{-8}$ m) in einem Abstand von weniger als 10^{-8} m über eine glatte Probe gerastert (Abbildung 1.1). In einem Brief an Einstein beschreibt er eine andere Methode, bei der ein metallüberzogener Quarzglaskegel, an dessen Spitze sich ein Loch in der Metallschicht befindet, in der beschriebenen Art über die Oberfläche der Probe geführt wird. Je nach Lichtdurchlässigkeit der Probe an der Stelle des Loches variiert die Intensität des transmittierten Lichts, das dann

¹Außerdem konnte er nachweisen, dass sich Muscheln, Flöhe und Kornkäfer aus Eiern entwickeln und nicht, wie bis dahin angenommen, spontan aus Sand und Schmutz.

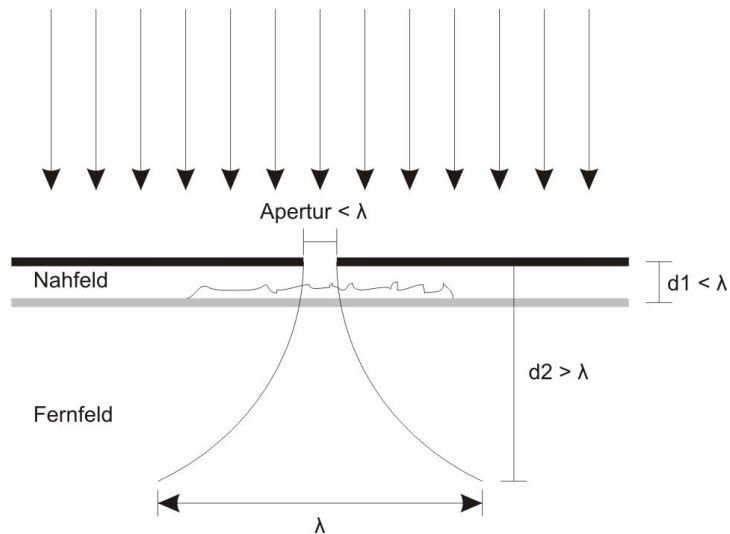


Abbildung 1.1: Von Synge vorgeschlagener Aufbau für ein Nahfeldmikroskop

von einer photoelektrischen Zelle in Strom umgesetzt wird. Dieser wird wiederum als bildgebendes Signal ausgewertet. Durch die geringe Entfernung der Apertur von der Probe wechselwirkt das Licht mit dieser, bevor es im Fernfeld der Beugungsbegrenzung unterworfen ist. Da das Loch kleiner ist als die Wellenlänge des verwendeten Lichts, wird damit die Auflösungsgrenze umgangen. Unlösbar zur Zeit der Publikation waren jedoch die Abstandsregelung, die Herstellung einer definierten und hinreichend kleinen Apertur sowie die Beleuchtung mit einer intensitätskonstanten Lichtquelle. [4, 5]

1956 wurde ein ähnliches Konzept ohne Kenntnis von Synges Artikel von O'Keefe vorgeschlagen, jedoch ebenfalls aufgrund der technischen Probleme verworfen [6]. Im gleichen Jahr führte Albert V. Baez ein auf diesem Prinzip beruhendes Experiment mit Schallwellen einer Wellenlänge von 14 cm durch, bei dem er seinen Finger abbilden konnte [7]. Im Mikrowellenbereich wurde die Rsternahfeldmikroskopie bereits 1959 von Frait [8], 1962 von Soohoo [9] und 1972 von Ash und Nicholls [10] umgesetzt.

Die ursprüngliche Idee der optischen Rsternahfeldmikroskopie konnte erst 1984 durch Pohl et. al. [11] und Lewis et. al. [12] mit Auflösungen von 50 nm verwirklicht werden; unter anderem war dies möglich durch die Entwicklung von piezoelektrischen Translokatoren und der Lichtverstärkung durch induzierte Emission von Strahlung (engl. *light amplification by stimulated emission of radiation*, Laser). Die experimentellen Realisationen erfolgten dabei alle ohne Kenntnis der Publikationen von Synge und O'Keefe.

Es konnte unter anderem gezeigt werden, dass es möglich ist, mithilfe eines SNOM einzelne Farbstoffmoleküle [13–15], Proteinkomplexe in Membranen [16] und fluoreszenzmarkierte DNA abzubilden [17] sowie *fluorescence resonance energy transfer* an kurzen, an den Enden fluoreszenzmarkierten DNA-Strängen [18] zu beobachten. Dennoch konnte sich die Technik bisher für die Abbildung biologischer Proben nicht durchsetzen. Dies liegt unter anderem an der, besonders bei Abbildung biologischer Proben in Flüssigkeiten, komplizierten, jedoch unabdingbaren Abstandsregelung. Eine andere Rastermikroskopiemethode, deren Prinzip auf der exakten Abstandsregelung beruht, ist die Rasterkraftmikroskopie (engl. *atomic force microscopy*, AFM). Hierbei wird eine an einer Blattfeder befestigte Spitze über die Oberfläche geführt. Durch die Verbiegung der Blattfeder können Rückschlüsse auf die Topografie der Probe gezogen werden. Diese Methode hat sich aufgrund ihrer Einfachheit seit ihrer Einführung 1986 durch Gerd Binnig [19] auf vielen Gebieten bewährt. Anwendungsmöglichkeiten sind z. B. die Kraftspektroskopie, mit der das Bindungsverhalten zwischen einzelnen Molekülen beobachtet werden kann, die Messung magnetischer Kräfte mittels einer magnetischen Spitze (Magnetkraftmikroskopie [20]) oder chemische Wechselwirkungen (Chemische Kraftmikroskopie [21]) zwischen einer funktionalisierten Spitze und der Probe. Da die Rasterkraftmikroskopie auch in Flüssigkeiten verhältnismäßig unproblematisch anwendbar ist, liegt es nahe, die Möglichkeiten der SNOM mit der Anwenderfreundlichkeit der AFM zu kombinieren. Während meistens angespitzte, metallbeschichtete Glasfasern verwendet werden, deren Metallschicht an der Spitze eine Apertur aufweist, werden in dieser Arbeit ebenfalls metallbeschichtete, jedoch aperturlose Glasspitzen verwendet, die an einer Blattfeder befestigt sind [15, 22]. Die Fluoreszenzanregung erfolgt dabei nicht durch direkte Transmission, sondern durch Anregung von Oberflächenplasmonen, die an der Spitze zur Ausbildung eines evaneszenten Feldes führen. Da die Stärke der Oberflächenplasmonenresonanz stark vom Einfallswinkel des Anregungslichts, vom Öffnungswinkel der Spitze und der Dicke der Metallschicht abhängt, sind zur optimalen Anregung Simulationen unerlässlich. Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau eines modularen Lichtmikroskops zur Verwendung mit einem bereits vorhandenen SNOM-Kopf, die Auswahl eines geeigneten Metalls für Messungen in Flüssigkeiten und die Simulation der elektromagnetischen Felder an der Spitze zur Ermittlung der optimalen Spitzenparameter. Anhand der Simulationsergebnisse können die zu erwartenden Intensitäten bei der Verwendung des ausgewählten Metalls bereits im Vorfeld abgeschätzt und die Anwendbarkeit dieser Technik in Flüssigkeiten beurteilt werden. Des Weiteren werden erste experimentelle Messungen an Luft demonstriert.

2 Grundlagen

2.1 Rasterkraftmikroskopie

Die erste Rastersondenmikroskopietechnik, die von Binnig und Rohrer 1982 vorgestellte Rastertunnelmikroskopie (engl. *scanning tunneling microscopy*, STM) [23], beruht auf der distanzsensitiven Messung des Tunnelstroms zwischen einer leitfähigen Sonde und einer ebenfalls leitfähigen Oberfläche [23]. Da der zwischen Sonde und Probe fließende Tunnelstrom mit zunehmendem Abstand exponentiell abfällt, kann dies zur Bestimmung der Topografie genutzt werden [24]. Die Bilderzeugung erfolgt dabei nicht parallel, wie beispielsweise bei der Licht- oder Elektronenmikroskopie, sondern das Bild wird seriell zusammengesetzt, indem die Sonde rasterförmig über die Oberfläche bewegt wird. Das Topografiebild setzt sich dementsprechend aus vielen Einzelmessungen zusammen. Als Erweiterung der Rastertunnelmikroskopie wurde 1986 von Binnig und Quate die Rasterkraftmikroskopie (engl. *atomic force microscopy*, AFM) [19] eingeführt, die im Gegensatz zum Rastertunnelmikroskop den Vorteil hat, auch Isolatoren und Halbleiter untersuchen zu können. Hierbei wird eine Sonde in Form einer möglichst scharfen Spitze, die an einer Blattfeder (engl. *cantilever*) befestigt ist,¹ rasterförmig über die Oberfläche einer Probe geführt (engl. *to scan*), wobei verschiedene Wechselwirkungen zwischen Sonde und Probe gemessen werden können. Die Rasterbewegung wird dabei, unter Ausnutzung des inversen piezoelektrischen Effektes, durch Piezos ausgeführt, die entweder die Spitze oder die Probe bewegen [25].²

Je nachdem, wie weit die Spitze von der Oberfläche entfernt ist, überwiegen repulsive oder attraktive Kräfte, die die Blattfeder von der Oberfläche weg oder zur Oberfläche hin verbiegen (Abbildung 2.1). Für die anziehenden Wechselwirkungen sind selbstinduzierte

¹Es wurde dazu übergegangen, das gesamte System bestehend aus Blattfeder und Spitze als *Cantilever* zu bezeichnen; dies wird im Folgenden übernommen.

²Da in dieser Arbeit sowohl Rasterbewegung als auch Abstandsregulierung mittels eines xyz-Piezotisches ausgeführt werden (Abschnitt 3.5), wird auf die Möglichkeit der Rasterbewegung durch den Cantilever nicht näher eingegangen.

Dipolmomente, zusammengefasst als Van-der-Waals-Kraft, verantwortlich. Die abstoßenden Kräfte sind auf Pauli-Repulsion und Coulomb-Wechselwirkung zurückzuführen. Bei Messung in Luft sind zusätzlich Kapillarkräfte zu berücksichtigen, die durch dünne Wasserfilme auf Spitze und Probe hervorgerufen werden.

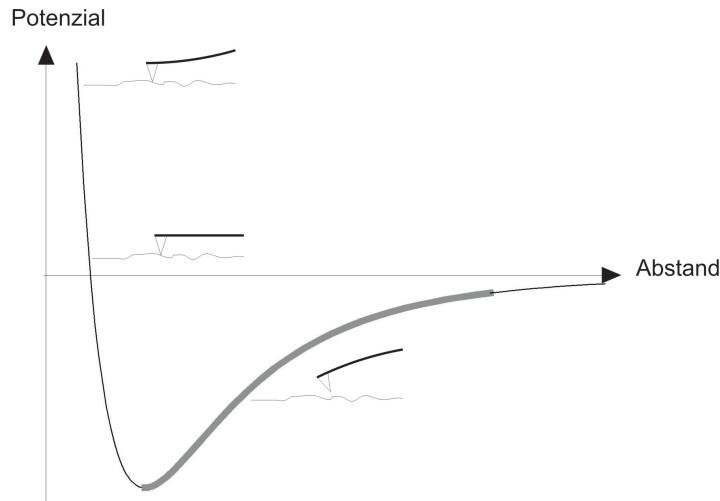


Abbildung 2.1: Auf den Cantilever wirkende Kraft in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Spitze und Probe. Der für die Non-Contact-Modi (Abschnitt 2.1.1 & 2.1.1) verwendete Abstandsbereich ist grau gekennzeichnet.

Diese Verbiegung des Cantilevers kann mit verschiedenen Messmethoden detektiert werden (Abbildung 2.2). Im ersten AFM wurde sie beispielsweise auf der Grundlage der Rastertunnelmikroskopie durch eine über dem Cantilever befindliche Spitze gemessen (Abbildung 2.2a) [19].

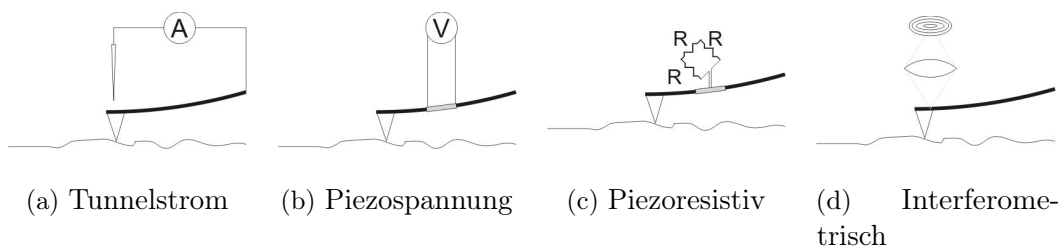


Abbildung 2.2: Alternative Detektionsmethoden der Cantileververbiegung [26]

Am gebräuchlichsten ist jedoch die Lichtzeigermethode. Hierbei erfolgt die Detektion mithilfe eines Lasers, der von dem Cantilever reflektiert wird und dann auf eine

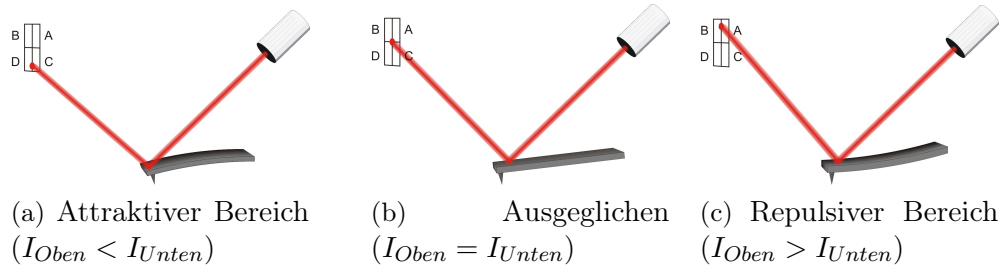


Abbildung 2.3: Detektion der Cantilverbiegung mittels Laser und Vierquadrantenphotodiode

Vierquadrantenphotodiode [27] oder einen Photodiodenarray [28] trifft (Abbildung 2.3). Die Verbiegung des Cantilevers bewirkt eine Positionsveränderung des Laserspots auf der Detektionseinheit, was zu einer Veränderung des durch die Photodioden fließenden Stromes führt.

$$I_{Links} = I_A + I_C \quad (2.1)$$

$$I_{Rechts} = I_B + I_D \quad (2.2)$$

$$I_{Oben} = I_A + I_B \quad (2.3)$$

$$I_{Unten} = I_C + I_D \quad (2.4)$$

$$I_{Hor.Ausl.} = I_{Links} - I_{Rechts} = I_A + I_C - I_B - I_D \quad \text{engl. lateral deflection} \quad (2.5)$$

$$I_{Vert.Ausl.} = I_{Oben} - I_{Unten} = I_A + I_B - I_C - I_D \quad \text{engl. vertical deflection} \quad (2.6)$$

$$I_{Summe} = I_A + I_B + I_C + I_D \quad (2.7)$$

2.1.1 Messmodi

Je nach Anwendungsfall können unterschiedliche Wechselwirkungen von Interesse sein. An dieser Stelle werden lediglich die zur Topografiemessung eingesetzten Methoden beschrieben, die auf den oben erläuterten Wechselwirkungen beruhen. Bei jedem dieser Messmodi ist es grundsätzlich möglich, $I_{Vert.Ausl.}$ direkt aufzuzeichnen oder die z-Position von Spitze oder Probe so zu regeln, dass der Messwert einem eingestellten Sollwert entspricht, und dabei die z-Position aufzuzeichnen.

Kontakt-Modus Gemessen wird im repulsiven Kraftbereich, wobei entweder bei gleichbleibender z-Auslenkung des Piezos die Verbiegung detektiert (engl. *constant height*

mode) oder die Verbiegung durch Regelung der z-Position von Spitze oder Probe konstant gehalten wird (engl. *constant force mode*). Besonders beim *constant height mode* kann relativ schnell gescannt werden, da keine Regelung stattfindet, allerdings müssen die Proben dazu hinreichend flach und hart sein. Trotz Regelung wird im *constant force mode* eine Kraft auf die Probe ausgeübt, wodurch weiche, z. B. biologische Proben beschädigt werden können.

Intermittierender Modus Im intermittierenden Modus (engl. *intermittent contact mode/ tapping mode*TM) wird der Cantilever mit einer festen Frequenz angeregt, die nahe seiner Resonanzfrequenz liegt. Durch die Wechselwirkung mit der Probe kommt es zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz und zu einer Dämpfung der Oszillation. Da die Anregungsfrequenz und Anregungsamplitude konstant bleiben, verändert sich die Amplitude des Cantilevers. Dies wird als Regelsignal genutzt. Aufgrund der Änderung der Resonanzfrequenz kommt es darüber hinaus zu einer Phasenverschiebung zwischen der Anregung und dem Auslenkungssignal, die unter anderem auch Informationen über die Elastizität der Oberfläche liefern kann [29]. Die zwischen Spitze und Probe horizontal wirkenden Kräfte sind zwar wesentlich geringer als im Kontakt-Modus, da die Spitze die Probe prinzipiell nur am unteren Scheitelpunkt ihrer Oszillation berühren soll, jedoch kann es auch durch den intermittierenden Kontakt zu einer Verschmutzung der Spitze kommen.

Um das schwache Auslenkungssignal vom Rauschen zu trennen, wird ein Phasengleichrichter (engl. *lock-in amplifier*) benutzt. Da die Frequenz des Anregungssignals bekannt ist, können Wechselspannungen anderer Frequenz, Gleichspannung und Rauschen effizient gefiltert und so das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert werden. [30]

Nicht-Kontakt-Modus Beim Nicht-Kontakt-Modus (engl. *non-contact-mode*) wird der Cantilever über einen Schwingkreis immer mit seiner momentanen Resonanzfrequenz angeregt, wobei zwischen Anregung und Cantileveroszillation eine Phasenverschiebung von $-\frac{\pi}{2}$ besteht. Bei einer Abstandsänderung lässt sich die dabei auftretende Phasenverschiebung wesentlich schneller messen als die Frequenzverschiebung, weshalb sie mit einem Phasendetektor gemessen und zum Nachregeln der Anregungsfrequenz genutzt wird. Gleichzeitig werden Amplitude und Phasenverschiebung durch separate Regelkreise konstant gehalten. Als Regelgröße der z-Position wird hierbei die Frequenzverschiebung genutzt. Die Vorteile dieser Methode sind die vernachlässigbare Kraft, die zwischen Spitze

und Probe wirkt, und die hohe Sensitivität der Resonanzfrequenz auf Abstandsänderungen zwischen Spitze und Probe. Zur beschriebenen Messung der Resonanzfrequenz wird normalerweise eine Phasenregelschleife (engl. *phase-locked loop*, kurz PLL) eingesetzt, durch die auch verrauschte Signale gefiltert werden können. [31]

2.2 Optische Nahfeldmikroskopie

2.2.1 Konventionelle Lichtmikroskopie

Die Auflösung konventioneller Lichtmikroskopie ist nach Abbe begrenzt durch die Beugung an Aperturen [1]. Die Intensitätsverteilung des Beugungsmusters an einer Kreisblende ergibt sich dabei als

$$I(\gamma) = I_0 \left(\frac{2\mathbf{J}_1(\gamma)}{\gamma} \right)^2, \quad (2.8)$$

wobei $\gamma = k D \sin \alpha$ eine generalisierte Koordinate orthogonal zur optischen Achse ist. $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$ ist dabei der Wellenvektor mit der Vakuum-Wellenlänge λ und dem Brechungsindex n , α ist der Winkel zwischen optischer Achse und dem Messpunkt und D ist der Durchmesser der Kreisblende. Die Distanz vom Mittelpunkt mit der maximalen Intensität I_0 zum ersten Minimum ist dabei gegeben durch die erste Nullstelle der ersten Besselfunktion $\mathbf{J}_1(\gamma)$ bei $\gamma = 3,832$. Daraus folgt:

$$\sin \alpha_{1. Min} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D n} \quad (2.9)$$

Das Beugungsbild ist bei hinreichend großem Linsendurchmesser unabhängig vom Abstand zwischen Blende und Linse. Bei verschwindendem Abstand fallen dabei Linse und Apertur zusammen, sodass sie durch eine Linse mit dem Durchmesser D der Apertur ersetzt werden können. Ein Punkt wird durch ein Mikroskop folglich immer als symmetrische Struktur konzentrischer Kreise abgebildet, deren zentrale Scheibe als Airy-Scheibchen bezeichnet wird.

Nach dem Rayleigh-Kriterium sind zwei Punkte gerade dann noch auflösbar, wenn das zentrale Maximum des einen Punktes mit dem ersten Minimum des anderen Punktes zusammenfällt (Abbildung 2.4). Bei selbstleuchtenden Punkten bedeutet dies, dass der

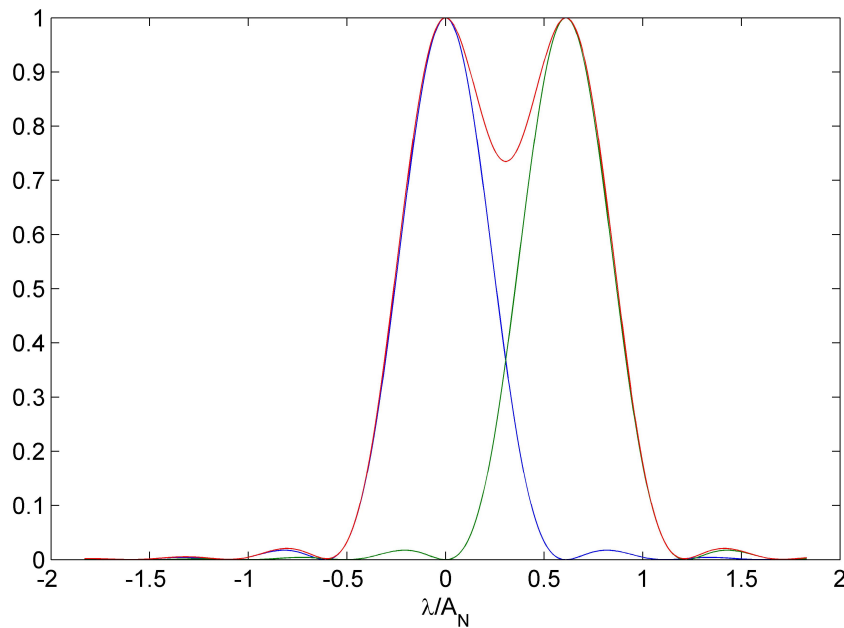


Abbildung 2.4: Beugungsmuster zweier abgebildeter Punkte, die das Rayleigh-Kriterium noch erfüllen. In Rot ist die Summe der Beugungsmuster dargestellt.

Winkelabstand zwischen den Punkten w_{min} dem Winkel des ersten Minimums entspricht:

$$\sin w_{min} = \sin \alpha_{1. Min} = 1,22 \frac{\lambda}{Dn} \quad \text{oder} \quad w_{min} \approx 1,22 \frac{\lambda}{Dn} \quad (2.10)$$

Der minimale Abstand der beiden Punkte beträgt dann unter Berücksichtigung der Brennweite f' der Linse:

$$y_{min} \approx w_{min} f' = f' \cdot 1,22 \frac{\lambda}{Dn} \quad (2.11)$$

Die numerische Apertur, die ein Maß für das Lichtsammelvermögen und die erreichbare Auflösung darstellt, ist definiert als

$$A_N = n \sin \theta_{max} \approx n \frac{D}{2f'} \quad , \quad (2.12)$$

wobei θ_{max} der Akzeptanzwinkel der Linse ist. Im Fall selbstleuchtender Objekte vereinfacht sich Gleichung 2.11 zu

$$y_{min} \approx 0,61 \frac{\lambda}{A_N} \quad . \quad (2.13)$$

Die Auflösung kann daher durch die Verwendung einer Linse mit hoher numerischer Apertur oder von Licht kürzerer Wellenlänge verbessert werden. [32]

2.2.2 Klassische Rasternahfeldmikroskopie

In Lewis' Aufbau wurde die Apertur hergestellt, indem ein Elektronenstrahl auf eine PMMA-Schicht fokussiert wurde, die auf einen Siliziumwafer aufgebracht war. In dem Siliziumwafer wurde anschließend an der Stelle der Apertur ein größeres Loch mittels Ionenstrahlolithografie erzeugt. Durch Bedampfen mit Gold oder Platin wurde die Apertur anschließend wieder verkleinert. Als Lichtleiter wurde im Aufbau von Pohl ein metallbedampfter, angespitzter Quarzkristall genutzt [11]. Die Apertur wurde durch Ausnutzung des inversen Piezoeffekts hergestellt, indem die Spitze gegen eine harte Oberfläche gedrückt wurde, bis eine Lichttransmission festgestellt werden konnte.

Als Messsonden dienen heute hauptsächlich angespitzte, metallbedampfte Glasfasern, die entweder durch Schattenbedampfen hergestellt werden oder deren aufgedampfte Schicht an der Spitze durch chemisches Ätzen, Festkörperelektrolyse, einen fokussierten Ionenstrahl oder Aufdrücken so weit abgebaut wird, dass sie als Apertursonden nutzbar sind. Die Spitze wird meist entweder durch adiabatisches Ziehen und gleichzeitiges Erhitzen oder mit der *tube-etching*-Methode hergestellt, bei der die Faser mit der sie umgebenden Hülle in Flusssäure getaucht wird [17]. Die Flusssäure trägt dabei das Glas, nicht aber die Hülle ab, wodurch es zu einer konischen Spitzenform kommt. Die Auflösung ist bei diesen Sonden prinzipiell nur durch die Größe der Apertur beschränkt. Die Intensität des evaneszenten Feldes fällt jedoch mit der sechsten Potenz des Aperturdurchmessers ab, sodass eine Verkleinerung der Apertur durch Erhöhung der Intensität des eingestrahlt Lichts nur in einem gewissen Maß möglich ist, da es sonst an der Spitze zu einer Wärmeentwicklung und letztlich zur Zerstörung der Sonde kommen kann. Die erreichbare Auflösung mit dieser Art der Sonden liegt typischerweise bei 50 nm. Ein weiteres Problem der glasfaserbasierten Nahfeldmikroskopie ist die begrenzte Reproduzierbarkeit bei der Herstellung der Sonden.

Die Abstandsregelung beruht in den meisten Fällen auf der Messung der Scherkaft (engl. *shear-force*). Die Spitze wird dabei lateral zur Probenoberfläche in Schwingung versetzt. Bei Annäherung an die Probenoberfläche wird diese Schwingung gedämpft, sodass bei konstanter Dämpfung ein konstanter Abstand zur Probe gehalten werden kann.

Neben der Möglichkeit, die Probe durch die SNOM-Sonde zu beleuchten (Abbildung 2.5a), kann auch das durch die Probe transmittierte Licht durch die Spitze gesammelt werden (Abbildung 2.5b) bzw. sowohl Beleuchtung als auch Detektion über die Sonde erfolgen (Abbildung 2.5c). Der Transmissionsmodus ist jedoch für fluoreszente Proben wenig geeignet, da ein großes Probenareal beleuchtet wird, wodurch die Fluorophore bereits durch die Hintergrundstrahlung ausbleichen können. Da das Licht im Reflexionsmodus die Apertur zwei Mal passieren muss, ist hierbei die erreichbare Lichtintensität sehr gering.

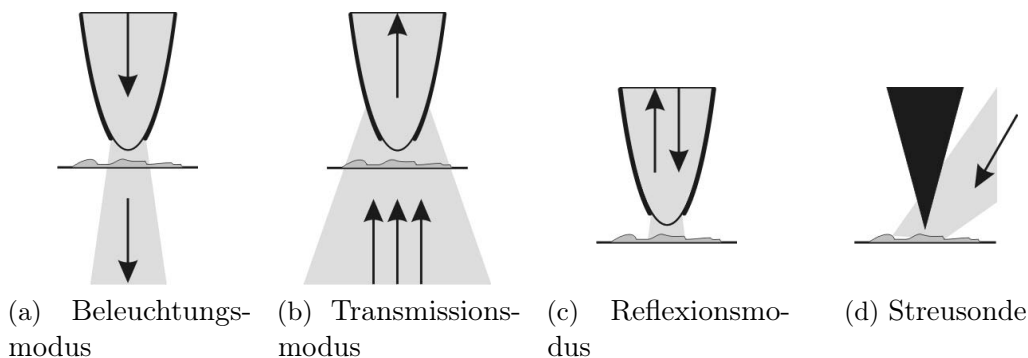
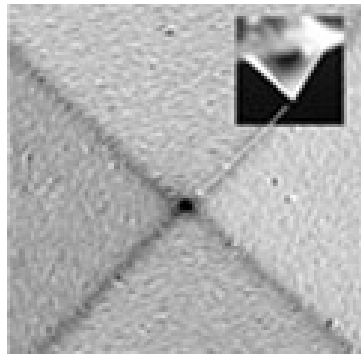


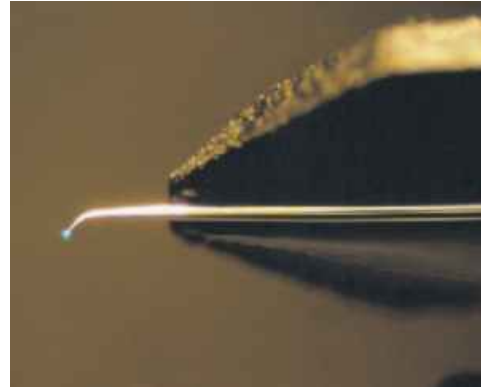
Abbildung 2.5: Gebräuchlichste glasfaserbasierte Messmethoden

2.2.3 Cantileverbasierte Nahfeldmikroskopie

Wie bereits in Unterabschnitt 2.2.2 erwähnt, sind Glasfasern als Sonden nur schwer reproduzierbar herzustellen und die erreichbare topografische Auflösung ist durch den Durchmesser der Apertur begrenzt. Darüber hinaus ist die auf der Scherkraft beruhende Abstandsregulierung von Glasfasern deutlich ungenauer als die Normalkraftdetektion bei Cantilevern. Es existieren daher verschiedene Konzepte, die die Möglichkeiten der Rasterkraftmikroskopie mit denen der Rasternahfeldmikroskopie zu verbinden versuchen. Die naheliegendsten Möglichkeiten sind die Verwendung von transparenten Cantilevern oder von gebogenen Glasfasern. Beide Systeme sind kommerziell erhältlich (Abbildung 2.6). Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung von Streusonden (Abbildung 2.5d). Hierbei wird Licht aus dem Fernfeld an einer massiven Spitze gestreut, wodurch bei richtiger Ausrichtung eine Feldüberhöhung an der Spitze entsteht. Problematisch bei dieser Methode



(a) Aperturcantilever (Mit freundlicher Genehmigung der WITec Wissenschaftliche Instrumente und Technologie GmbH)



(b) gebogene Glasfaser (Mit freundlicher Genehmigung der Nanonics Imaging Ltd.)

Abbildung 2.6: AFM/SNOM-Sonden

sind die geringe Intensität des gestreuten Lichts und die Separation des Nahfeldanteils vom Hintergrundlicht. Die mit einer Streusonde erreichbare Auflösung liegt bei etwa 10–20 nm [33, 34], jedoch lassen sich fluoreszierende Moleküle aufgrund des großen beleuchteten Probenareals und dem daraus folgenden Ausbleichen der Moleküle und deren Hintergrundstrahlung nur schlecht abbilden.

Eine auf transparenten Spitzen beruhende Methode, die jedoch ohne Apertur und die damit zusammenhängenden Limitationen auskommt, basiert auf der Oberflächenplasmonresonanz, die im Folgenden kurz beschrieben werden soll.

Oberflächenplasmonenresonanz Die freien Elektronen eines Metalls können gegenüber den Ionenrümpfen zu Schwingungen angeregt werden, die quantenmechanisch als Quasiteilchen, den sog. Plasmonen (auch Plasmonpolaritonen), beschrieben werden. Für die hier vorgestellte Anwendung sind nur die an Grenzflächen von Metallen zu Dielektrika angeregten Plasmonen, die sog. Oberflächenplasmonen, relevant. Die Amplitude der Oberflächenplasmonen besitzt an der Grenzfläche ihren maximalen Wert, der mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche in beiden Bereichen exponentiell abfällt. Das Feld von in x -Richtung propagierenden Oberflächenplasmonen ist nach Raether [35] beschreibbar durch

$$E = E_0^\pm e^{i(k_x^{SP} x \pm k_z^{SP} z - \omega t)} \quad (2.14)$$

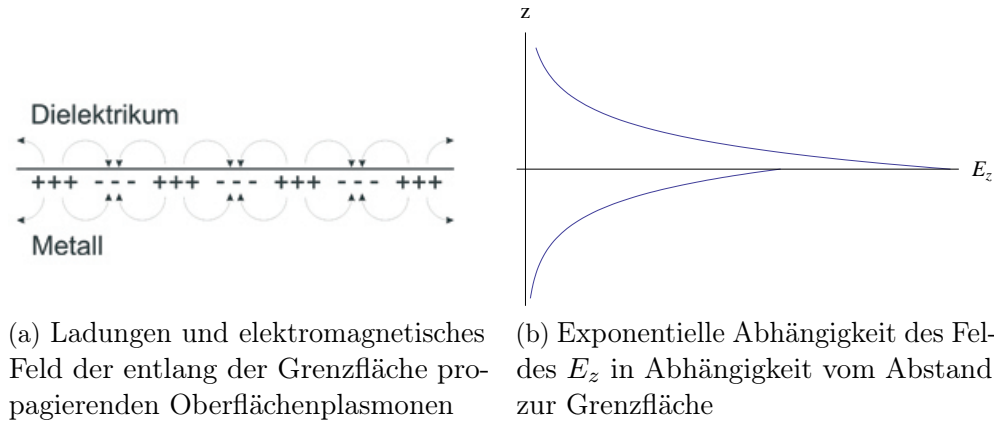


Abbildung 2.7: Oberflächenplasmonen

mit „+“ für $z \geq 0$ und „-“ für $z \leq 0$ und einem imaginären k_z^{SP} , das den exponentiellen Abfall in z -Richtung beschreibt. Der Wellenvektor \mathbf{k}^{SP} mit der Komponente $k_x^{SP} = 2\pi/\lambda_p$, wobei λ_p die Wellenlänge der Plasmaoszillation darstellt, liegt parallel zur Grenzfläche Metall/Dielektrikum.

Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen kann unter der Annahme, dass ω und ε_{D1} real und $\text{Im}(\varepsilon_M) < \text{Re}(\varepsilon_M)$ sind, als

$$k_x^{SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{D1} \text{Re}(\varepsilon_M)}{\varepsilon_{D1} + \text{Re}(\varepsilon_M)}} \quad (2.15)$$

geschrieben werden [35], wobei ε_{D1} und ε_M die Permittivitätszahl des Dielektrikums bzw. der Metallschicht sind. Die Anregung der Oberflächenplasmonen kann für hohe k_x^{SP} durch Elektronen geschehen, für niedrige k_x^{SP} mit p-polarisiertem, monochromatischem Licht. Für eine Anregung durch Licht müssen die Wellenvektoren der Oberflächenplasmonen k_x^{SP} und dem zur Oberfläche parallelen Anteil des Lichtwellenvektors

$$k_{||}^L = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{D1}} \sin \theta_i \quad (2.16)$$

gleich sein.

Durch direktes Bestrahlen einer Oberfläche mit Licht unter beliebigen Einfallswinkeln können keine Oberflächenplasmonen erzeugt werden, da sich die Dispersionsrelationen von Licht und Oberflächenplasmonen nicht schneiden (Abbildung 2.8). Auch durch die

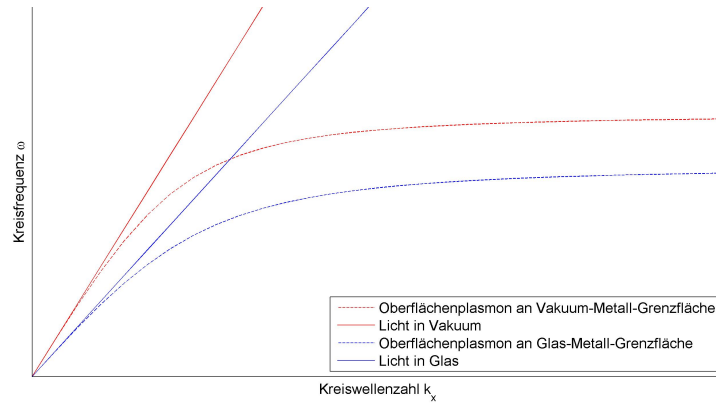


Abbildung 2.8: Dispersionsrelationen von Licht und Oberflächenplasmonen in Vakuum und Luft bzw. an der Grenzfläche von Vakuum/Luft zu einem Metall

Verwendung eines Dielektrikums mit höherer Permittivitätszahl ϵ_{D1} schneiden sich die Dispersionsrelationen nicht. Wird ein Dielektrikum jedoch in Kombination mit einer dünnen Metallschicht verwendet, können auf der anderen Seite der Metallschicht an der Grenzschicht zu einem zweiten Dielektrikum mit $\epsilon_{D2} < \epsilon_{D1}$ Oberflächenplasmonen angeregt werden (Abbildung 2.9a) (Kretschmann-Raether-Konfiguration) [36]. In Abbildung 2.8 entspricht dies dem Schnittpunkt der Dispersionsrelation von Licht in Glas mit der von Oberflächenplasmonen an einer Vakuum-Metall-Grenzfläche. Gleichung 2.15 wird damit zu

$$k_x^{SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{D2} \operatorname{Re}(\epsilon_M)}{\epsilon_{D2} + \operatorname{Re}(\epsilon_M)}}, \quad (2.17)$$

der Resonanzwinkel, bei dem k_x^{SP} und k_{\parallel}^L gleich sind, ergibt sich aus Gleichung 2.15 und Gleichung 2.17:

$$\theta_R = \arcsin \left(\sqrt{\frac{1}{\epsilon_{D1}} \cdot \frac{\epsilon_{D2} + \operatorname{Re}(\epsilon_M)}{\epsilon_{D2} \cdot \operatorname{Re}(\epsilon_M)}} \right) \quad (2.18)$$

Eine andere Möglichkeit ist die Otto-Konfiguration [37], bei der sich zwischen einem Dielektrikum mit ϵ_{D1} und einer Metalloberfläche mit ϵ_M eine dünne Schicht eines Dielektrikums mit $\epsilon_{D2} < \epsilon_{D1}$ befindet (2.9b). Das Licht wird dabei so eingestrahlt, dass an der Grenzfläche der Dielektrika Totalreflektion auftritt. Dadurch entsteht ein evaneszentes Feld, das, sofern die Schicht mit ϵ_{D2} dünn genug ist, an der Metalloberfläche Oberflächenplasmonen erzeugen kann.

Die Eindringtiefe z_i der Oberflächenplasmonen in die Metallschicht, bei der die Amplitude

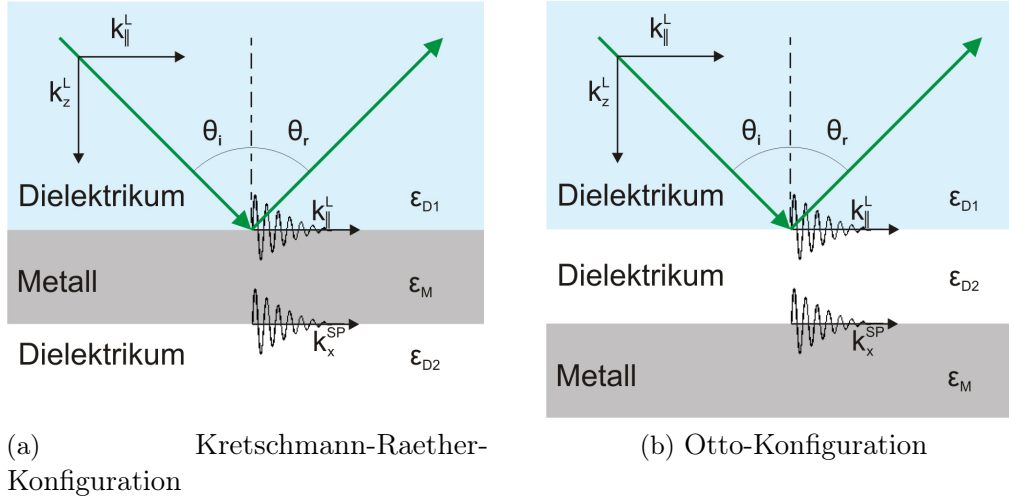


Abbildung 2.9: Schemen der beiden Konfigurationen zur Anregung von Oberflächenplasmonen mit Licht

auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, lässt sich gemäß

$$z_i = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\text{Re}(\varepsilon_M) + \varepsilon_{D1}}{\text{Re}(\varepsilon_M)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

berechnen. Die Strecke, nach der die Intensität der Oberflächenplasmonen auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, kann mit

$$L_i = \frac{c \text{Re}(\varepsilon_M)^2}{\left(\frac{\varepsilon_{D1} \text{Re}(\varepsilon_M)}{\varepsilon_{D1} + \text{Re}(\varepsilon_M)} \right)^{\frac{3}{2}} \text{Im}(\varepsilon_M) \omega} \quad (2.20)$$

berechnet werden.

2.2.4 Aperturlose cantileverbasierte Nahfeldmikroskopie

Durch die Verwendung von Cantilevern mit transparenten, metallbeschichteten Spitzen können analog zur Kretschmann-Raether-Konfiguration Oberflächenplasmonen erzeugt werden (Abbildung 2.10). Diese können sich zur Spitze hin ausbreiten und dort je nach Polarisation der Anregungslichtquelle zu einer Feldüberhöhung führen, die als Nahfeldlichtquelle genutzt werden kann.

Aufgrund der starken Abweichung der Spitze vom Idealfall der Ebene können die in Abschnitt 2.2.3 genannten Formeln nicht direkt auf die Spitzengeometrie übertragen

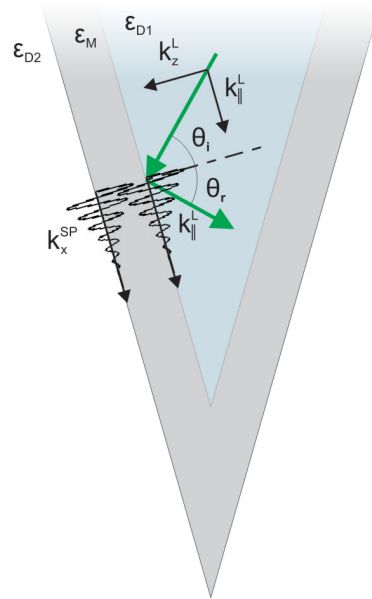


Abbildung 2.10: Anregung der Oberflächenplasmonen an der Spitze in Analogie zur Kretschmann-Konfiguration

werden. Die Bedingung für eine Anregung, dass Impuls und Frequenz von Licht- und Plasmonenwelle identisch sein müssen, gilt jedoch unabhängig von der Geometrie. Um eine möglichst starke Felderhöhung an der Spitze zu erzielen, müssen die sich in Richtung der Spitze ausbreitenden Oberflächenplasmonen konstruktiv interferieren. Dies ist nur für bestimmte Spitzensymmetrien und Polarisationszustände des Lichts möglich.

Die Feldverteilung im Bereich der Spitze wurde von verschiedenen Gruppen mit Mehrfachmultipol-Entwicklung [38, 39] bzw. Mehrfachdipol-Entwicklung [15], einer Finite-Elemente-Methode [40], einer Finite-Integral-Methode [41] und adiabatischer Näherung [39] berechnet. Die Anregung wurde dabei mit radial polarisiertem Licht simuliert.

Experimentell wurde dies von Eckert et al. [22] und Vaccaro [41] et al. mit radial und Frey et al. mit linear polarisiertem Licht [15] realisiert. In den Simulationen wurde die Möglichkeit einer Anregung mit linear polarisiertem Licht zwar für den Fall, dass es senkrecht auf die Spitze trifft, ausgeschlossen, wenn das Licht jedoch unter einem von der Spitzensymmetrie und der Metallschicht abhängigen Winkel zur Cantilevernormalen eingestrahlt wird, kann es zumindest auf einer Seite der Spitze zu einer Oberflächenplasmonenresonanz und daraus folgend zu einer Feldüberhöhung an der Spitze kommen.

2.3 Mehrfachdipolmethode

Mithilfe der Mehrfachdipolmethode (MDP) können die elektrischen und magnetischen Felder in beliebig geformten und stückweise homogenen Medien simuliert werden. Sie ist eine Mischung aus einem rein analytischen und einem rein numerischen Ansatz. Im Gegensatz zur Finite-Elemente-Methode und Finite-Integral-Methode müssen hier nur die Übergänge zwischen zwei homogenen Medien diskretisiert werden, während die Felder innerhalb der Medien analytisch behandelt werden können. Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit, die Ergebnisse auf ihre Genauigkeit prüfen zu können, da die bei der Simulation auftretenden Fehler explizit berechnet werden können.

In jedem Medium können die Felder gemäß der Maxwell'schen Gleichungen separat berechnet werden, jedoch müssen die Felder an den Rändern beim Übergang in andere Medien stetig sein. Die Maxwellgleichungen in integraler Form lauten:

$$\int_{\partial S} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{s} = - \int_S \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}_S da \quad (2.21)$$

$$\int_{\partial S} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{s} = \int_S \left(\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \right) \cdot \mathbf{n}_S da \quad (2.22)$$

$$\int_{\partial V} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}_S da = \int_V \rho(\mathbf{r}, t) dV \quad (2.23)$$

$$\int_{\partial V} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}_S da = 0 \quad (2.24)$$

Hierbei ist da ein Flächenelement, \mathbf{n}_S der Normalenvektor und ∂S der Umfang der Fläche S , $d\mathbf{s}$ ein Linienelement, ∂V die Oberfläche des Volumens V und ρ die Ladungsdichte. Wenn die integralen Maxwellgleichungen auf ein hinreichend kleines Stück der Grenzfläche angewendet werden, sodass die Grenzfläche näherungsweise glatt ist, erhält man die Randbedingungen, die zu homogenen Feldern führen. Durch Verkleinern der Fläche S , die durch den Weg ∂S eingeschlossen wird (Abbildung 2.11a), gehen die elektrischen und magnetischen Flussdichten gegen Null. Dies gilt jedoch nicht zwingend für den Quellenfluss, da eine Oberflächenflussdichte \mathbf{K} vorhanden sein kann. Die ersten beiden Maxwellgleichungen (2.21 und 2.22) führen damit zu den Randbedingungen für die tangentialen Feldkomponenten:

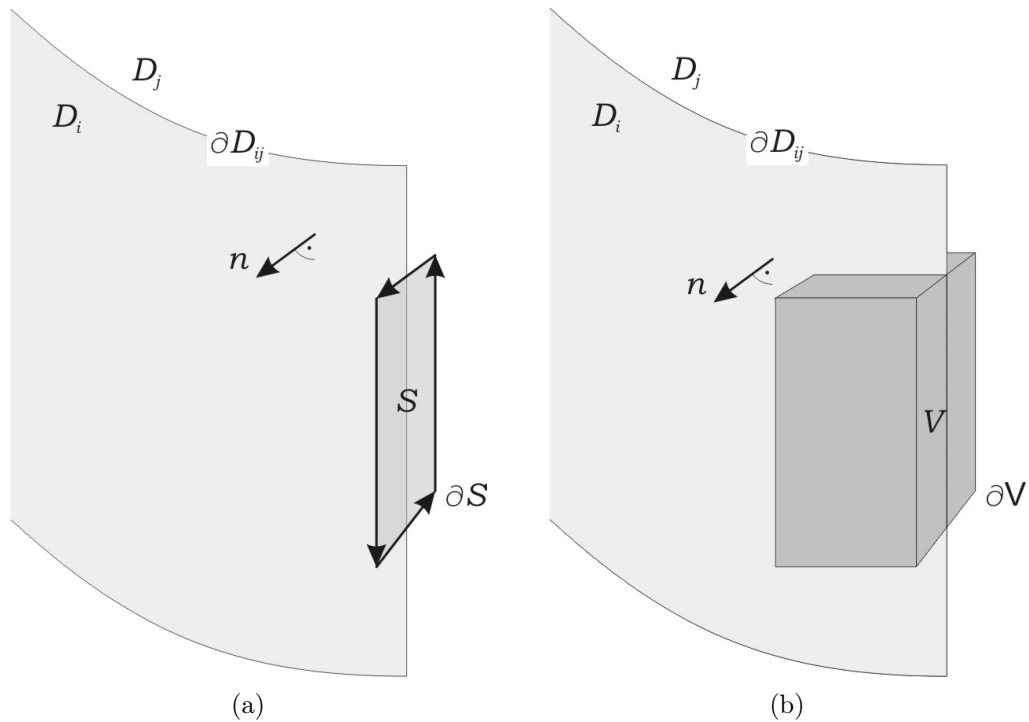


Abbildung 2.11: Integrationspfade für die Ableitung der Randbedingungen der Grenzfläche ∂D_{ij} zwischen zwei homogenen Medien D_i und D_j

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_j) = \mathbf{0} \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.25)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_j) = \mathbf{K} \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.26)$$

Hierbei ist \mathbf{n} der Normalenvektor der Grenzfläche D_{ij} .

Für die zur Grenzfläche senkrechten Feldkomponenten können Randbedingungen erhalten werden, indem man einen kastenförmigen Bereich mit dem Volumen V und der Oberfläche ∂V annimmt (Abbildung 2.11b). Wenn die Felder auf beiden Seiten als homogen und eine Oberflächenladungsdichte σ vorausgesetzt werden, führen die dritte und vierte Maxwellgleichung zu den Randbedingungen für die normalen Feldkomponenten:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_i - \mathbf{D}_j) = \sigma \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.27)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_i - \mathbf{B}_j) = 0 \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.28)$$

Für die meisten Anwendungen existieren keine Quellen in den einzelnen Domänen, sodass \mathbf{K} und ρ verschwinden. Über die Materialgleichungen für isotrope, homogene Medien

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \quad (2.29)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (2.30)$$

folgt daraus:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_j) = \mathbf{0} \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.31)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_j) = \mathbf{0} \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.32)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_i \mathbf{E}_i - \epsilon_0 \epsilon_j \mathbf{E}_j) = 0 \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.33)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mu_0 \mu_i \mathbf{H}_i - \mu_0 \mu_j \mathbf{H}_j) = 0 \quad \text{auf } \partial D_{ij} \quad (2.34)$$

Als Funktionen für die elektrische und magnetische Feldstärke werden die elektrische und magnetische Strahlung eines harmonisch schwingenden Dipols mit dem Dipolmoment \mathbf{p} genutzt:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{e^{irk}}{r^3} \left(k^2 ((\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{r}) + (1 - ikr) \left(\frac{3}{r^2} \mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p} \right) \right) \quad (2.35)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} ck^2 \frac{e^{ikr}}{r^2} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \quad (2.36)$$

beziehungsweise mit Gleichung 2.30

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} ck^2 \frac{e^{ikr}}{r^2} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \quad (2.37)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$ und der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ [42]. Die Zeitabhängigkeit der Felder ergibt sich, indem der Faktor $e^{-i\omega t}$ berücksichtigt wird.

Für die elektrische Feldstärke folgt mit den Vektoren $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ und $\mathbf{p} = \{p_x, p_y, p_z\}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{e^{ikr}}{r^3} \cdot \left\{ \begin{array}{l} (1 - ikr) \left(-p_x + \frac{3x(p_x x + p_y y + p_z z)}{r^2} \right) + k^2 (-x(p_z z + p_y y) + p_x (z^2 + y^2)) \\ (1 - ikr) \left(-p_y + \frac{3y(p_x x + p_y y + p_z z)}{r^2} \right) + k^2 (-y(p_x x + p_z z) + p_y (x^2 + z^2)) \\ (1 - ikr) \left(-p_z + \frac{3z(p_x x + p_y y + p_z z)}{r^2} \right) + k^2 (-z(p_y y + p_x x) + p_z (y^2 + x^2)) \end{array} \right\} \quad (2.38)$$

Für die magnetische Feldstärke ergibt sich:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r^2} ck^2 \left\{ \begin{array}{l} p_z y - p_y z \\ p_x z - p_z x \\ p_y x - p_x y \end{array} \right\} \quad (2.39)$$

Die Diskretisierung erfolgt, indem entlang der Grenzflächen Positionen bestimmt werden, an denen die Felder stetig sein sollen. Die Felder innerhalb der Medien werden durch Dipole erzeugt, die außerhalb des jeweiligen Mediums entlang der Grenzfläche platziert werden, jedoch nur in dem ihnen zugewiesenen Medium Felder erzeugen (Abbildung A.1.4). Das an einem Punkt auftretende Feld entspricht daher der Summe der Felder, die durch die dem Medium zugeordneten Dipole erzeugt werden.

Mit der Forderung der Stetigkeit (Gleichungen 2.31–2.34) ergibt dies ein Gleichungssystem mit $6N_{Messpunkte}$ Gleichungen und $3N_{Dipole}$ Parametern. Um Oszillationen zwischen den Messpunkten zu vermeiden, sollte ein überbestimmtes Gleichungssystem aufgestellt werden.

Durch Ausnutzen von Spiegelsymmetrien kann das Gleichungssystem unter Umständen vereinfacht werden. Größere Geometrien können jedoch zur Zeit nur mit der Annahme von Rotationssymmetrie berechnet werden, was das dreidimensionale Problem auf ein zweidimensionales beschränkt. Die für diese Arbeit verwendeten Spitzen sind zwar rotationssymmetrisch, das zur Anregung benutzte Licht ist allerdings linear statt radial polarisiert. Für eine wesentlich kleinere Geometrie wurden von Dr. H. G. Frey Simulationen sowohl mit radialer als auch mit linearer Polarisation durchgeführt. Die Ergebnisse legen nahe, dass die Felder an der Spitze trotz unterschiedlicher Polarisation hinreichend ähnlich sind, die Vereinfachung also zulässig ist (siehe Abbildung 2.12). Das Gleichungssystem verkleinert sich, abgesehen von der verringerten Anzahl der Messpunkte und

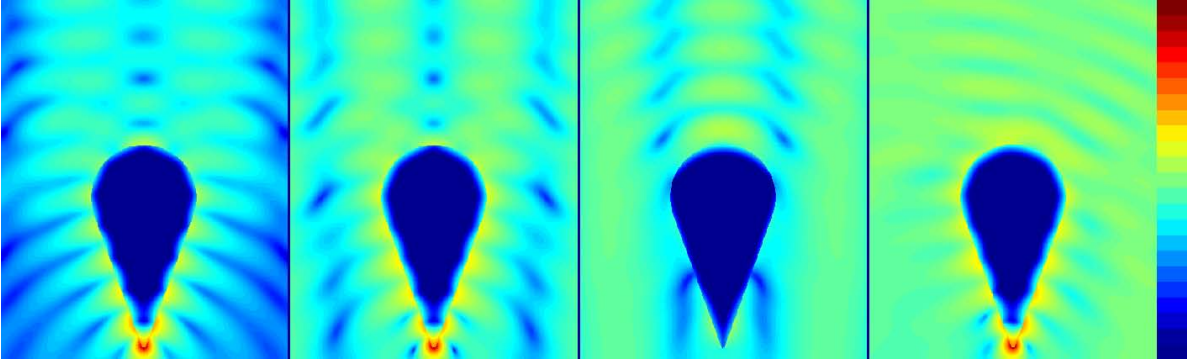


Abbildung 2.12: Feldintensitäten an einer Silberspitze bei Bestrahlung mit Licht mit einer Wellenlänge von 532 nm.

1. Radialsymmetrische Polarisierung
 2. Spiegelsymmetrische Einstrahlung von linearpolarisiertem Licht
 3. Antisiegelsymmetrische Einstrahlung von linearpolarisiertem Licht
 4. Überlagerung von 2 und 3 führt zu einer ebenen Welle
- (Mit freundlicher Genehmigung von Dr. H. G. Frey)

Dipole, durch die reduzierten Freiheitsgrade zu $6N_{Messpunkte}$ Gleichungen und $2N_{Dipole}$ Parametern.

Der Dipol kann für die weitere Betrachtung in einen senkrecht und einen parallel zur z-Achse schwingenden Teil separiert werden. Zur Rotationsachse zirkular schwingende Dipole werden an dieser Stelle außer Acht gelassen, da lediglich mit radial polarisierten Feldern gearbeitet wird, was die Anzahl der Gleichungen auf $3N_{Messpunkte}$ reduziert (Abbildung 2.13b).

Für den parallelen Teil ergibt sich mit $\mathbf{p} = \{0, 0, p_z\}$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{e^{ikr}}{r^3} \left\{ \begin{array}{l} (1 - ikr) \left(\frac{3xp_zz}{r^2} \right) + k^2 (-xp_zz) \\ (1 - ikr) \left(\frac{3yp_zz}{r^2} \right) + k^2 (-yp_zz) \\ (1 - ikr) \left(-p_z + \frac{3zp_zz}{r^2} \right) + k^2 (p_z (y^2 + x^2)) \end{array} \right\} \quad (2.40)$$

und

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r^2} ck^2 \left\{ \begin{array}{l} p_z y \\ p_z x \\ 0 \end{array} \right\}, \quad (2.41)$$

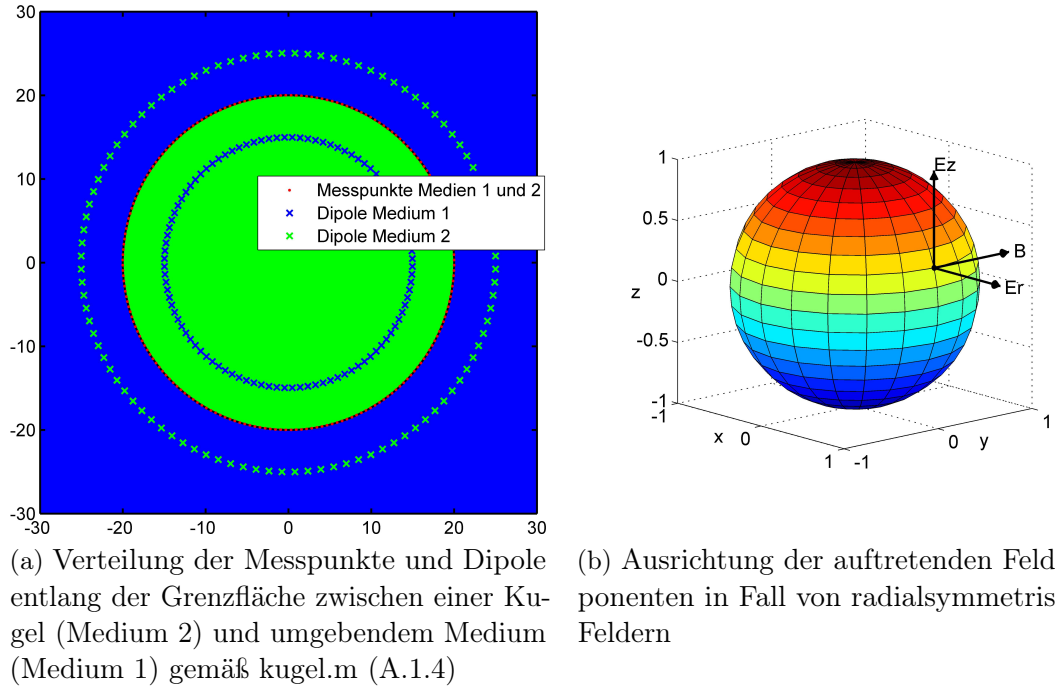


Abbildung 2.13

für den Senkrechten mit $\mathbf{p} = \{p_x, p_y, 0\}$ entsprechend

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{e^{ikr}}{r^3} \left\{ \begin{array}{l} (1 - ikr) \left(-p_x + \frac{3x(p_x - x + p_y y)}{r^2} \right) + k^2 (-x(p_y y) + p_x(z^2 + y^2)) \\ (1 - ikr) \left(-p_y + \frac{3y(p_x x + p_y y)}{r^2} \right) + k^2 (-y(p_x x) + p_y(x^2 + z^2)) \\ (1 - ikr) \left(\frac{3z(p_x x + p_y y)}{r^2} \right) + k^2 (-z(p_y y + p_x x)) \end{array} \right\} \quad (2.42)$$

und

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r^2} ck^2 \left\{ \begin{array}{l} p_y z \\ p_x z \\ p_y x - p_x y \end{array} \right\} . \quad (2.43)$$

Bei der Positionierung der Dipole ist darauf zu achten, dass der Abstand zwischen Dipolen und Messpunkten ungefähr dem 5–6-fachen Abstand der Messpunkte untereinander entspricht, da sonst einzelne Dipole einen zu starken Einfluss auf naheliegende Messpunkte haben und zwischen den Messpunkten Oszillationen entstehen können. [15, 43, 44]

2.4 Fluoreszenz

Die Fluoreszenzmikroskopie beruht auf der Eigenschaft von Atomen, Ionen, Molekülen oder Halbleiternanopartikeln, Licht einer bestimmten Wellenlänge zu absorbieren und mit gleicher (Resonanzfluoreszenz) oder niedrigerer Energie (Stokes-Shift) zu emittieren. Sofern es zu einem Stokes-Shift kommt, wird die Energiedifferenz in thermische Energie umgewandelt; die vollständige Umwandlung in thermische Energie wird als Fluoreszenzlöschung (engl. *quenching*) bezeichnet. Darstellbar ist der Vorgang der An- und

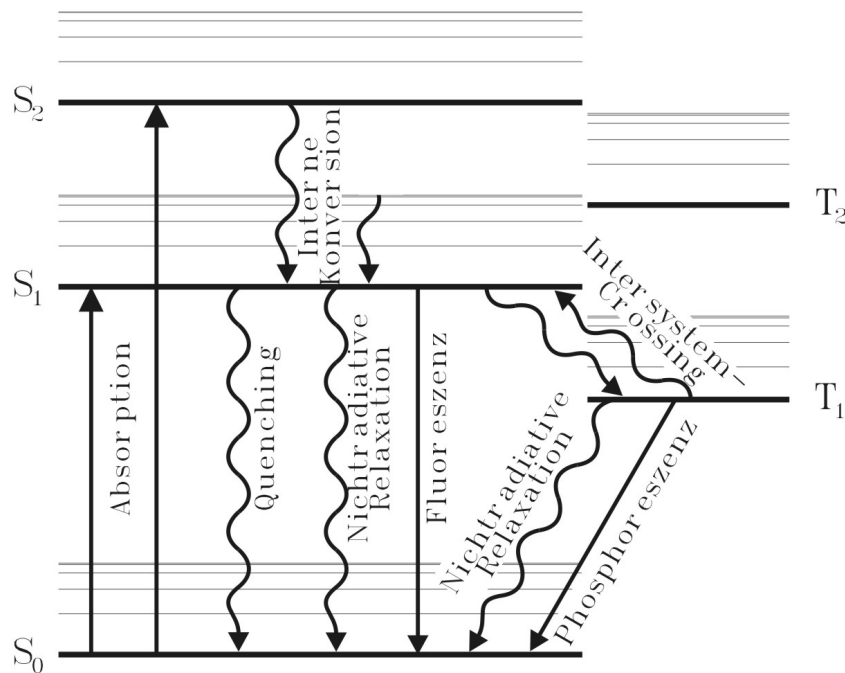


Abbildung 2.14: Jablonski-Diagramm

Abregung durch ein Jablonski-Diagramm (Abbildung 2.14). Das Elektron wird aus dem Singulett-Grundzustand (S_0) in einen angeregten Singulett-Zustand (S_1, S_2, \dots) transferiert ($\tau \sim 10^{-15}\text{s}$), wobei sich die einzelnen Niveaus in diskrete angeregte Vibrations- und Rotationszustände (dünnere Linien in Abbildung 2.14) aufspalten. Während der Lebensdauer eines angeregten Zustandes wird die Vibrations- und Rotationsenergie aber nahezu immer durch Stöße mit umgebenden Molekülen in Form von thermischer Energie (Interne Konversion) abgegeben ($\tau \sim 10^{-14} - 10^{-11}\text{s}$), sodass der niedrigste Zustand innerhalb des Niveaus angenommen wird. Von den höheren angeregten Singulett-Zuständen kommt es durch interne Konversion ebenfalls zu einer Abregung in den ersten angeregten Zustand

S_1 ($\tau \sim 10^{-14} - 10^{-11}$ s). Aus dem ersten angeregten Singulett-Zustand existieren verschiedene Zerfallswege in den Grundzustand: Im Fall der Fluoreszenz ($\tau \sim 10^{-9} - 10^{-7}$ s) entsteht dabei ein Photon mit der Energie der Differenz zwischen dem angeregten und dem Grundzustand. Andere Möglichkeiten, in den Grundzustand zurückzukehren, sind wiederum Interne Konversion, Quenching, chemische Reaktionen bzw. Konformationsänderungen oder der Förster-Energietransfer. Des Weiteren kann es zwischen den angeregten Singulett- und Triplett-Zuständen zu Übergängen (engl. *intersystem-crossing*) kommen. Da diese nicht spinerhaltend und somit verboten sind, ist die Lebensdauer von Triplett-Zuständen erheblich größer als die von Singulett-Zuständen. Der Übergang vom ersten angeregten Triplett-Zustand zum Singulett-Grundzustand kann radiativ (Phosphoreszenz) oder nichtradiativ erfolgen. Falls ein Übergang vom Triplett- in einen angeregten Singulett-Zustand erfolgt, kann es zu verzögerter Fluoreszenz kommen.

2.5 Artefakte

Topografische Artefakte Da die abtastende Spitze eines AFM nicht unendlich schmal und scharf sein kann, kommt es bei der Abbildung der Topografie immer zu einer Überlagerung von Spitzengeometrie und Oberflächentopografie (Abbildung 2.15). Im Fall einer ebenen Oberfläche und eines scharfen Objektes wird demnach die Spitzengeometrie abgebildet (Abbildungen 2.15a & 2.15d). Im Gegensatz zu hervorstehenden Objekten,

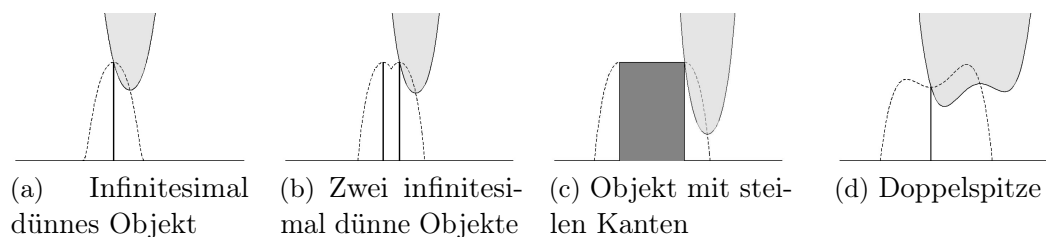


Abbildung 2.15: Überlagerung der realen Topografie mit der Spitze zur messbaren Topografie. Die Spitze ist hellgrau dargestellt, die Objekte dunkelgrau und die resultierende Topografie als gestrichelte Linie.

deren Breite um ungefähr den Durchmesser der Spitze erweitert dargestellt werden, werden Einbuchtungen entsprechend schmaler abgebildet. Schmale Furchen können daher nicht mehr dargestellt werden, sofern die Breite der Spitze die Breite der Furche überschreitet. Bei Messung in Luft kommt es zur Kondensation eines dünnen Wasserfilms

an Spitze und Probe, was die messbare Topografie beeinflusst. Im intermittierenden Modus kommt es zu einer von der Dicke des Wasserfilms abhängigen Dämpfung, was bei unterschiedlichen Dicken zu einer Verfälschung der gemessenen Topografie führt. Je nach Oberflächenchemie können darüber hinaus verschieden starke elektrostatische Kräfte wirken, die als Höhenunterschiede detektiert werden.

Doppelspitzen, die durch Bruch, Produktionsfehler oder anhaftende Partikel entstehen können, sind an wiederkehrenden Mustern in der Abbildung zu erkennen. [45]

Optische Artefakte Bei der Verwendung eines SNOM mit Apertursonde wird die Topografie durch eine zufällige Spitze neben der Apertur abgebildet. Aufgrund dessen sind das topografische und das optische Signal häufig gegeneinander verschoben. Da das durch die Apertur erzeugte Nahfeld exponentiell abfällt, ist die detektierte Lichtintensität vom Abstand zwischen Apertur und Probe abhängig und kann direkt von der Topografie beeinflusst werden. Sofern topografisches und optisches Bild gegeneinander verschoben sind, kann davon ausgegangen werden, dass es sich nicht um reine Artefakte handelt. Bei der hier gezeigten Methode ist die Nahfeldquelle jedoch die Cantileverspitze, sodass die Positionen von fluoreszierenden Objekten im Topografie- und im Intensitätsbild meist übereinstimmen. Im Fall vollständiger Korrelation zwischen beiden Bildern können Artefakte als Ursache nicht ausgeschlossen werden. [46]

Bei der Verwendung von aperturlosen Cantilevern zur Fluoreszenzanregung gibt es zum einen den gewünschten Beitrag des evaneszenten Feldes an der Spitze, zum anderen jedoch auch die Fluoreszenzanregung durch das die Metallschicht transmittierende Fernfeld. Aufgrund dieser Hintergrundstrahlung tritt um ein fluoreszentes Molekül ein breiter Bereich auf, in dem schwache Fluoreszenz detektiert wird.

3 Material und Methoden

3.1 Cantilever

Die für die SNOM-Experimente verwendeten Cantilever wurden von Dr. Carsten Bolwien hergestellt. Die Blattfeder der Cantilever besteht aus Siliziumnitrid, die Spitze aus Siliziumoxid und der Chip aus Silizium. Die Spitze hat meist eine Höhe von 5–10 μm und einen Öffnungswinkel zwischen 50° und 70° , je nachdem, wann der Ätzprozess gestoppt wurde. Für die dynamischen Modi wurden Cantilever mit einer kurzen (Resonanzfrequenz von ca. 400 kHz), für die Kontakt-Modi mit einer längeren Blattfeder (Resonanzfrequenz von ca. 60 kHz) hergestellt. Die Blattfedern sind 50 μm breit und 850 nm dick. Hergestellt werden die Cantilever im Batchverfahren aus Siliziumwafern, auf die per plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (engl. *plasma enhanced chemical vapour deposition*) Siliziumnitrid bzw. Siliziumoxid aufgetragen wird. Das Ätzen der Spitzen mit einer Flusssäurelösung erfolgt isotrop, wodurch kreisförmige Ätzfronten entstehen.

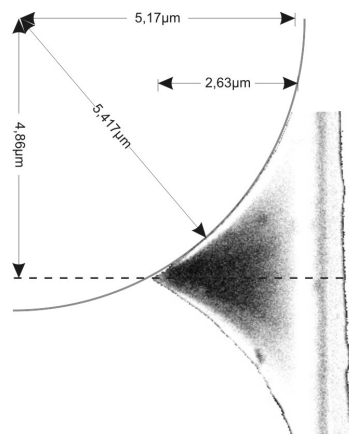


Abbildung 3.1: Rasterelektronenmikroskopisches Bild eines mit Aluminium bedampften Cantilevers mit eingezeichneten Maßen. Der Öffnungswinkel beträgt ca. 60° .

3.2 Metallschicht

Da mit dem hier beschriebenen Aufbau Messungen in Flüssigkeiten, daher für biologische Proben in Pufferlösungen, vorgesehen sind, ist bei der Wahl der Metallschicht besonders auf die chemische Stabilität zu achten. Umfassende Rechnungen zur Abhängigkeit der Intensitätsüberhöhung an der Spitze vom Real- und Imaginärteil der Permittivitätszahl des verwendeten Metalls stehen noch aus. Es lässt sich jedoch auf Grundlage der Oberflächenplasmonenresonanz vermuten, dass ein möglichst stark negativer Real- (Gleichung 2.19) und ein möglichst geringer Imaginärteil (Gleichung 2.20) zu einer hohen Intensität führen. Für die Messung in Luft haben sich bisher Silber ($\lambda = 532$ nm), Aluminium ($\lambda = 532$ nm bzw. $\lambda = 488$ nm) und Iridium ($\lambda = 632$ nm) bewährt [15, 22, 41] (Abbildung 3.2). Silber hat zwar sowohl einen großen negativen Real- als auch einen geringen Imaginärteil,

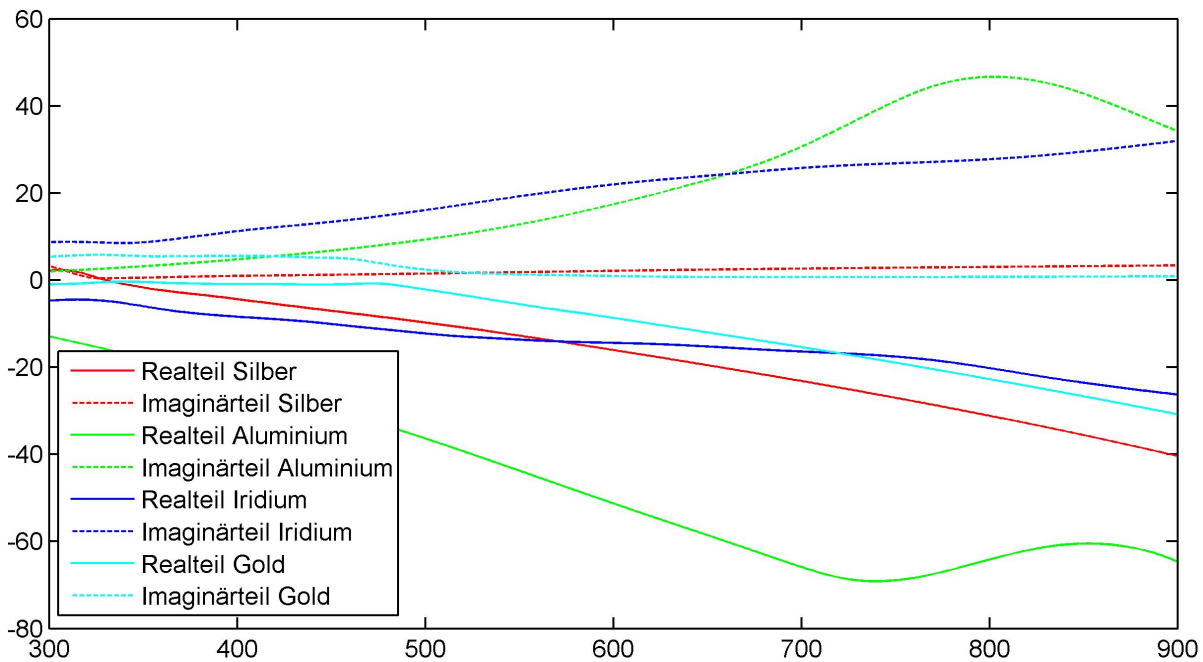


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Permittivitätszahl von der Wellenlänge für verschiedene Metalle [47]

jedoch ist es chemisch nicht stabil, da es mit dem spurenweise in Luft enthaltenen Schwefelwasserstoff zu Silbersulfid reagiert. Aufgrund der geringen Dicke der verwendeten Schichten ist eine Spitze bereits nach einem Tag nicht mehr verwendbar.

Aluminium hat bei kurzen Wellenlängen gute Eigenschaften, weshalb es bisher für die Messung in Luft verwendet wurde. An Luft bildet sich auf der Oberfläche eine Alumi-

niunoxidschicht, die zum einen den Vorteil hoher Härte (Mohs'sche Härte von 9–9,5), zum anderen jedoch auch den Nachteil der Unberechenbarkeit der Dicke der eigentlichen Metallschicht hat. Des Weiteren löst sich Aluminium in einigen Pufferlösungen (z. B. Tris(hydroxymethyl)-aminomethanpuffer) und durch lokale Erwärmung mittels eines evaneszenten Feldes auf [48].

Iridium ist sehr hart (Mohs'sche Härte von 6,5) und reaktionsträge, hat jedoch einen großen Imaginärteil der Permittivitätszahl und einen hohen Siedepunkt von 2739 K, sodass es in der vorhandenen Bedampfungsanlage nicht verwendet werden kann.

Aufgrund seiner chemischen Stabilität und dem geringen Imaginärteil bietet sich für die Messung in Flüssigkeit Gold an. Nachteile von Gold sind die geringe Härte (Mohs'sche Härte von 2,5) und der bei niedrigen Wellenlängen geringe Realteil der Permittivitätszahl, weshalb die Anregungswellenlänge von 532 nm für die Anregung mit Aluminium auf 685 nm erhöht werden musste.

Die Beschichtung der Cantilever erfolgt in einer Bedampfungsanlage (MED 020, BAL-TEC), wobei die Schichtdicken über einen Quarzoszillator bestimmt werden. Während des Bedampfungsvorganges rotieren die Cantilever um ihre Symmetrieachse in einem Winkel von 45° zur Bedampfungsquelle, sodass von einer gleichmäßigen Schichtdicke ausgegangen werden kann.

3.3 Fluoreszenzfarbstoffe

Mit dem ursprünglichen Aufbau wurden SNOM-Bilder von FluoSpheres[®] (nile-red, invitrogen) und an Antikörper gebundene Alexa 532 Farbstoffe bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm im Kontakt-Modus erstellt.

Die FluoSpheres[®] bestehen aus Polystyrol, in das fluoreszente Moleküle eingelagert sind. Die Kugeln haben einen Durchmesser von 3-30 nm [49]. Das Absorptionsmaximum der Farbstoffe liegt bei 535 nm, das Emissionsmaximum bei 575 nm. Die intrinsische Quanteneffizienz liegt bei 70 %.

Alexa 532 hat ein Absorptionsmaximum bei 528 nm und sein Emissionsmaximum bei 553 nm. Die Quanteneffizienz liegt bei 61 %.

Für die Verwendung mit Gold wurde als Farbstoff ATTO 740 (Abbildung 3.8) gewählt, da er eine hohe Photostabilität besitzt (Abbildung 3.3). Sein Absorptionsmaximum liegt bei 740 nm, sein Emissionsmaximum bei 764 nm. Die intrinsische Quanteneffizienz liegt

bei 10 % [50]. Der Farbstoff besitzt eine (N-hydroxysuccinimide)-Ester-Gruppe, sodass er auf einer mit (3-aminopropyl)-triethoxysilane (APTES) funktionalisierten Oberfläche kovalent gebunden werden kann [51].

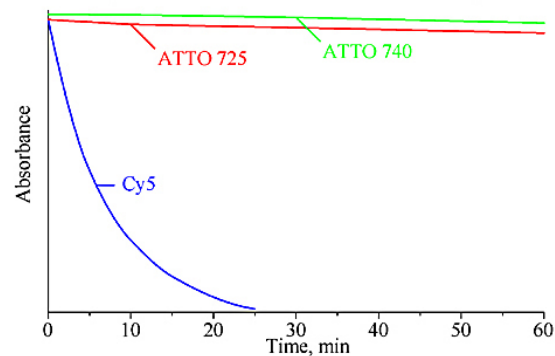


Abbildung 3.3: Photostabilität von ATTO 740 und ATTO 725 im Vergleich zu Cy5 in Wasser bei Beleuchtung mit einer 250 W Halogenlampe (Mit freundlicher Genehmigung der ATTO-TEC GmbH)

3.4 Simulation

Die Simulation der Feldüberhöhungen an der Cantileverspitze basiert auf einer Multiple-Dipole-Methode (Abschnitt 2.3). Ausgehend von einem bestehenden, in Matlab geschriebenen Programm wurde ebenfalls in Matlab (The MathWorks) ein Programm entwickelt, das die Berechnungen vektoriell unter Ausnutzung der *built-in*-Funktionen durchführt. Da diese Funktionen für die Verwendung von Vektoren bzw. Matrizen lauffzeitoptimiert sind, konnte die Erstellung des Gleichungssystems deutlich beschleunigt werden. Zudem wurde ein *embarrassingly parallel*-Ansatz gewählt, wodurch es möglich ist, auf mehreren Computern jeweils einen Teil des Gleichungssystems erstellen zu lassen und die Ergebnisse anschließend zusammenzufügen [52]. Dies führt bei acht Prozessoren mit der bereits erwähnten Vektorisierung zu einer Geschwindigkeitssteigerung um den Faktor 60. Aufgrund dessen ist es erstmals möglich, systematische Simulationen zur Bestimmung eines Optimums durchzuführen.

3.4.1 Modell der Cantileverspitze

Das für die Simulationen verwendete Modell des Cantilevers (Abbildung 3.4) ist dem in Abbildung 3.1 nachempfunden. Er besteht aus einer Glasspitze mit einem Spitzenradius von 10 nm und einem variablen Ättradius, über den der Öffnungswinkel eingestellt werden kann. Aufgrund des isotropen Ätzens kann die Spitze als näherungsweise rotationssymmetrisch angenommen werden. Die Blattfeder hat eine Dicke von 850 nm und wurde in radialer Richtung 10 μm fortgesetzt, bevor sie kreisförmig abgeschlossen wird. Auf der Spitze und der unteren Seite des Cantilevers befindet sich eine Metallschicht mit variabler Dicke, die am Abschluss der Blattfeder endet (Abbildung 3.4).

In einem definierbaren Abstand unterhalb der Spitze befindet sich ein unendlich ausgedehnter Halbraum aus Glas, um den Einfluss des Objektträgers zu berücksichtigen. Da Deckgläser normalerweise eine Dicke von 170 μm aufweisen, kann dies in der Simulation aus Gründen des erforderlichen Speicherplatzes nicht einbezogen werden. Um trotz fehlendem Abschluss des Objektträgers eine stetige Lösung zu erhalten, werden die Messpunkte nach außen in großen Abständen voneinander gesetzt, sodass die Zone mit unweigerlich auftretenden Fehlern möglichst weit von der Spitze entfernt wird. Die äußersten Messpunkte sind dabei 70 μm von der Spitze entfernt.

3.4.2 Ablauf der Simulation

Die Form der Objekte wird durch die Positionen der Messpunkte vorgegeben, die entlang der Grenzflächen in regelmäßigen Abständen verteilt werden. Die Dipole werden beidseitig längs der Grenzflächen positioniert. Bei der Verteilung der Dipole muss beachtet werden, dass, wenn sich ein Dipol zu nah an einem Messpunkt befindet, das Feld am Messpunkt hauptsächlich durch diesen Dipol bestimmt wird. Dadurch kann es leicht zu Oszillationen der Felder zwischen den Messpunkten kommen, wodurch die Forderung der Stetigkeit (Gleichungen 2.31–2.34) außerhalb der Messpunkte nicht mehr erfüllt ist. Um das lineare Gleichungssystem aufzustellen, durch das die Stärke der Dipole festgelegt wird, wird eine Koeffizientenmatrix E gebildet (Unterabschnitt A.1.7), in der die Abhängigkeiten der Felder an den Positionen der Messpunkte von den Dipolen stehen. Um statt eines zwei- ein dreidimensionales Modell zu erhalten, muss die räumliche Ausdehnung der Geometrie beachtet werden. An Stelle des Einflusses eines einzelnen Dipols wird daher der Einfluss vieler, auf einem Ring um die Symmetrieachse verteilter Dipole berechnet. Durch die Annahme einer Rotationssymmetrie reduziert sich das Gleichungssystem je nach Polari-

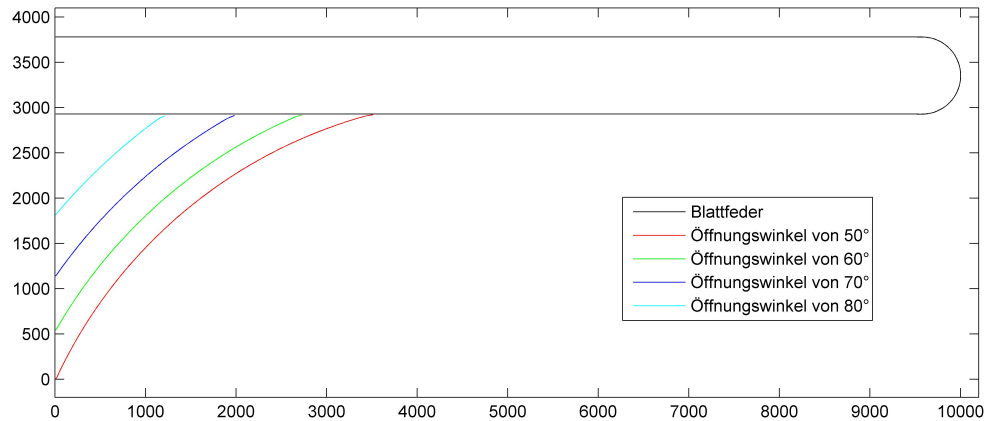


Abbildung 3.4: Für die Simulation verwendetes Modell der Spitze mit verschiedenen Öffnungswinkeln

sation (Abbildung 3.5) auf die zur Rotationsachse parallelen und senkrechten Anteile der elektrischen Feldstärke und die zirkulare Komponente der magnetischen Flussdichte (Abbildung 2.13b) bzw. auf die zur Rotationsachse parallelen und senkrechten Anteile der magnetischen Flussdichte und die zirkulare Komponente der elektrischen Feldstärke [53]. Für diese Simulation wird lediglich der erste Fall, ein radialsymmetrisches E-Feld verwendet (Abbildung 2.13b).

Die Randbedingungen E_0 werden je nach verwendetem Feld berechnet (Unterabschnitt A.1.10). Für diese Arbeit werden das durch einen einzelnen Dipol abgestrahlte Feld (Unterabschnitt A.1.12) und das aus mehreren ebenen Wellen superpositionierte, radial polarisierte Licht verwendet (Unterabschnitt A.1.11). Da das Ziel der Simulation lediglich qualitative Aussagen sind, werden konstante Faktoren dabei nicht berücksichtigt.

Aus Koeffizientenmatrix und Randbedingungen kann das Gleichungssystem $I * E = -E_0$ aufgestellt werden. I stellt dabei einen Vektor der Dipolstärken dar. Das Gleichungs-

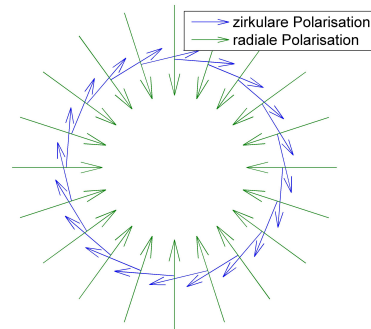


Abbildung 3.5: Zum Wellenvektor k orthogonale Polarisationsrichtungen

system kann in Matlab durch die implementierte Funktion *mrdivide* in der Form $I = -mrdivide(E_0, E)$ gelöst werden. Zur Lösung des Gleichungssystems werden intern *Linear Algebra PACKage*-Routinen [54] genutzt.

Anhand des Ergebnisses kann der beim Lösen aufgetretene Fehler gemäß $Error = I * E + E_0$ berechnet werden. Die Fehler wurden weitestgehend minimiert, sodass im Folgenden nicht weiter darauf eingegangen wird.

Nach Festlegung der Dipolstärken können die Felder an beliebigen Punkten berechnet werden.

3.5 Messaufbau

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde mit einem Prototyp von Triple-O gearbeitet.¹ Ursprünglich war dieses Gerät als Glasfaser-SNOM angelegt, wurde jedoch von Dr. H. G. Frey für die Benutzung von Cantilevern umgebaut. Da dieser Aufbau eine sehr niedrige mechanische Resonanzfrequenz besitzt, die eine hochauflösende Abtastung unmöglich machte, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Aufbau umgesetzt. Der von Dr. H. G. Frey gebaute AFM-Kopf wurde lediglich leicht modifiziert und kann mit dem neuen Aufbau weiterverwendet werden.

Piezotisch und Steuerelektronik Als Scantisch wurde aufgrund seiner niedrigen Bauform von 25 mm und der hohen Resonanzfrequenzen von 1200 Hz unbelastet (bzw. 530

¹Dieser Aufbau ist in [17] näher beschrieben

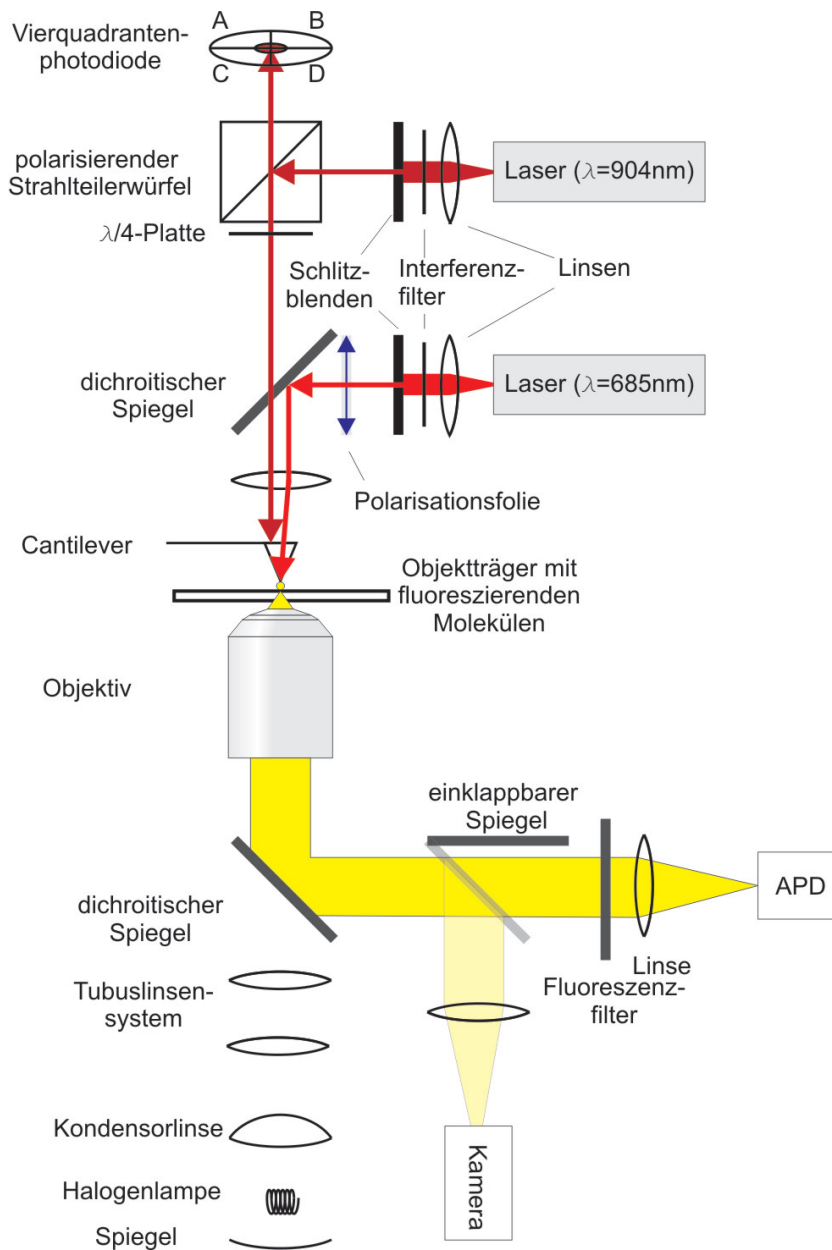


Abbildung 3.6: Nichtmaßstabsgetreue Darstellung von AFM-Laser-, Fluoreszenz- und Detektionsstrahlengang

Hz in xy- und 635 Hz in z-Richtung bei einer Belastung von 200 g) ein P-733.3DD von Physik-Instrumente (Physik Instrumente GmbH & Co.) gewählt. Die Verstellwege betragen in xy-Richtung jeweils $33\ \mu\text{m}$ und in z-Richtung $14\ \mu\text{m}$. Als Steuerelektronik werden ebenfalls von Physik Instrumente die Module E-503 als Verstärker, E-516.i3 als

Schnittstelle und E-509.C3A als Auswerteelektronik eingesetzt. Die Soll-Position kann digital über IEEE 488- und RS-232-Schnittstellen oder analog durch Vorgabe von drei Spannungen im Bereich von -2 V bis 12 V eingestellt werden. Die Ausgangsspannung ist damit im Bereich von jeweils -20 V bis 120 V regelbar. Die Ist-Position des Tisches wird durch das E-509.C3A mittels in den Piezotisch eingebaute kapazitive Sensoren bestimmt und im closed-loop an die Soll-Position angeglichen. Durch interne Regler im E-509.C3A werden die Drift und Hysterese der Piezoaktoren des P-733.3DD weitgehend korrigiert.

AFM-Kopf und Detektionselektronik Der AFM-Kopf wurde von Dr. H. G. Frey gebaut und bietet die Möglichkeit, neben einem zur Detektion der Cantileververbiegung verwendeten Laser (RLT904-30MG, $\lambda = 904 \text{ nm}$)², einen Laser zur Fluoreszenzanregung (QL68I6SA, $\lambda = 685 \text{ nm}$)³ auf den Cantilever auszurichten (Abbildung 3.6). Der unpolarisierte AFM-Laserstrahl passiert zunächst eine Kollimatorlinse, eine Schlitzblende sowie einen Interferenzfilter (RLT-905-33.5-A) und wird anschließend an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel in zwei orthogonal zueinander linear polarisierte Teilstrahlen aufgeteilt, von denen der eine den Strahlteiler ungehindert passiert, während der andere in Richtung des Cantilevers reflektiert und durch ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert wird. Die Einkopplung des Fluoreszenzlasers erfolgt über einen dichroitischen Strahlteiler (z 690 rd, AHF analysentechnik AG), den der AFM-Laser passieren kann. Zuvor wird er ebenfalls kollimiert und durch einen Interferenzfilter (RLT-690-11-A) in der Emissionsbandbreite beschränkt. Durch eine Schlitzblende vor der Linse wird der Einfallswinkel auf den Cantilever eingestellt. Nachdem der AFM-Laser durch eine Linse ($A_N \approx 0,4$) auf den Cantilever fokussiert, an diesem reflektiert und durch die Linse wieder kollimiert worden ist, durchläuft er den Dichroid und wird durch das $\lambda/4$ -Plättchen wieder linear polarisiert. Da die Polarisation nun orthogonal zu seiner ursprünglichen Polarisation steht, kann der Strahl den Polarisationsstrahlteiler ohne Reflexion passieren und auf die Quadrantendiode (engl. *position sensitive device*, PSD) abgebildet werden. Die Signale der einzelnen Quadranten werden direkt am PSD vorverstärkt, um Störungen durch einen langen Signalweg auszuschließen.

Durch in den Resonator der Laserdiode zurückgestreutes Licht können andere Oszillationsmoden angeregt werden, wodurch unregelmäßig Modensprünge auftreten, die zu

²Im Folgenden *AFM-Laser* genannt

³Im Folgenden *Fluoreszenzlasers* genannt

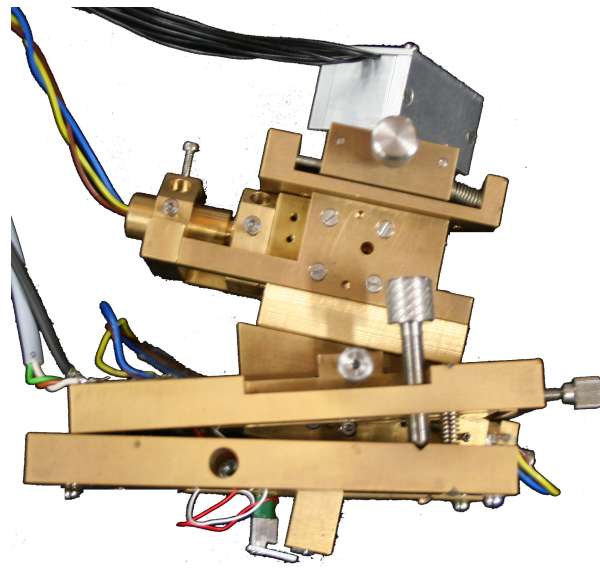


Abbildung 3.7: Bild des AFM-Kopfes

Artefakten im Topografiebild führen. Darüber hinaus kommt es zu Interferenzerscheinungen zwischen verschiedenen optischen Pfaden an der Quadrantendiode und daraus folgend zu einer Verfälschung des Auslenkungssignals. Um dies zu reduzieren, wird eine Elektronik verwendet, die die Spannung zum Betrieb der AFM-Laserdiode von 2 V mit einer Wechselspannung von 400 MHz überlagert. Hierzu wird ein spannungsgesteuerter Oszillator (POS-400, Mini Circuits) über einen Frequenzaddierer (PBTC-1GW, Mini Circuits) mit dem Diodentreiber (IP500, Thorlabs) verbunden. Durch die überlagerte Frequenz wird die Einzelmodendiode effektiv mit mehreren Moden betrieben. Hierdurch werden Modensprünge vermindert, was zu einer Verbesserung der Sensitivität führt. Durch den mehrmodigen Betrieb wird außerdem die Kohärenzlänge und somit das Rauschen, das durch Interferenzen an der Quadrantendiode entsteht, reduziert. [55]

Die Quadrantendetektorelektronik basiert auf Plänen der Universität Basel und wurde aufgrund ihres geringen Rauschpegels übernommen. Die zum Stromfluss proportionalen Spannungen von jeweils zwei Quadranten des PSD werden summiert und die Differenz der Summen bis zu 32-fach verstärkt als Auslenkungssignal an die Regelelektronik weitergegeben (Gleichungen 2.5 & 2.6).

Controller Als Steuereinheit wird das auf einem PC mit Labview Echtzeitbetriebssystem basierende *SPM Controller Base Package*, bestehend aus *Real-time controller RC4* und *Signal Conditioning SC4*, mit einem *Oscillation Controller OC4* (Nanonis) verwendet. Im *OC4* sind ein Lock-In mit Frequenzgenerator zur Cantileveranregung und ein PLL integriert. Die Regelung läuft auf einem *Field Programmable Gate Array* im *RC4*. Die Positionierung des Piezotisches erfolgt, indem Spannungen im Bereich von 0 V bis 10 V an die Eingänge des E-516.i3 angelegt werden.

Mechanischer und optischer Aufbau AFM-Kopf und Probe können jeweils durch einen xy-Tisch positioniert werden, wobei Probentisch und AFM-Tisch so gekoppelt sind, dass sich beim Verstellen des AFM-Tisches die Probe mitbewegt, die Probe aber auch separat bewegt werden kann. Dies hat den Vorteil, dass etwaige Unebenheiten der Probe diesen beim Bewegen des Cantilevers relativ zum Objektiv nicht beschädigen können, da er relativ zur Probe seine Position beibehält. Andererseits ist es notwendig, den Scanbereich zu verschieben, z. B. im Fall einer lokalen Verschmutzung oder falls die Fluorophore in einem Bereich bereits ausgebleicht wurden. Um Haft-Gleit-Effekte (engl. *stick-slip phenomenon*) zu reduzieren, wurden Linearführungen (Typ R, Schneeberger) in Kombination mit Einbaumessschrauben (Mitutoyo) verwendet. Der Verstellweg der Tische beträgt jeweils 2 cm.

Das ursprüngliche Gerät wurde mit dem xy-Tisch auf einem inversen Mikroskop aufgesetzt. Da die durch den Trieb maximale Höhenverstellung des Objektivs bei etwa 10 mm liegt, kann mit dem neuen Piezotisch kein derartiger Aufbau realisiert werden, bei dem das Objektiv nach Annäherung des Cantilevers an die Probe gewechselt werden kann. Um den Laser auf den Cantilever auszurichten, sind jedoch eine niedrige Vergrößerung und ein großer Arbeitsabstand notwendig, zur Fluoreszenzdetektion hingegen eine hohe numerische Apertur, die nur mit Ölimmersionsobjektiven, die einen geringen Arbeitsabstand besitzen, umsetzbar ist. Aus diesem Grund wurde ein modularer Aufbau des Mikroskops gewählt (Abbildungen 3.9a & 3.9c). Alle feststehenden Teile wurden direkt mit dem optischen Tisch (RS4000, Newport) verschraubt, die zu justierenden Teile wurden über ein Stangenführungssystem (Mikrobank, Linos) ausgerichtet.

Da kein Trieb mit hinreichender Präzision, Steifigkeit, der daraus resultierenden Reproduzierbarkeit und einem Verstellweg von mindestens 2,5 cm erhältlich war, wurde ein Objektivhalter angefertigt, der über eine Einbaumessschraube in der Höhe verfahren

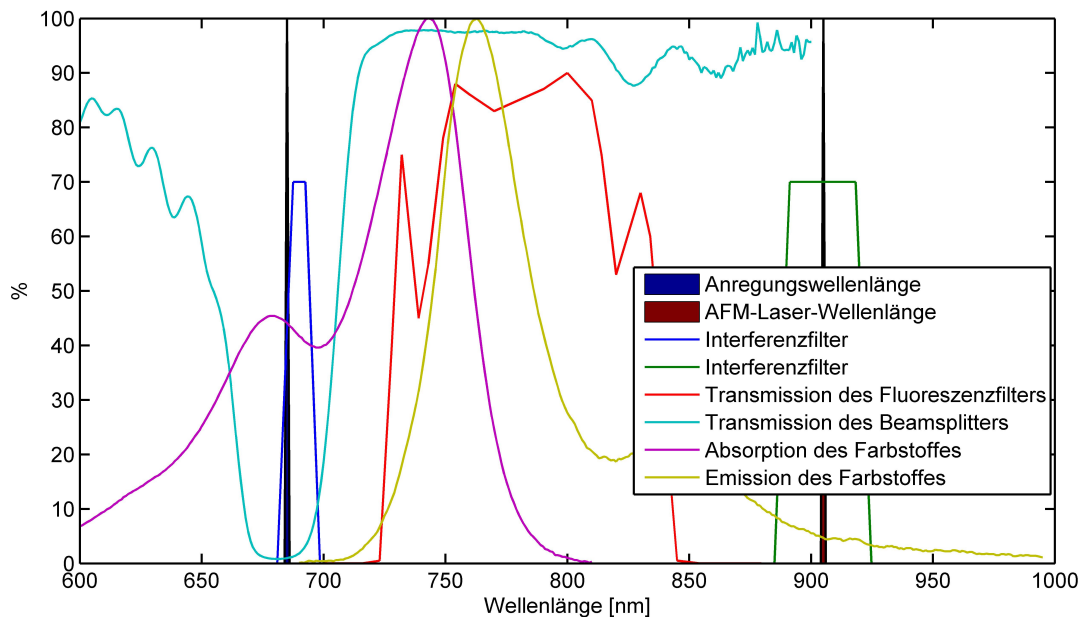
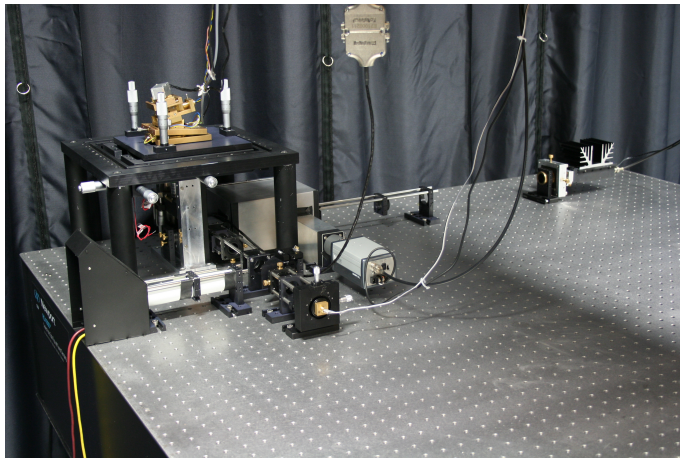


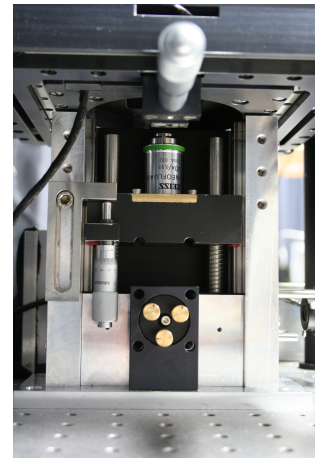
Abbildung 3.8: Wellenlängenabhängigkeiten der verwendeten Filter und Farbstoffe

werden kann (Abbildung 3.9b). Die Messschraube wird dabei von zwei Federn gegen einen mit dem optischen Tisch verbundenen Winkel gedrückt. Geführt wird der Objektivhalter über zwei Wagen mit Umlaufkugellagern auf Miniaturprofilschienen (MN14 G1 & V1, Schneeberger), die eine hohe Reproduzierbarkeit und niedrige Reibung besitzen. Durch die Federkonstruktion kann der Halter um maximal 8 cm nach unten bewegt werden, sodass ein Wechsel des Objektivs möglich ist. Ein weiterer Vorteil dieses Systems ist, dass nach dem Wechsel des Objektivs die vorherige Fokusebene ohne Justage getroffen wird.

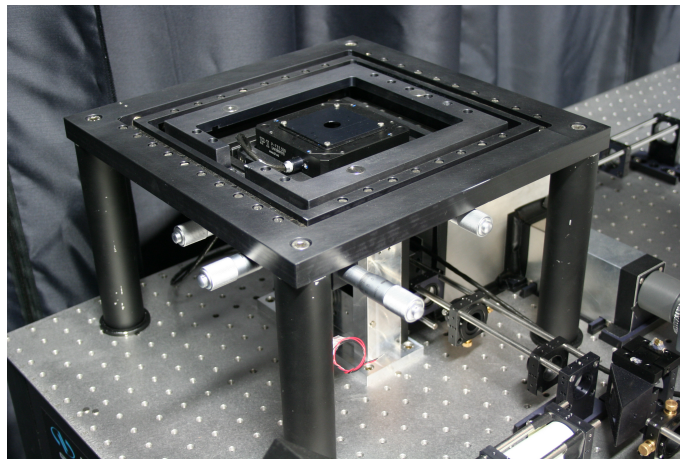
Um Schmutzpartikel auf der Probe lokalisieren zu können, wurde ein Beleuchtungsstrahlengang nach dem Köhlerschen Prinzip realisiert (Abbildung 3.6). Das Licht von einer Halogenlampe wird über einen dichroitischen Spiegel (z 690 rd, AHF analysentechnik AG) eingekoppelt. Das von der Probe kommende, durch den Dichroit transmittierte Licht wird entweder auf einen Kamerachip (Ecoline TV7004, Security-Center) abgebildet oder auf eine Lawinenfotodiode (engl. *avalanche photodiode*, kurz APD) (SPCM-AQR-13, Perkin Elmer) fokussiert. Die APD hat eine maximale Zählrate von 10^7 Photonen pro Sekunde, sie sollte jedoch nicht oberhalb einer mittleren Zählrate von $5 \cdot 10^6$ betrieben werden. Um den Einfluss von Streulicht zu minimieren, wurde der Detektionsstrahlengang



(a) Gesamter Aufbau (Die Abschirmung des Detektorstrahlengangs fehlt in diesem Bild.)



(b) Trieb mit Objektiv



(c) xy-Tisch ohne AFM-Kopf

Abbildung 3.9

mit Aluminiumblech, das auf der Innenseite mit schwarzer Velourfolie bezogen wurde, abgeschirmt.

4 Resultate und Diskussion

4.1 Theoretische Ergebnisse

Die hier vorgestellten Ergebnisse beruhen auf dem in Unterabschnitt 3.4.1 vorgestellten Modell mit einem Glashalbraum 4 nm unterhalb der Spitze. Der Farbstoff befindet sich dabei 2 nm unter der Spitze.

4.1.1 Grundsätzliche Überlegungen

Die Intensität der detektierbaren Fluoreszenz hängt im Wesentlichen von der Intensität des anregenden Lichts, der Intensitätsüberhöhung an der Spitze, der Quanteneffizienz bzw. Abstrahlcharakteristik des Farbstoffes in der Nähe der Spitze und der numerischen Apertur des verwendeten Objektivs ab.

Die Intensitätsüberhöhung an der Spitze ist wiederum abhängig von der Dicke der Metallschicht, dem Öffnungswinkel der Spitze und dem Einfallswinkel des Lichts. Um die erreichbare Auflösung einer bestimmten Spitze festzustellen, werden die Intensitäten unter der Spitze entlang einer zur z-Achse orthogonalen Geraden berechnet (Abbildung 4.1, Unterabschnitt A.1.14). Das für die beugungsbegrenzte Auflösungsabschätzung eingesetzte Rayleigh-Kriterium eignet sich aufgrund der Steilheit der nahfeldoptischen Intensitätsmaxima nicht, weshalb im Folgenden die Halbwertsbreite als Auflösungskriterium verwendet wird. Sie ist definiert als die Distanz zwischen den Punkten, an denen die Intensität auf die Hälfte ihres Maximums abgefallen ist. In Abbildung 4.1 ist zu sehen, dass das zur z-Achse parallele bzw. orthogonale E-Feld stark vom lateralen Abstand von der Spitze abhängig ist. Die Anregbarkeit des Farbstoffes ist proportional zum Quadrat des parallel zu seinem Dipolmoment auftretenden E-Feldes. Da das E-Feld senkrecht auf der Metallschicht steht, ergibt sich für ein Farbstoffmolekül, dessen Dipolmoment parallel zur z-Achse ausgerichtet ist, eine Verbesserung der Auflösbarkeit, für ein orthogonal ausgerichtetes entsprechend eine Verschlechterung. Im Fall von Apertursonden kehrt sich

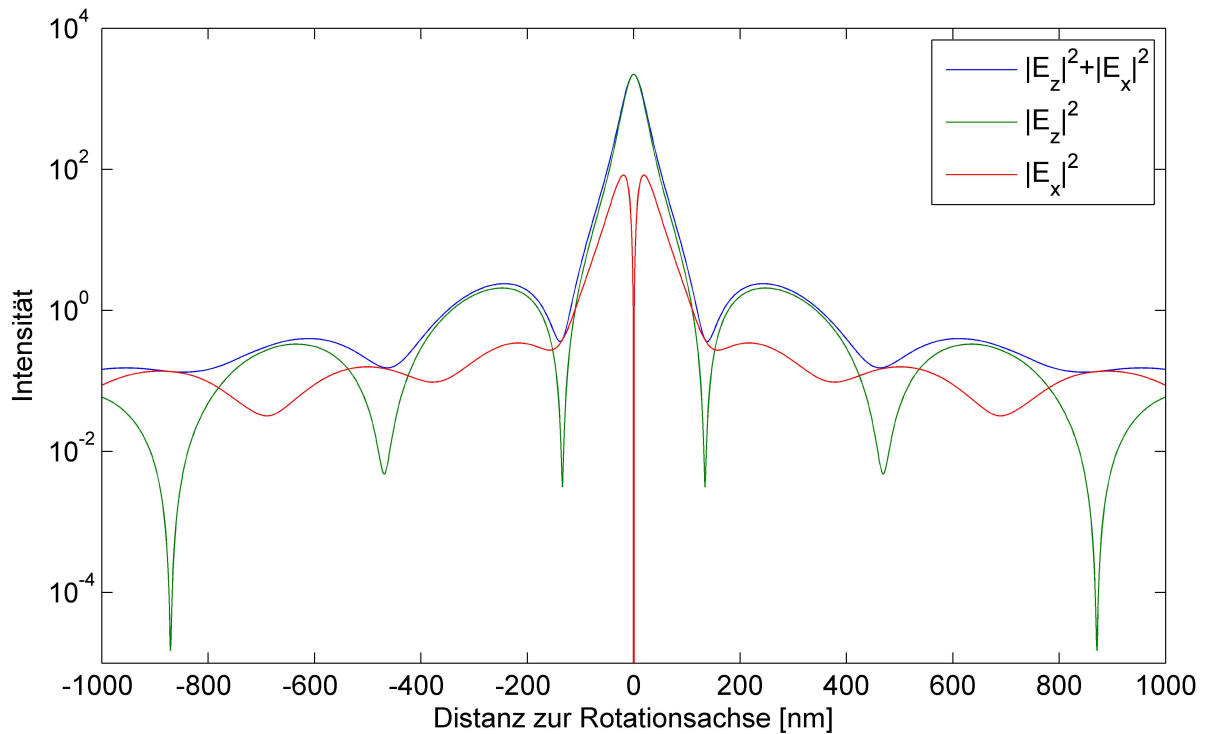


Abbildung 4.1: Verlauf der Intensität 2 nm unter einer Spitze mit einer 25 nm dicken Goldschicht und einem Öffnungswinkel von 70° . Neben der Intensität sind die Betragsquadrate der zur z-Achse parallelen Felder E_z und orthogonalen Felder E_x aufgetragen. Die Halbwertsbreite der Intensität liegt hier bei 32 nm, die für $|E_z|^2$ bei 30 nm und für $|E_x|^2$ bei 76 nm.

dieses Verhalten um, da das E-Feld im Bereich der aperturbegrenzenden Metallschicht ebenfalls senkrecht steht, während es im Bereich der Apertur horizontal verläuft [15, 49]. Da die Intensitätsüberhöhung vom Einfallswinkel des Lichts näherungsweise unabhängig ist (Abbildung 4.2), wird der Einfallswinkel gewählt, unter dem die höchste Intensität zu erwarten ist. Infolge der geringen numerischen Apertur der zur Fokussierung der Laser verwendeten Linse von 0,4, können Einfallswinkel im Bereich von 0° bis 20° realisiert werden. Der optimale Einfallswinkel kann ermittelt werden, indem das Gleichungssystem für verschiedene Einfallswinkel gelöst wird. Hierfür sind jedoch, um eine hinreichend hohe Genauigkeit zu erhalten, sehr viele Durchläufe nötig. Vereinfacht werden kann dies, indem von der Abstrahlung eines zur z-Achse parallelen Dipols (Unterabschnitt A.1.12) unterhalb der Spitze ausgegangen wird. Die winkelabhängige Intensität der Dipolstrahlung korreliert mit der Abhängigkeit des Anregungsmaximums vom Einfallswinkel des Lichts

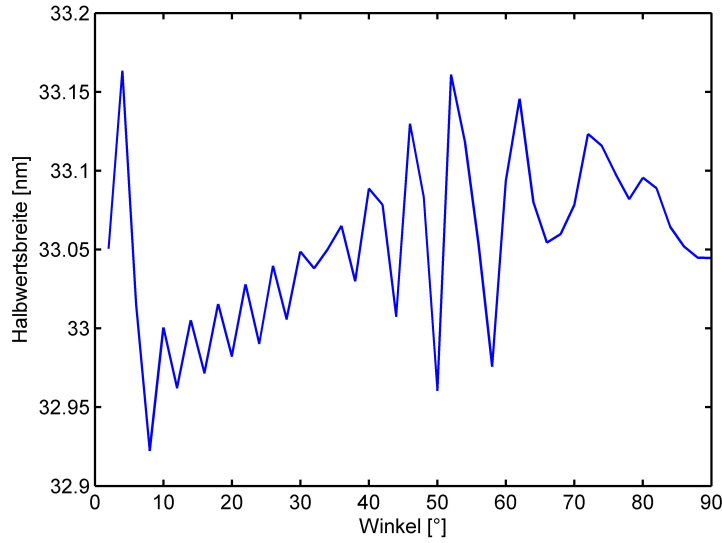


Abbildung 4.2: Halbwertsbreite der Intensität in Abhängigkeit des Einfallswinkels für einen Cantilever mit einem Spitzenradius von 10 nm, einem Öffnungswinkel von 80° und einer Goldschicht von 25 nm Dicke in Luft. Die Standardabweichung beträgt 0,028 nm.

(Abbildung 4.3), sodass der optimale Einfallswinkel näherungsweise in einer einzigen Rechnung bestimmt werden kann. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Modells sind diese Berechnungen nur für senkrecht ausgerichtete Farbstoffe möglich, die sich direkt unter der Spitze befinden.

Die intrinsische Quanteneffizienz im ungestörten Fall Q_i verhält sich zur scheinbaren Quanteneffizienz Q_a (engl. *apparent quantum yield*) in einem rückstreuenden System gemäß

$$Q_a = \frac{Q_i}{1 + \frac{6\pi Q_i \varepsilon_0 \varepsilon}{k^3 |\mathbf{p}|^2} \text{Im}(\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{E}_{local})} \cdot \frac{P_r}{P_0} \quad [56]. \quad (4.1)$$

P_0 ist die im ungestörten Fall, P_r die im gestörten Fall insgesamt durch Strahlung eines Dipols mit dem Dipolmoment \mathbf{p} abgegebene Energie, ε_0 die elektrische Feldkonstante, ε die Permittivitätszahl, k die Wellenzahl des umgebenden Mediums und \mathbf{E}_{local} das rückgestreute Feld. Um den Einfluss der Spitze auf die scheinbare Quanteneffizienz und die Abstrahlcharakteristik des Farbstoffes zu erhalten und daraus den Anteil des detektierbaren Lichts zu berechnen, wird die winkelabhängige Abstrahlung eines Dipols bei der Emissionswellenlänge im Fernfeld berechnet (Abbildung 4.4). Je nach numerischer Apertur des Objektivs kann das Licht nur bis zu einem bestimmten Winkel gesammelt werden. Sofern nicht anders angegeben, wird hierfür eine numerische Apertur von 0.75

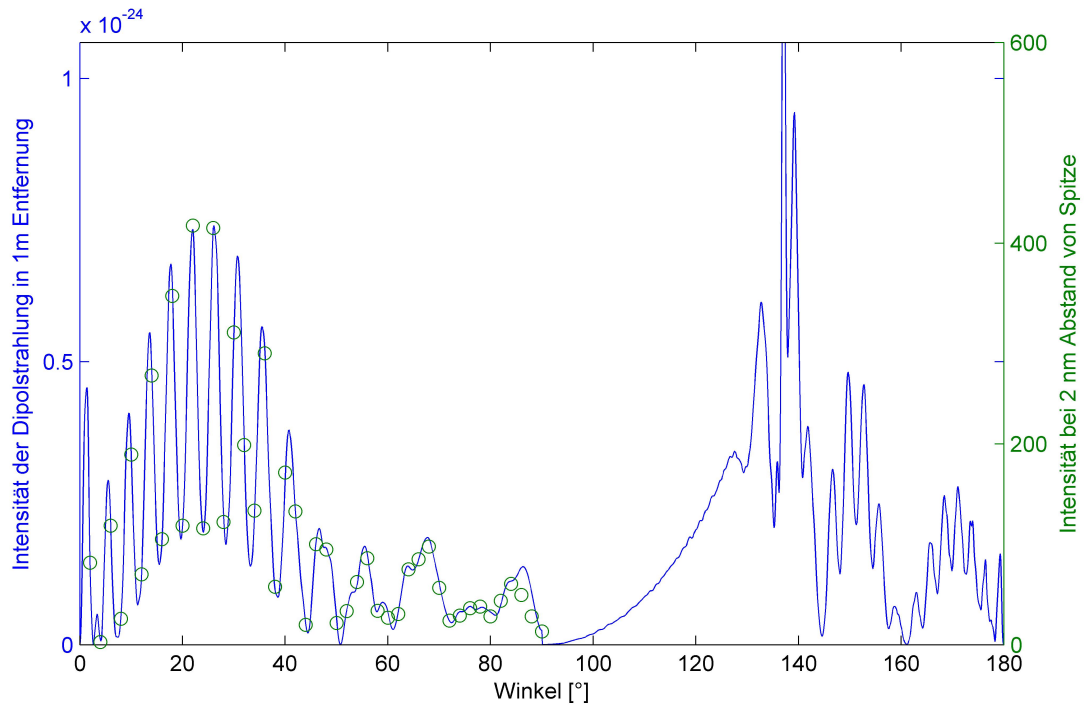


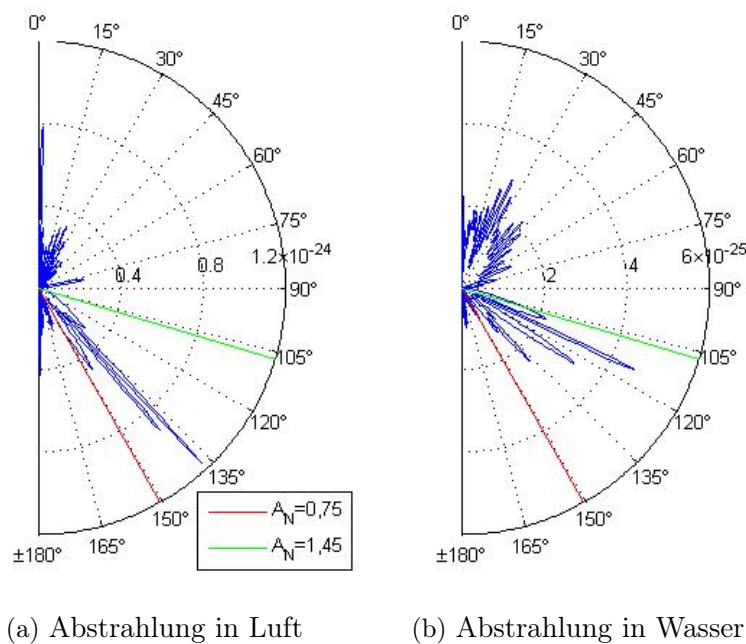
Abbildung 4.3: Durch einen 2 nm unter der Spitze positionierten Dipol erzeugte Intensität in 1 m Abstand von der Spitze bzw. Intensität 2 nm unterhalb der Spitze bei verschiedenen Einfallswinkeln. Berechnet für einen Cantilever mit einem Öffnungswinkel von 40° und einer Goldschicht von 25 nm.

angenommen.

Die effektive Intensität des gesammelten Fluoreszenzlichts ist näherungsweise das Produkt von Intensitätsüberhöhung unter der Spitze, scheinbarer Quanteneffizienz und dem Anteil des durch das Objektiv erfassten Lichts.

4.1.2 Vergleich der mit Gold bzw. Aluminium in Luft und Wasser erreichbaren Intensitäten und Auflösungen

Um die effektiven Intensitäten und die optimalen Schichtdicken und Öffnungswinkel von mit Aluminium oder Gold beschichteten Spitzen in Luft bzw. Wasser abschätzen zu können, wurden Simulationen mit verschiedenen Parametern bei einer Wellenlänge von 685 nm durchgeführt (Abbildungen 4.7–4.10). Zum Vergleich der effektiven Intensitäten



(a) Abstrahlung in Luft

(b) Abstrahlung in Wasser

Abbildung 4.4: Abstrahlung eines Dipols bei 764 nm in Luft oder Wasser unterhalb einer mit 40 nm Gold beschichteten Spitze mit einem Öffnungsradius von 80°. Die Akzeptanzwinkel eines Objektivs mit einer numerischen Apertur von 0.75 und eines Ölimmersionsobjektivs mit einer numerischen Apertur von 1.45 sind jeweils farbig eingezeichnet.

von bereits erfolgreichen Experimenten mit Aluminium bei $\lambda = 532$ nm zu geplanten Experimenten mit Gold bei $\lambda = 685$ nm und zur Überprüfung der in Abschnitt 3.2 aufgestellten Vermutungen zur Abhängigkeit des Anregungsmaximums von der Permittivitätszahl wurden für Gold und Aluminium in Luft ebenfalls Simulationen bei einer Wellenlänge von 532 nm durchgeführt (Abbildungen 4.5 & 4.6). Die Dicke der Metallschicht wurde jeweils in Schritten von 5 nm im Bereich von 5 nm bis 50 nm, der Öffnungswinkel in Schritten von 10° im Bereich von 50° bis 80° variiert. Der Spitzenradius beträgt 10 nm.

Es wurden für jede Kombination Anregungsmaximum und optimaler Einfallswinkel, Halbwertsbreite, Anteil des detektierbaren Lichts, scheinbare Quanteneffizienz, effektive Intensität und die Halbwertsbreite der Intensität berechnet. Der optimale Einfallswinkel und die Halbwertsbreite werden farblich codiert mit dem Anregungsmaximum bzw. der effektiven Intensität in den Grafiken dargestellt. Die Farben in den Grafiken zum Anteil des detektierbaren Lichts und der scheinbaren Quanteneffizienz geben lediglich die lokalen

Werte wieder.

Der für die Berechnung der scheinbaren Quanteneffizienz bei $\lambda = 532$ nm verwendete Farbstoff ist Alexa 532 ($Q_i = 0,61$), der für die Berechnungen bei $\lambda = 685$ nm verwendete Farbstoff ist ATTO 740 ($Q_i = 0,1$).

4.1.2.1 Wellenlängenabhängige Anregungsmaxima

Auf Grundlage der Gleichungen für die Eindringtiefe (2.19) und die laterale Ausbreitung (2.20) von Oberflächenplasmonen kann, wie bereits in Abschnitt 3.2 erläutert, geschlossen werden, dass ein stark negativer Real- und ein geringer Imaginärteil der Permittivitätszahl eine hohes Anregungsmaximum ermöglichen.

Wie bereits beschrieben, hat Aluminium bei Wellenlängen im Bereich um 532 nm einen stark negativen Realteil der Permittivitätszahl und einen im Vergleich zu größeren Wellenlängen geringen Imaginärteil (Abbildung 3.2). Bei dieser Wellenlänge wurden von Dr. H. G. Frey bereits Messungen durchgeführt, die eine optimale Anregung mit 10–15 nm dicken Aluminiumschichten ergaben [15]. Dies wird durch die Ergebnisse der Simulation bestätigt (Abbildung 4.5). Die Annahme, dass ein stark negativer Real- und ein geringer Imaginärteil der Permittivitätszahl eine hohe Intensität ermöglichen, wird insofern bestätigt, als dass das Anregungsmaximum für Aluminium bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm (Abbildung 4.7) im Vergleich zur Anregung bei 532 nm (Abbildung 4.5) unverändert bleibt, während es bei der Verwendung von Gold um einen Faktor von mehr als 1000 steigt (Abbildungen 4.6 & 4.9). Es ist anzunehmen, dass sich bei Aluminium der mit steigender Wellenlänge fallende Real- und der steigende Imaginärteil ausgleichen, wohingegen bei Gold der Realteil mit zunehmender Wellenlänge ebenfalls fällt, der Imaginärteil jedoch relativ konstant bleibt. Um mit goldbeschichteten Cantilevern zu arbeiten, wurde daher die Anregung bei 685 nm gewählt.

4.1.2.2 Scheinbare Quanteneffizienz

Wie in den Abbildungen 4.5–4.10 zu sehen ist, wird die scheinbare Quanteneffizienz von der Metallschichtdicke und dem Öffnungswinkel beeinflusst. Um das Signal-Hintergrund-Verhältnis zu maximieren, sollte die scheinbare Quanteneffizienz Q_a im Verhältnis zur intrinsischen Q_i so hoch wie möglich sein.

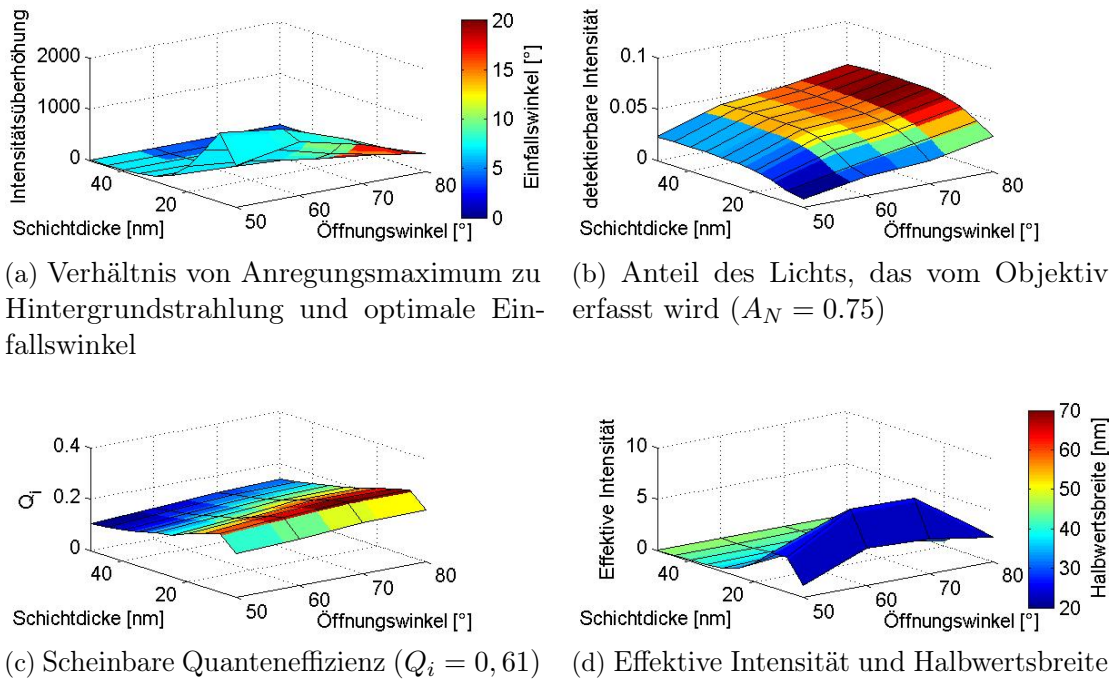


Abbildung 4.5: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Aluminium beschichtete Spitze in Luft bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm und Fluoreszenz bei 575 nm

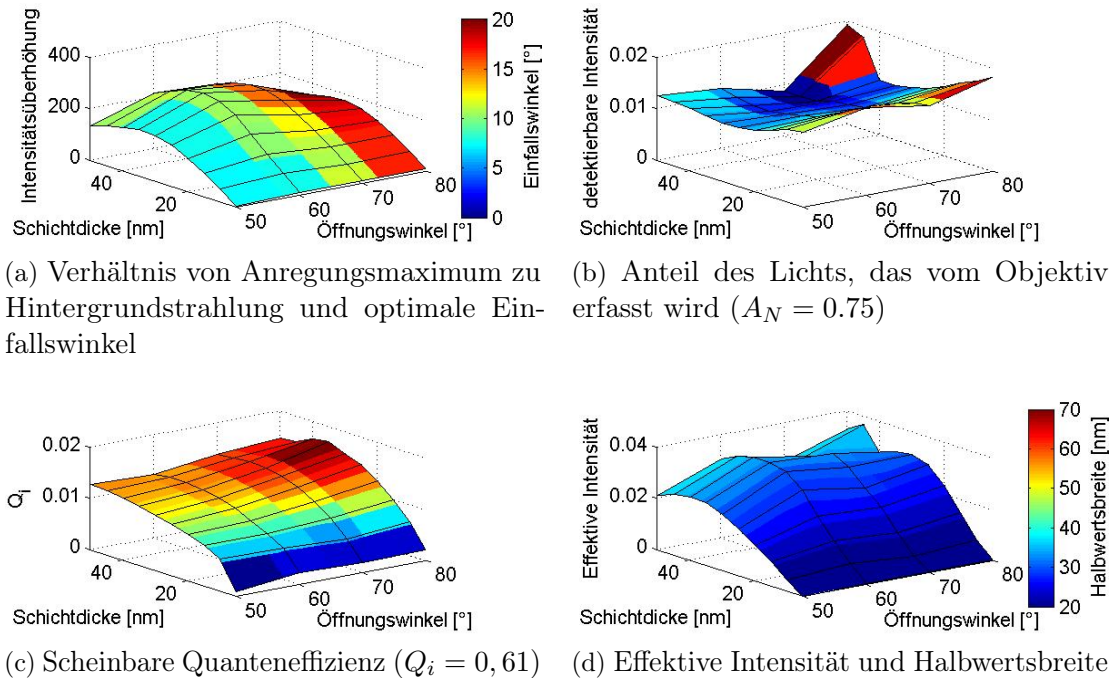
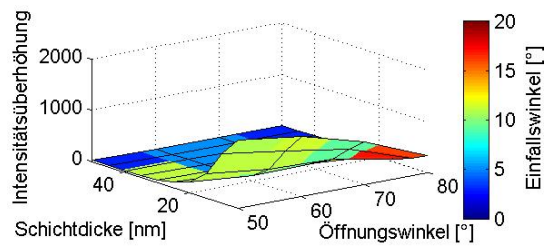
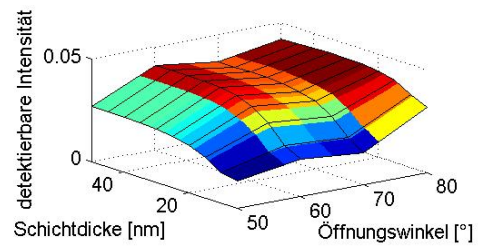


Abbildung 4.6: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Gold beschichtete Spitze in Luft bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm und Fluoreszenz bei 575 nm

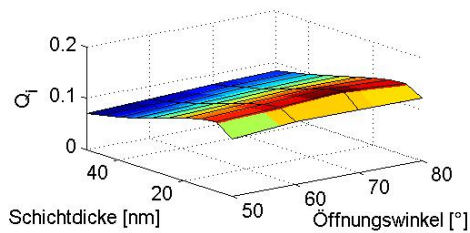
4 Resultate und Diskussion



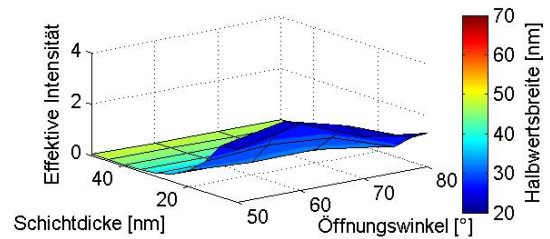
(a) Verhältnis von Anregungsmaximum zu Hintergrundstrahlung und optimale Einfallswinkel



(b) Anteil des Lichts, das vom Objektiv erfasst wird ($A_N = 0.75$)

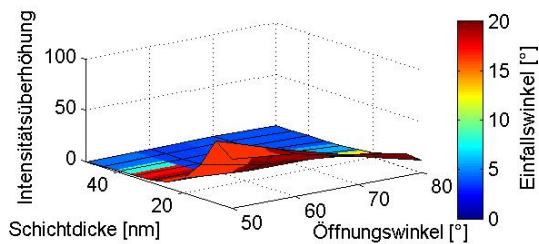


(c) Scheinbare Quanteneffizienz ($Q_i = 0, 1$)

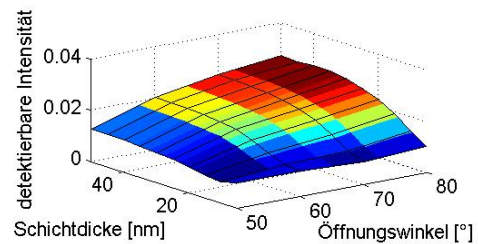


(d) Effektive Intensität und Halbwertsbreite

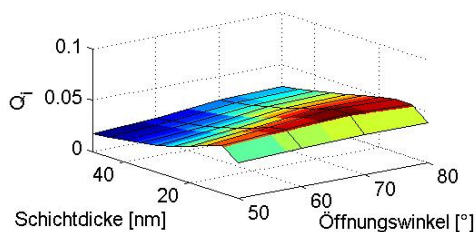
Abbildung 4.7: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Aluminium beschichtete Spitze in Luft bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm und Fluoreszenz bei 764 nm



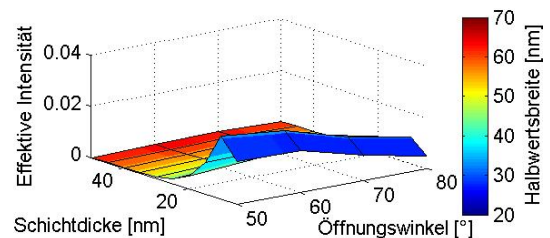
(a) Verhältnis von Anregungsmaximum zu Hintergrundstrahlung und optimale Einfallswinkel



(b) Anteil des Lichts, das vom Objektiv erfasst wird ($A_N = 0.75$)



(c) Scheinbare Quanteneffizienz ($Q_i = 0, 1$)



(d) Effektive Intensität und Halbwertsbreite

Abbildung 4.8: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Aluminium beschichtete Spitze in Wasser bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm und Fluoreszenz bei 764 nm

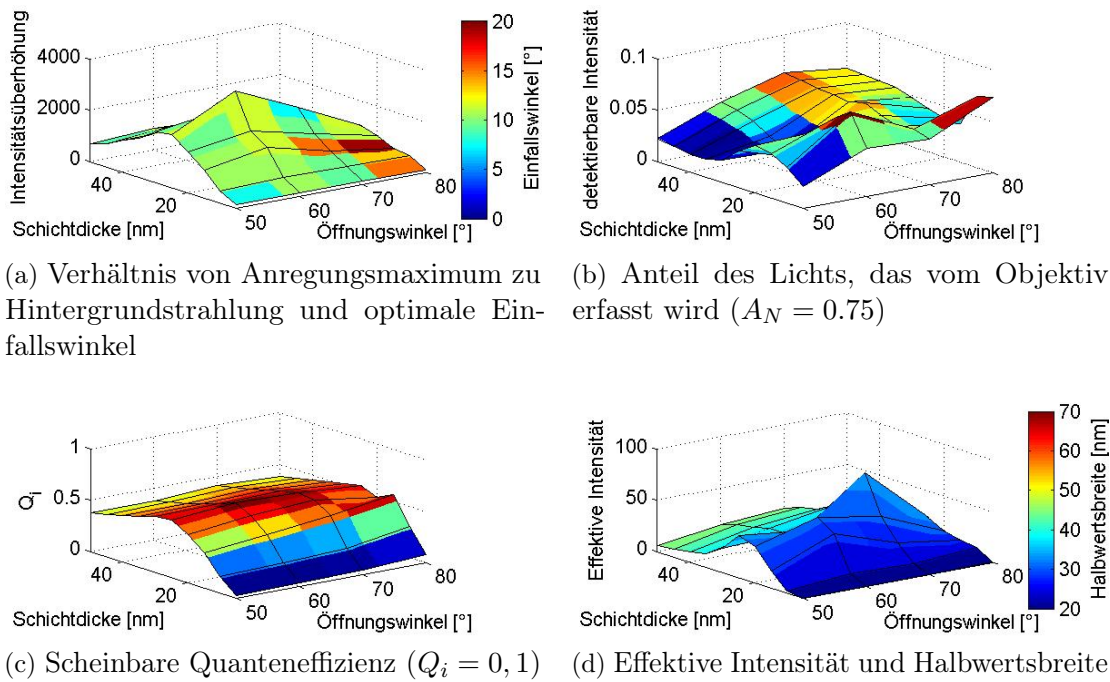


Abbildung 4.9: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Gold beschichtete Spitze in Luft bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm und Fluoreszenz bei 764 nm

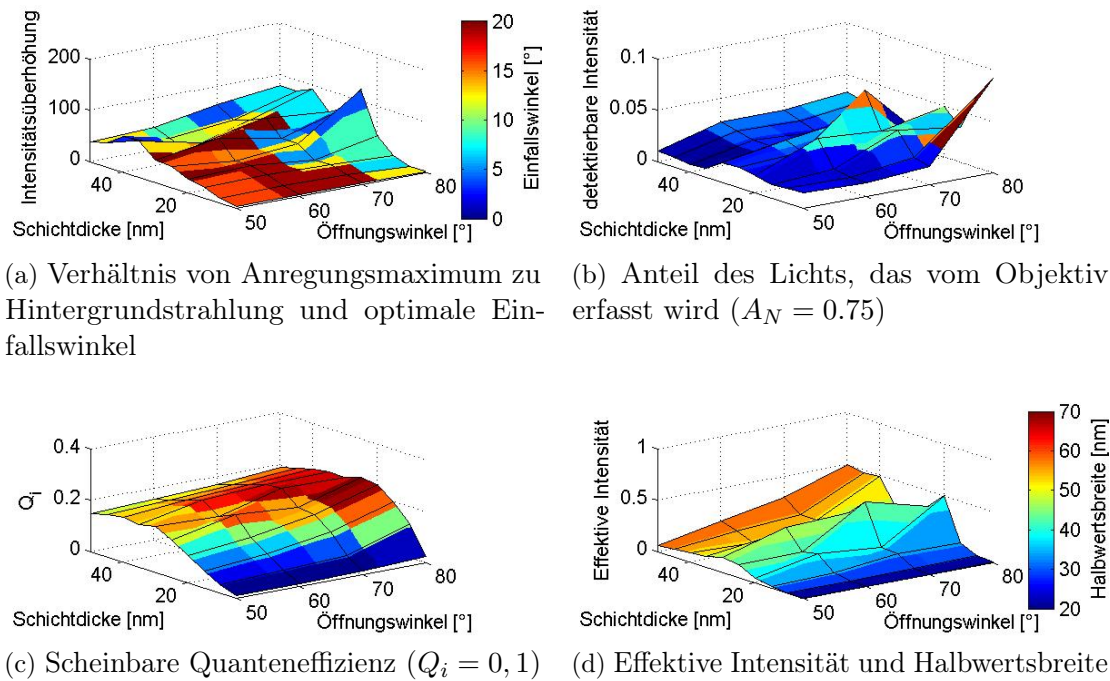


Abbildung 4.10: Auflösungsbeeinflussende, von Öffnungswinkel und Schichtdicke abhängige Größen für eine mit Gold beschichtete Spitze in Wasser bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm und Fluoreszenz bei 764 nm

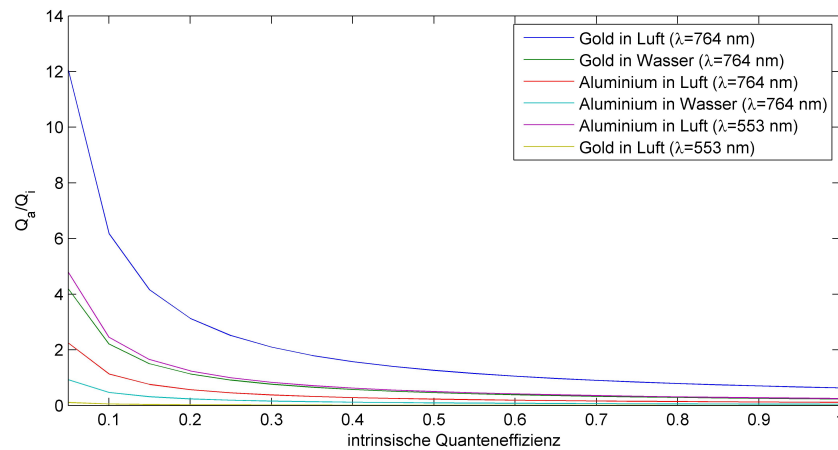


Abbildung 4.11: Verhältnis von scheinbarer zu intrinsischer Quanteneffizienz für die Parameter, die in den Abbildungen 4.10-4.5 die maximalen effektiven Intensitäten ergeben

Metall	Gold	Gold	Aluminium	Aluminium	Aluminium	Gold
Umgebendes Medium	Luft	Wasser	Luft	Wasser	Luft	Luft
Fluoreszenzwellenlänge	764	764	764	764	553	553
Schichtdicke	25	40	5	10	10	40
Öffnungswinkel	60	80	50	50	60	60

In Abbildung 4.11 ist das Verhältnis Q_a/Q_i gegen die intrinsische Quanteneffizienz exemplarisch für die Kombinationen aus Schichtdicken und Öffnungswinkeln, für die die effektive Intensität maximal wird, aufgetragen. Besonders für Gold in Luft bei einer Fluoreszenzwellenlänge von 764 nm wird dieses Verhältnis für kleine Q_i groß. Aber auch für alle anderen simulierten Systeme wird das Verhältnis für kleine Q_i maximal. Daher wurde mit ATTO 740 ein Farbstoff mit einer geringen intrinsischen Quanteneffizienz von 0,1 gewählt. Aufgrund der Abhängigkeit der rückgestreuten Felder von der Position der Spitze ist die Auflösung ebenfalls von diesem Verhältnis abhängig. Unter der Annahme, dass sich die scheinbare Quanteneffizienz bei zunehmendem Abstand des Farbstoffes von Spitze der intrinsischen angleicht, wird die Auflösung für $Q_a/Q_i > 1$ verbessert, für $Q_a/Q_i < 1$ verschlechtert. Für ATTO 740 sollte sich die Auflösung demnach verbessern, für Alexa 532 verschlechtern. Um dies in die Berechnung der Halbwertsbreite einfließen zu lassen, müsste jedoch die Vereinfachung der Simulation in Form der Rotationssymmetrie aufgegeben und ein echt dreidimensionales System benutzt werden.

4.1.2.3 Effektive Quanteneffizienzen und Halbwertsbreiten

Die effektive Intensität einer goldbeschichteten Spitze in Luft bei $\lambda = 685$ nm (Abbildung 4.9) ist etwa zehn-mal höher als bei der Verwendung von Aluminium bei $\lambda = 532$ nm (Abbildung 4.5). Das Maximum liegt jedoch bei einer Metallschichtdicke von 25 nm, während es bei Aluminium bei nur 10 nm liegt. Daraus resultierend ist die erreichbare Auflösung von 33 nm schlechter als die Auflösung mit Aluminium von 26 nm. Die Halbwertsbreite ist, wie in Abbildung 4.12 zu sehen, hauptsächlich von der Schichtdicke abhängig. Im Fall eines hohen Signal-Hintergrund-Verhältnisses könnte die Goldschichtdicke daher zur Verbesserung der Auflösung reduziert werden.

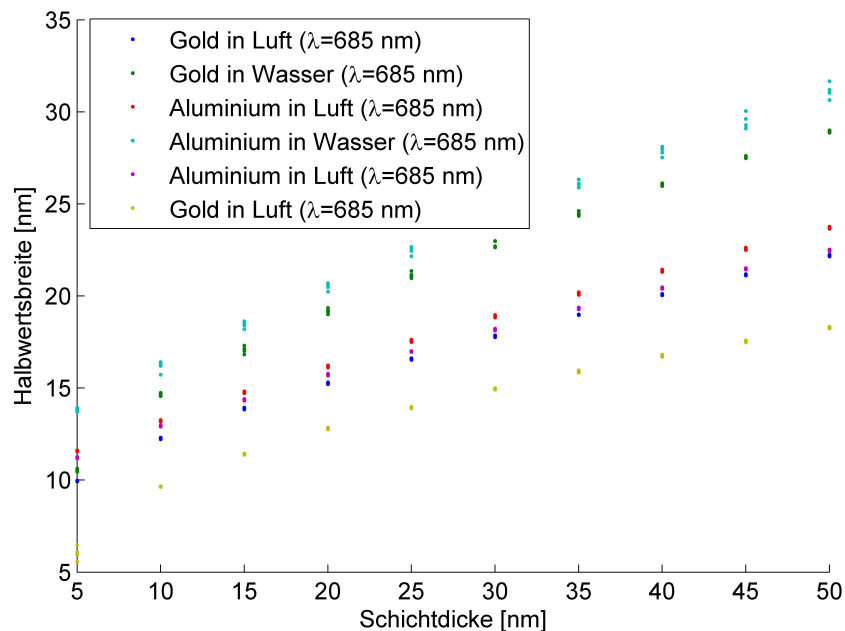


Abbildung 4.12: Halbwertsbreiten der berechneten Systeme in Abhängigkeit zu den jeweiligen Schichtdicken

Im Vergleich der effektiven Intensitäten bei der Anregung bei 685 nm in Luft (Abbildungen 4.7 & 4.9) zu denen in Wasser (Abbildungen 4.8 & 4.10) fällt auf, dass letztere wesentlich geringer sind. Dies liegt neben der verminderten Intensitätsüberhöhung und der geringeren scheinbaren Quanteneffizienz an der unterschiedlichen Brechung von Luft bzw. Wasser zu Glas. Bei der Verwendung von Wasser wird der größte Teil des Lichts unter einem Winkel abgestrahlt, der mit einem Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0.75 nicht detektiert werden kann (Abbildung 4.4). Durch die Verwendung eines

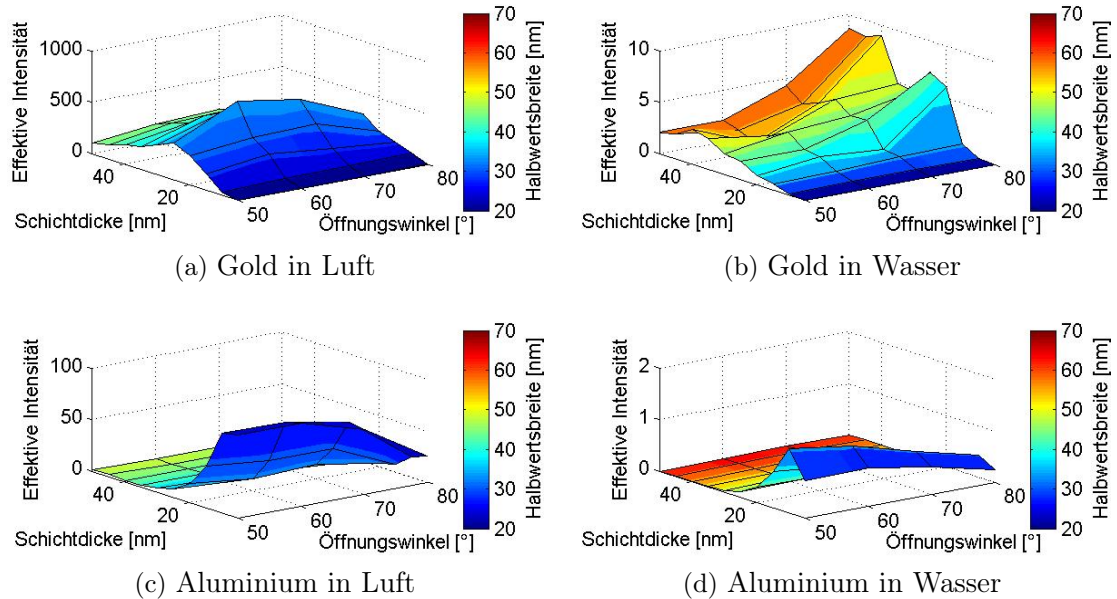


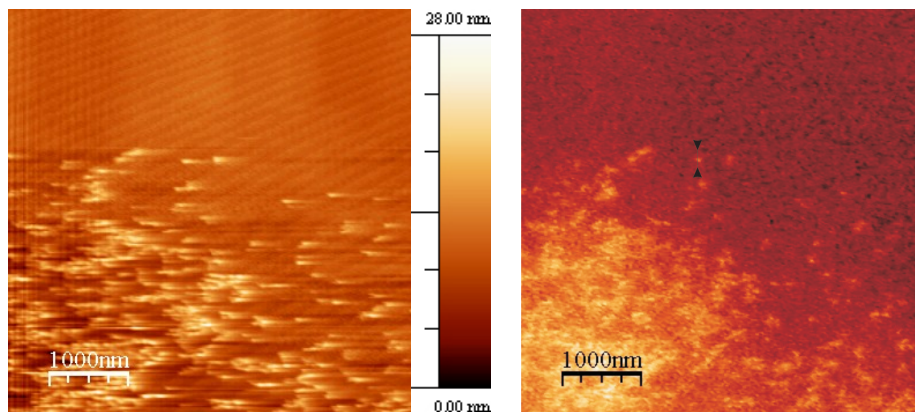
Abbildung 4.13: Effektive Intensitäten und Halbwertsbreiten bei Verwendung eines Ölimmersionsobjektives mit einer numerischen Apertur von 1,45 für Aluminium und Gold in Luft bzw. Wasser bei einer Anregungswellenlänge von 685 nm und Fluoreszenz bei 764 nm

Objektivs mit einer höheren numerischen Apertur – hier beispielsweise berechnet für ein Ölimmersionsobjektiv mit einer numerischen Apertur von 1,45 – wird die maximale effektive Intensität im Fall von Gold in Wasser um einen Faktor von 19, bei Aluminium um einen Faktor von 5 erhöht (Abbildung 4.13). Für die Messung in Luft erhöht sich die Intensität ebenfalls drastisch, aufgrund der bereits bei niedriger numerischer Apertur ausreichenden effektiven Intensitäten ist eine hohe numerische Apertur jedoch nicht zwingend notwendig. Aufgrund erfolgreich durchgeführter Experimente mit Aluminium bei $\lambda = 532$ nm (Unterabschnitt 4.2.1) und Gold bei $\lambda = 685$ nm in Luft (Unterabschnitt 4.2.2) kann davon ausgegangen werden, dass eine effektive Intensität von 3–5 bereits ausreichend ist. Unter Ausnutzung einer höheren numerischen Apertur sind bei der Verwendung von Gold in Wasser effektive Intensitäten von 8–9,5 erreichbar (Abbildungen 4.5 & 4.9). Eine Messung in Wasser scheint auf Grundlage dieser Daten möglich zu sein.

4.2 Experimentelle Ergebnisse

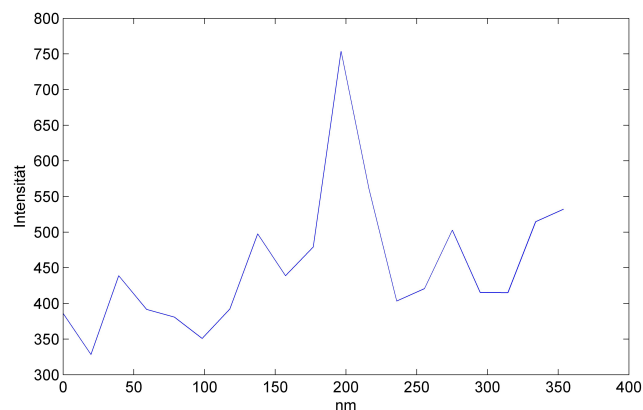
4.2.1 Aluminium

Mit dem ursprünglichen Aufbau konnten Alexa 532 Fluorophore auf Glas topografisch und nahfeldoptisch abgebildet werden (Abbildung 4.14).



(a) Topografisches Bild

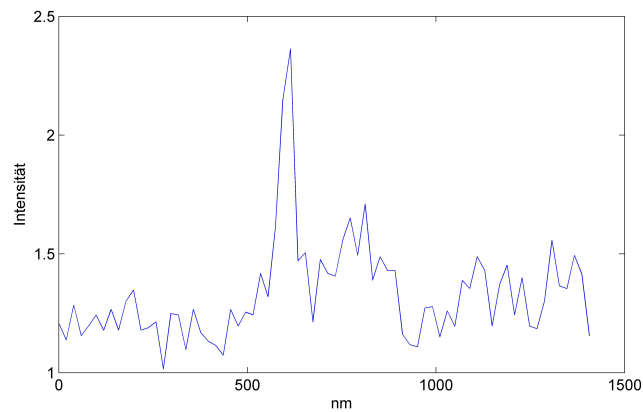
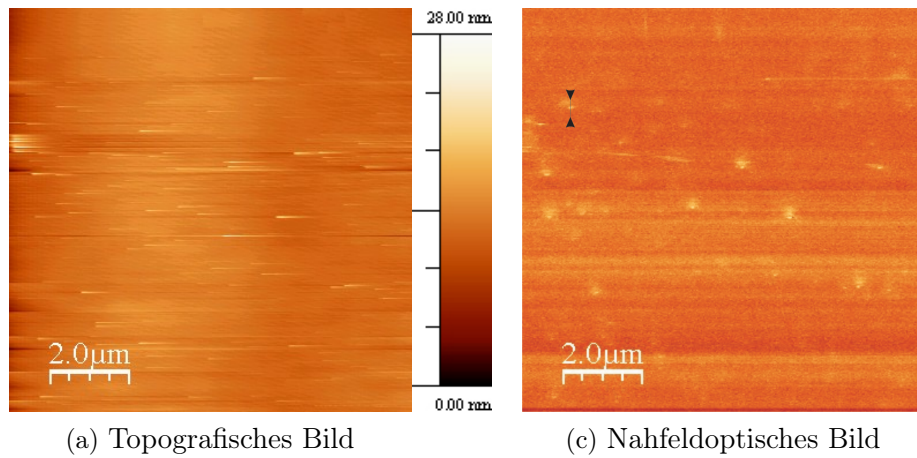
(c) Nahfeldoptisches Bild



(d) Schnitt durch markierten Bereich im optischen Bild

Abbildung 4.14: Mit Alexa 532 markierte Antikörper immobilisiert auf silanisierendem Glas. Zur Darstellung wurde eine Spitze mit einer 10 nm Aluminiumschicht im Kontaktmodus verwendet.

Die damit erreichte nahfeldoptische Auflösung liegt im Bereich von 80 nm. Das verwendete Objektiv (Plan-NEOFluar 40x, Zeiss) hat eine numerische Apertur von 0,75,



(d) Schnitt durch markierten Bereich im optischen Bild

Abbildung 4.15: Nile-red FluoSpheres[®] auf Glas

Zur Darstellung wurde eine Spitze mit einer 10 nm Aluminiumschicht im Kontaktmodus verwendet

sodass mittels Fernfeldmikroskopie eine Auflösung von 450 nm erreichbar ist.

Im topografischen Bild sind über das gesamte Bild verteilt schräge Streifen mit gleichmäßigem Abstand zu sehen. Die Frequenz dieser Störung beträgt ca. 50 Hz. Wahrscheinlich sind diese Artefakte durch eine Massenschleife entstanden.

Die in Scanrichtung ausgebreiteten Streifen hinter den Objekten sind auf eine für die Scangeschwindigkeit zu langsame Regelung zurückzuführen. Da der Aufbau, wie bereits erwähnt, eine niedrige mechanische Resonanzfrequenz hatte, konnten die Regelparameter nicht erhöht werden, ohne dass es zu Oszillationen kam. Anhand dieser Artefakte kann jedoch auch ausgeschlossen werden, dass es sich bei den im optischen Bild sichtbaren

Peaks um Topografieartefakte handelt, da auch dort Streifenstrukturen zu sehen sein müssten.

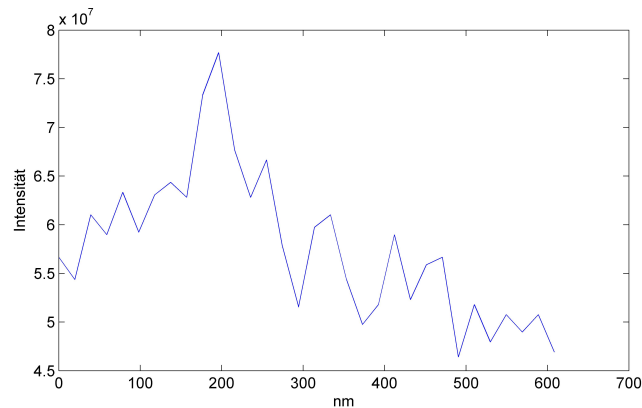
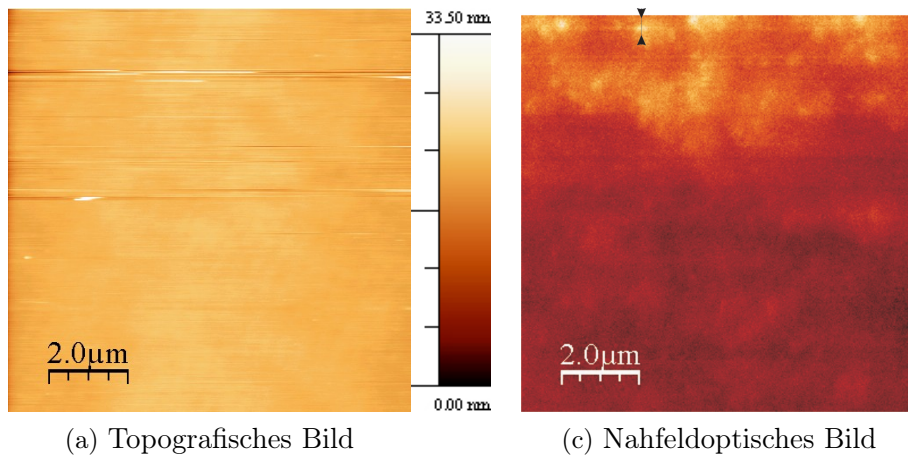
In Abbildung 4.15 sind Nile-red FluoSpheres[®] auf Glas abgebildet. Das topografische Bild weist die gleichen Artefakte auf, die in Abbildung 4.14a zu sehen sind. Da die Kügelchen aufgrund fehlender Funktionalisierung nicht immobilisiert werden können, werden sie im Kontakt-Modus leicht durch die Cantileverspitze verschoben. Die Kraft zwischen Spitze und Probe wurde daher sehr gering eingestellt, was die topografische Auflösung ebenfalls beeinträchtigt.

Im Vergleich zum optischen Bild sind im topografischen, neben den in beiden Bildern zu erkennenden Objekten, weitere nicht fluoreszierende abgebildet. Daher kann auch hier von echten Fluoreszenzsignalen ausgegangen werden. Wie bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt, haben die Kugeln Größen von 3–30 nm. Die optische Auflösung ist von der Größe der Kugel und der Position der Fluorophore in der Kugel abhängig. Die erreichbare Auflösung lässt sich nur anhand von kleinen Kugeln abschätzen, da das evaneszente Nahfeld Fluorophore in großen Kugeln nur an der Oberfläche anregen kann. Die Auflösung des optischen Bildes liegt im Bereich von 60 nm.

4.2.2 Gold

Gemäß den theoretischen Ergebnissen (Abbildung 4.9) wurden Cantilever mit einer 20 nm dicken Goldschicht beschichtet. Im Kontaktmodus konnte ein Bild aufgenommen werden, in dem die optische Auflösung im Laufe des Scans sehr schnell abnimmt (Abbildung 4.16). Die Auflösung ist aufgrund des schlechten Signal/Rauschverhältnisses nicht genau definierbar. Sie liegt im Bereich von 100–200 nm. Da die durch Fernfeldmikroskopie erzielbare Auflösung gemäß Gleichung 2.9 bei 557 nm liegt, bedeutet dies eine Anregung der Fluorophore im Nahfeld. Artefakte können ausgeschlossen werden, da zwischen optischem und topografischem Bild keine artefakttypische Korrelation besteht [46]. Ein Grund für das Sinken der optischen Auflösung könnte im Ablösen bzw. Abflachen der Goldschicht im unteren Bereich der Spitze infolge der geringen Härte und Haftung bestehen. Darauf deutet die in Abbildung 4.17b sichtbare Abflachung im vorderen Bereich der Spitze hin.

Auch eine Verunreinigung der Spitze, die in der Abbildung jedoch nicht zu sehen ist, könnte dazu geführt haben. Eine Drift der Optik kann nahezu ausgeschlossen werden, da nach der Aufnahme des Bildes sowohl APD als auch Objektiv ohne Ergebnis nachjus-



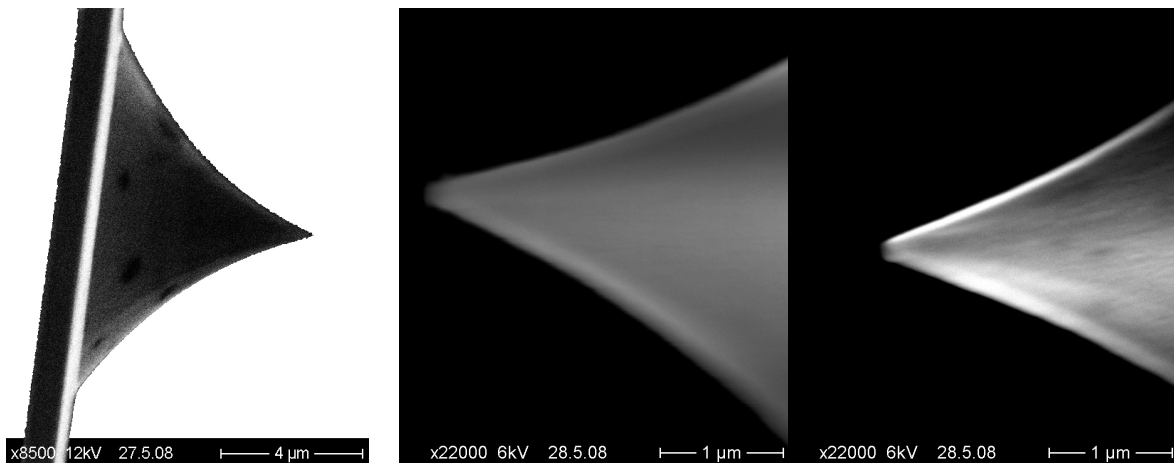
(d) Schnitt durch markierten Bereich im optischen Bild

Abbildung 4.16: ATTO 740 auf Glas

Zur Darstellung wurde eine Spitze mit einer 20 nm Goldschicht im Kontaktmodus verwendet

tiert wurden. Ein Ausbleichen der Farbstoffe scheint unwahrscheinlich, da bei keinem Farbstoffmolekül ein plötzliches Abfallen der Intensität zu beobachten ist.

Der Spitzenradius lässt sich mit den Abbildungen 4.17b & 4.17c zwar nur grob auf den Bereich von 60–80 nm abschätzen, er liegt jedoch deutlich über dem für die Simulationen angenommenen Wert von 30 nm inklusive der Metallschicht. Der Öffnungswinkel der Spitze ist mit 40° spitzer als bei der für die Simulation verwendeten Referenzspitze. Unter Einbeziehung dieses Öffnungswinkels und eines Spitzenradius von 50 nm zuzüglich der 20 nm dicken Goldschicht ergibt sich ein Anregungsmaximum von 288 bei einem Einfallswinkel von 5° , der Anteil des detektierbaren Lichts liegt bei 0,04, die Quanteneffizienz bei 0,24 und die daraus resultierende effektive Intensität bei 2,76. Die berechnete



(a) Aufnahme von der Seite

(b) Aufnahme von der Seite

(c) Aufnahme aus Richtung der Spitze der Blattfeder
Gegenüber 4.17b um 90° bezüglich der Spitzenachse gedreht

Abbildung 4.17: Rasterelektronenmikroskopische Bilder der für Abbildung 4.16 verwendeten Spitze.

Halbwertsbreite liegt bei 45 nm. Die Intensitätsverteilung entlang eines Schnittes durch diese Spitze ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

Die geringe topografische Auflösung ist ebenfalls durch eine Verunreinigung als auch durch eine Abnutzung der Spitze zu erklären. Die Intensität des durch die SNOM-Cantilever auf die Quadrantendiode reflektierten Lasers ist im Vergleich zu kommerziellen Siliziumcantilevern sehr gering. Dies könnte ebenfalls zur geringen Auflösung beitragen, da das Auslenkungssignal durch Interferenzen verfälscht werden kann.

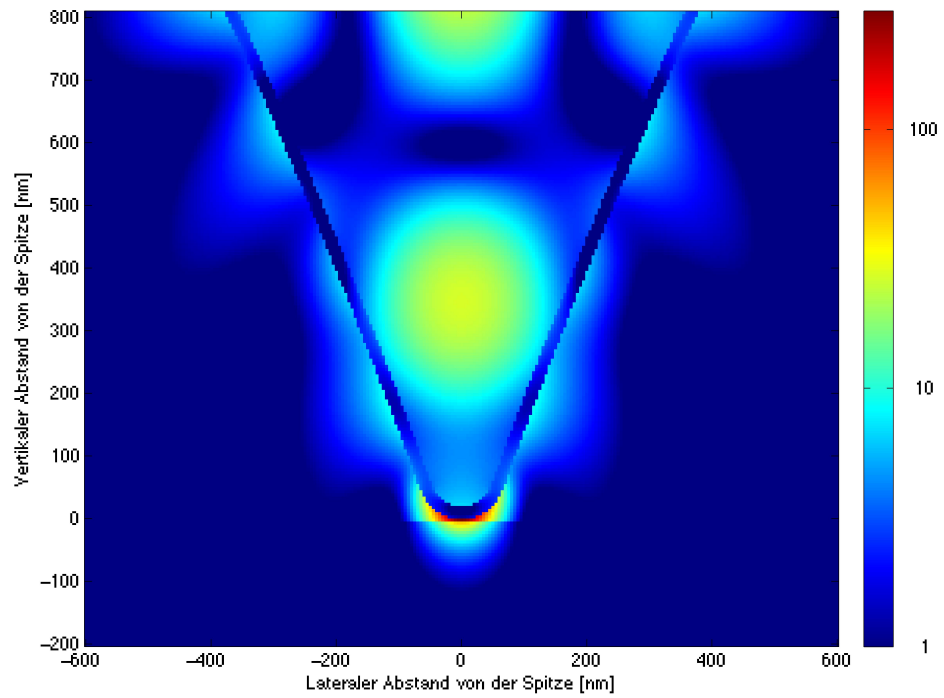


Abbildung 4.18: Berechnete Verteilung von $|E|^2$ in logarithmischer Darstellung für eine Spitze mit einem Spitzenradius von 50 nm, einer Goldschichtdicke von 20 nm und einem Öffnungswinkel von 40° in Luft bei Beleuchtung mit radial polarisiertem Licht ($\lambda = 685$ nm) unter einem Einfallswinkel von 5° mit einem Glashalbraum 2 nm unterhalb der Spitze

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Mikroskop konstruiert, das in Kombination mit einem bereits vorhandenen AFM-Kopf zur Nahfeldmikroskopie verwendet werden kann. Da der Aufbau modular ist, kann er wesentlich leichter erweitert werden, als dies mit einem kommerziellen Mikroskop möglich ist. Zur Spitzenbeschichtung wurde im Hinblick auf die chemische Stabilität Gold gewählt. Durch Simulationen konnte gezeigt werden, dass sich goldbeschichtete Spitzen grundsätzlich zur aperturlosen Nahfeldmikroskopie eignen. Experimentell konnte dies durch eine Messung in Luft bestätigt werden. Ein Nachteil bei der Verwendung von Gold im Vergleich zu Aluminium ist die geringere erreichbare Auflösung, da größere Schichtdicken für ein hohes Signal-Hintergrund-Verhältnis erforderlich sind. Durch die im Vergleich zu Aluminiumoxid geringere Härte von Gold wird die Metallschicht bei Messungen im Kontaktmodus wahrscheinlich schnell abgenutzt, daher muss versucht werden, Messungen im intermittierenden bzw. Nicht-Kontakt-Modus durchzuführen.

Die für die Messung in Flüssigkeit berechneten effektiven Intensitäten sind wesentlich geringer als jene für die Messung in Luft. Durch die Verwendung eines hochnumerischen Objektivs können die Intensitäten jedoch deutlich erhöht werden, sodass Messungen in Flüssigkeit möglich scheinen.

Um genauere Simulationen mit einem echt dreidimensionalen Modell durchführen zu können, mit denen der Einfluss der Spitze auf beliebig orientierte und positionierte Farbstoffe berechnet werden kann, ist voraussichtlich ein Arbeitsspeicher in der Größenordnung von 1000 Gigabyte nötig. Unter der Annahme, dass Moores Gesetz [57] weiterhin korrekt sein wird, dauert es noch circa vier Jahre, bis diese erhältlich sein werden. Um eine höhere Genauigkeit bezüglich der Intensitätsüberhöhung unter der Spitze zu erzielen, könnte das Experiment der Simulation angeglichen werden, indem radial polarisiertes Licht verwendet wird. Dies wäre beispielsweise durch die Verwendung von radial ausgerichteten Flüssigkristallen möglich [58].

Die Ergebnisse der Simulation zeigen, dass die Intensität des detektierten Lichts auch

vom Öffnungswinkel der Cantileverspitze abhängt. Daher sollte versucht werden, durch Ätzen optimale Öffnungswinkel bei Erhaltung eines kleinen Spitzenradius herzustellen. Da für eine optimale Anregung der Einfallswinkel des Lichts eine entscheidende Rolle spielt, sollte der AFM-Kopf dahingehend modifiziert werden, dass die Schlitzblende, über die der Einfallswinkel eingestellt wird, während des Betriebs kontrolliert verschoben werden kann. Möglich wäre dies beispielsweise durch den Einsatz eines Piezoliearmotors.

Ich hoffe, mit dieser Arbeit dazu beigetragen zu haben, die Anwendung der optischen Rasternahfeldmikroskopie im Hinblick auf die Abbildung biologischer Proben zu vereinfachen.

Literaturverzeichnis

- [1] ABBE, ERNST: *Gesammelte Abhandlungen*. Olms, G, (Nachdr. d. Ausg. Jena 1904-1940) Auflage, 1989.
- [2] HELL, STEFAN und ERNST H. STELZER: *Fundamental improvement of resolution with a 4π -confocal fluorescence microscope using two-photon excitation*. Optics Communications, 93(5-6):277–282, October 1992.
- [3] DYBA, MARCUS und STEFAN W. HELL: *Focal Spots of Size $\lambda/23$ Open Up Far-Field Florescence Microscopy at 33 nm Axial Resolution*. Phys. Rev. Lett., 88(16):163901, Apr 2002.
- [4] SYNGE, E.H.: *Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region*. Phil. Mag., 6:356–362, 1928.
- [5] NOVOTNY, LUKAS: *The history of near-field optics*. Progress in Optics, 50:137–184.
- [6] O'KEEFE: *Resolving Power of Visible Light*. J. Opt. Soc. Am., 46:359, 1956.
- [7] BAEZ, A. V.: *Is resolving power independent of wavelength possible? An experiment with a sonic 'macroscope'*. Journal of the Optical Society of America, 46:901, 1956.
- [8] FRAIT, Z.: *The use of high-frequency modulation in studying ferromagnetic resonance*. Czechoslovak Journal of Physics, 9:403–404, Volume 9, Number 3 / Mai 1959.
- [9] SOOHOO, R. F.: *A Microwave Magnetic Microscope*. Journal of Applied Physics, 33(3):1276–1277, 1962.
- [10] ASH, E. A. und G. NICHOLLS: *Super-resolution Aperture Scanning Microscope*. Nature, 237:510 – 512, 1972.
- [11] POHL, D. W., W. DENK und M. LANZ: *Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$* . Applied Physics Letters, 44(7):651–653, 1984.

- [12] LEWIS, A., M. ISAACSON, A. HAROOTUNIAN und A. MURAY: *Development of a 500 Å spatial resolution light microscope : I. light is efficiently transmitted through $[\lambda]/16$ diameter apertures.* Ultramicroscopy, 13(3):227–231, 1984.
- [13] BETZIG, ERIC und ROBERT J. CHICHESTER: *Single Molecules Observed by Near-Field Scanning Optical Microscopy.* Science, 262(5138):1422–1425, 1993.
- [14] GARCIA-PARAJO, M. F., J. A. VEERMAN, G. M. SEGERS-NOLTEN, B. G. DE GROOTH, J. GREVE und N. F. VAN HULST: *Visualising individual green fluorescent proteins with a near field optical microscope.* Cytometry, 36(3):239–246, Jul 1999.
- [15] FREY, H. G., C. BOLWIEN, A. BRANDENBURG, R. ROS und D. ANSELMETTI: *Optimized apertureless optical near-field probes with 15 nm optical resolution.* Nanotechnology, 17(13):3105–3110, 2006.
- [16] HOPPENER, C. und L. NOVOTNY: *Antenna-Based Optical Imaging of Single Ca²⁺ Transmembrane Proteins in Liquids.* Nano Letters, 8(2):642–646, 2008.
- [17] HAUMANN, C.: *Einzelmoleküldetektion mittels optischer Nahfeldmikroskopie.* Dissertation, Universität Bielefeld, 2005.
- [18] HA, T., TH. ENDERLE, D. F. OGLETREE, D. S. CHEMLA, P. R. SELVIN und S. WEISS: *Probing the interaction between two single molecules: Fluorescence resonance energy transfer between a single donor and a single acceptor.* Proceedings of the National Academy of Sciences, 93(13):6264–6268, 1996.
- [19] BINNIG, G., C. F. QUATE und CH. GERBER: *Atomic Force Microscope.* Phys. Rev. Lett., 56(9):930–933, Mar 1986.
- [20] ABELMANN, L., S. PORTHUN, M. HAAST, C. LODDER, A. MOSER, M. E. BEST, P. J. A. VAN SCHENDEL, B. STIEFEL, H. J. HUG, G. P. HEYDON, A. FARLEY, S. R. HOON, T. PFAFFELHUBER, R. PROKSCH und K. BABCOCK: *Comparing the resolution of magnetic force microscopes using the CAMST reference samples.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 190:135–147, Dezember 1998.
- [21] SCHNEIDER, M., M. ZHU, G. PAPASTAVROU, S. AKARI und H. MOHWALD: *Chemical Pulsed-Force Microscopy of Single Polyethyleneimine Molecules in Aqueous Solution.* Langmuir, 18(3):602–606, 2002.

- [22] ECKERT, R., J. M. FREYLAND, H. GERSEN, H. HEINZELMANN, G. SCHURMANN, W. NOELL, U. STAUFER und N. F. DE ROOIJ: *Near-field fluorescence imaging with 32 nm resolution based on microfabricated cantilevered probes*. Applied Physics Letters, 77(23):3695–3697, 2000.
- [23] BINNIG, G., H. ROHRER, CH. GERBER und E. WEIBEL: *Tunneling through a controllable vacuum gap*. Applied Physics Letters, 40(2):178–180, 1982.
- [24] BINNING [SIC], G., H. ROHRER, CH. GERBER und E. WEIBEL: *Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy*. Phys. Rev. Lett., 49(1):57–61, Jul 1982.
- [25] SYNGE, E.H.: *An application of piezo-electricity to microscopy*. Phil. Mag., 13:297–300, 1932.
- [26] PARKINSON, BRUCE: *PROCEDURES IN SCANNING PROBE MICROSCOPIES*. Wiley & Sons, 4 1997.
- [27] MEYER, GERHARD und NABIL M. AMER: *Novel optical approach to atomic force microscopy*. Applied Physics Letters, 53(12):1045–1047, 1988.
- [28] SCHÄFFER, TILMAN E., MICHAEL RICHTER und MARIO B. VIANI: *Array detector for the atomic force microscope*. Applied Physics Letters, 76(24):3644–3646, 2000.
- [29] STARK, ROBERT W., TANJA DROBEK und WOLFGANG M. HECKL: *Tapping-mode atomic force microscopy and phase-imaging in higher eigenmodes*. Applied Physics Letters, 74(22):3296–3298, 1999.
- [30] HANSMA, P. K., J. P. CLEVELAND, M. RADMACHER, D. A. WALTERS, P. E. HILLNER, M. BEZANILLA, M. FRITZ, D. VIE, H. G. HANSMA, C. B. PRATER, J. MASSIE, L. FUKUNAGA, J. GURLEY und V. ELINGS: *Tapping mode atomic force microscopy in liquids*. Applied Physics Letters, 64(13):1738–1740, 1994.
- [31] ALBRECHT, T. R., P. GRÜTTER, D. HORNE und D. RUGAR: *Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity*. Journal of Applied Physics, 69(2):668–673, 1991.
- [32] PEDROTTI, FRANK L., LENO S. PEDROTTI und WERNER BAUSCH: *Optik: Eine Einführung*. Pearson Education Deutsch, 1996.

- [33] ZENHAUSERN, F., M. P. O'BOYLE und H. K. WICKRAMASINGHE: *Apertureless near-field optical microscope*. Applied Physics Letters, 65(13):1623–1625, 1994.
- [34] HILLENBRAND, R. und F. KEILMANN: *Material-specific mapping of metal/semiconductor/dielectric nanosystems at 10 nm resolution by backscattering near-field optical microscopy*. Applied Physics Letters, 80(1):25–27, 2002.
- [35] RAETHER, HEINZ: *Surface Plasmons. On Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Springer-Verlag GmbH, 1988.
- [36] KRETSCHMANN, E. und H. RAETHER: *Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light*. Zeitschrift für Naturforschung, 23a:2135–2136, 1968.
- [37] OTTO, A.: *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 216, 4, 1968.
- [38] BOUHELIER, A., J. RENGER, M. R. BEVERSLUIS und L. NOVOTNY: *Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy*. Journal of Microscopy, 210:220–224, 2003.
- [39] JANUNTS, N.A., K.S. BAGHDASARYAN, KH.V. NERKARARYAN und B. HECHT: *Excitation and superfocusing of surface plasmon polaritons on a silver-coated optical fiber tip*. Optics Communications, 253:118–124, 2005.
- [40] CHEN, W. und Q. ZHAN: *Numerical study of an apertureless near field scanning optical microscope probe under radial polarization illumination*. Opt. Express, 15:4106–4111, 2007.
- [41] VACCARO, L., L. AESCHIMANN, U. STAUFER, H. P. HERZIG und R. DANDLIKER: *Propagation of the electromagnetic field in fully coated near-field optical probes*. Applied Physics Letters, 83(3):584–586, 2003.
- [42] NOLTING, WOLFGANG: *Elektrodynamik*. Springer, Berlin, 8., Aufl. Auflage, 4 2007.
- [43] NOVOTNY, L. und B. HECHT: *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press, 6 2006.

- [44] HAFNER, CH.: *Die MMP-Methode*. Electrical Engineering (Archiv für Elektrotechnik), 69, 1986.
- [45] ALLEN, M. J., N. V. HUD, M. BALOOCH, R. J. TENCH, W. J. SIEKHAUS und R. BALHORN: *Tip-radius-induced artifacts in AFM images of protamine-complexed DNA fibers*. Ultramicroscopy, 42-44 (Pt B):1095–1100, Jul 1992.
- [46] HECHT, B., H. BIELEFELDT, Y. INOUE, D. W. POHL und L. NOVOTNY: *Facts and artifacts in near-field optical microscopy*. Journal of Applied Physics, 81(6):2492–2498, 1997.
- [47] WEBER, MARVIN J.: *Handbook of Optical Materials (The Crc Press Laser and Optical Science and Technology Series)*. CRC, 1 Auflage, 9 2002.
- [48] HAEFLIGER, D. und A. STEMMER: *Nanostructuring of aluminum-coated scanning near-field optical microscope probes by direct, laser thermal oxidation in water*. Microelectronic Engineering, 61-62:523–527, Juli 2002.
- [49] FREY, H.G.: *Eine hochauflösende optische Nahfeld-Sonde für Fluoreszenzmessungen an biologischen Proben*. Dissertation, Technische Universität München, 2004.
- [50] TEC ATTO: *Product Information: ATTO 740*. <http://www.atto-tec.de/ATTO-TEC.de/Products/documents/ATTO>
- [51] TEC ATTO: *Recommended Procedures for Labeling*. <http://www.atto-tec.de/ATTO-TEC.de/Products/documents/Procedures.pdf>.
- [52] BUEHREN, MARKUS: *MULTICORE - Parallel processing on multiple cores*. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/loadFile.do?objectId=13775&objectType=file>.
- [53] YOUNGORTH, KATHLEEN und THOMAS BROWN: *Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams*. Opt. Express, 7(2):77–87, 2000.
- [54] ANDERSON, E., Z. BAI, C. BISCHOF, S. BLACKFORD, J. DEMMEL, J. DONGARRA, J. DU CROZ, A. GREENBAUM, S. HAMMARLING, A. MCKENNEY und D. SORENSEN: *LAPACK Users' Guide*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, Third Auflage, 1999.

- [55] FUKUMA, TAKESHI, MASAYUKI KIMURA, KEI KOBAYASHI, KAZUMI MATSUSHIGE und HIROFUMI YAMADA: *Development of low noise cantilever deflection sensor for multienvironment frequency-modulation atomic force microscopy*. Review of Scientific Instruments, 76(5):053704, 2005.
- [56] NOVOTNY, LUKAS: *Single molecule fluorescence in inhomogeneous environments*. Applied Physics Letters, 69(25):3806–3808, 1996.
- [57] MOORE, G. E.: *Cramming More Components onto Integrated Circuits*. Electronics, 38(8):114–117, April 1965.
- [58] REN, HONGWEN, YI-HSIN LIN und SHIN-TSON WU: *Linear to axial or radial polarization conversion using a liquid crystal gel*. Applied Physics Letters, 89(5):051114, 2006.
- [59] AESCHIMANN, L.: *Apertureless scanning near-field optical microscope probe for transmission mode operation*. Dissertation, University of Neuchâtel, 2004.
- [60] BETHE, H. A.: *Theory of Diffraction by Small Holes*. Phys. Rev., 66(7-8):163–182, Oct 1944.
- [61] BOISEN, THAYSEN, JENSENIUS und HANSEN: *Environmental sensors based on micromachined cantilevers with integrated read-out*. Ultramicroscopy, 82(1-4):11–16, Feb 2000.
- [62] DÜRIG, U., O. ZÜGER und A. STALDER: *Interaction force detection in scanning probe microscopy: Methods and applications*. Journal of Applied Physics, 72(5):1778–1798, 1992.
- [63] DESCROVI, EMILIANO: *Longitudinally polarized Fields in Near-Field imaging systems*. Dissertation, University of Neuchâtel, 2005.
- [64] ENDERLE, T., T. HA, D. S. CHEMLA und S. WEISS: *Near-field fluorescence microscopy of cells*. Ultramicroscopy, 71(1-4):303–309, Mar 1998.
- [65] GITTES, FREDERICK und C. F. SCHMIDT: *Thermal noise limitations on micromechanical experiments*. European Biophysics Journal, 27(1):75–81, January 1998.

- [66] GOTSZALK, GRABIEC und RANGELOW: *Piezoresistive sensors for scanning probe microscopy*. Ultramicroscopy, 82(1-4):39–48, Feb 2000.
- [67] HALL, DENNIS G.: *Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation*. Opt. Lett., 21(1):9, 1996.
- [68] HORCAS, I., R. FERNÁNDEZ, J. M. GÓMEZ-RODRÍGUEZ, J. COLCHERO, J. GÓMEZ-HERRERO und A. M. BARO: *WSXM: A software for scanning probe microscopy and a tool for nanotechnology*. Review of Scientific Instruments, 78(1):013705, 2007.
- [69] KLEINE, H.: *Ladungstransport durch DNA*. Dissertation, Universität Bielefeld, 2004.
- [70] KNOLL, M. und E. RUSKA: *Das Elektronenmikroskop*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 78(5-6):318–339, 1932.
- [71] LESTER, GARRY A., STEPHEN J. COULSTON und ADRIAN M. STRUDWICK: *Defect-free switchable phase grating*. Appl. Opt., 45(1):110–116, 2006.
- [72] MARTIN, Y., C. C. WILLIAMS und H. K. WICKRAMASINGHE: *Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100- \AA -ring scale*. Journal of Applied Physics, 61(10):4723–4729, 1987.
- [73] MEIXNER, A. J. und H. KNEPPE: *Scanning near-field optical microscopy in cell biology and microbiology*. Cell Mol Biol (Noisy-le-grand), 44(5):673–688, Jul 1998.
- [74] NOVOTNY, L., D. W. POHL und B. HECHT: *Scanning near-field optical probe with ultrasmall spot size*. Opt. Lett., 20:970–972, 1995.
- [75] ORON, RAM, SHMUEL BLIT, NIR DAVIDSON, ASHER A. FRIESEM, ZEEV BOMZON und EREZ HASMAN: *The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization*. Applied Physics Letters, 77(21):3322–3324, 2000.
- [76] *Transmission Electron Aberration-Corrected Microscope*.
<http://ncem.lbl.gov/TEAM-project/>.

6 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben. Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Dario Anselmetti bedanken, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen und sie gemeinsam mit Prof. Dr. Robert Ros, dem ich hierfür ebenfalls danke, betreute.

Für die freundliche Bereitschaft, als Zweitgutachter für diese Arbeit aufzutreten, danke ich Prof. Dr. Günter Reiss.

Des Weiteren danke ich Dr. Heinrich Frey für die Einweisung in den alten Aufbau, die Tücken der Nahfeldmikroskopie und deren Simulation, Dr. Carsten Bolwien für die Herstellung der Cantilever, Christoph Pelargus für die Einweihung in die Geheimnisse der Ingenieurskunst und die Hilfe beim Aufbau des neuen Setups, Volker Walhorn für die vielen hilfreichen Diskussionen und Tipps, Sebastian Horstmeier für Diskussionen über Plasmonenresonanz und die Verbesserungen der Bedampfungsanlage, Dr. Katja Tönsing, Dominik Greif und Daniel Wesner für die Beantwortung chemiebasierter Fragen, Gabi Krome für die Lösung bürokratischer Probleme und auch allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für Hilfe und angenehme Arbeitsatmosphäre.

Den Mitarbeitern der Elektronik- und Mechanik-Werkstätten danke ich für das Verständnis und die Realisation ausgefallener Ideen.

Ganz besonders danke ich Ilse, Rainer und Waldemar Paskarbeit für die jahrelange Unterstützung während des Studiums und dafür, nie längerfristig die Hoffnung aufgegeben zu haben.

Nicole Vogelsang danke ich dafür, sie hier erwähnen zu können, für die Versorgung mit Muffins und all die anderen Dinge.

Für das Korrekturlesen danke ich Annika Riepe, Christian Kobsda, Volker Walhorn, Dr. Heinrich Frey und Nicole Vogelsang.

A Anhang

A.1 Mehrfachdipolmethode

Dies ist der wesentliche, für die Simulation benutzte Programmtext.

A.1.1 main.m

```
1  i»i%% Abstellen von Warnungen, die im
    nicht-grafischen Modus auftreten
2  warning('off', 'MATLAB:
    typeaheadBufferOverflow');
3  warning('off', 'MCR:ClassInUseAtExit');
4  warning('off', 'MATLAB:ClassInstanceExists
    ');
5  %% Setup
6  % Setzen des Grundpfades, in dem alle
    Ordner und Dateien liegen
7  if strcmp(getenv('HOSTNAME'),'emma')
8      P.pfad='/home/paskarbeit/MDP';
9      P.ausgabe=true; %Informationen ueber
    den Stand der Rechnung und die Zeit
10     P.extern=true; %Das Programm wird
    nicht-grafisch ausgefuehrt.
11     P.prozessoren=4;
12     elseif strcmp(getenv('COMPUTERNAME'),'
    SATANEL')
13         P.pfad='D:\Eigene Dateien\Diplomarbeit
    \MDP';
14         P.ausgabe=true; %Informationen ueber
    den Stand der Rechnung und die Zeit
15         P.extern=false; %Das Programm wird
    grafisch ausgefuehrt.
16         P.prozessoren=1;
17     elseif strcmp(getenv('COMPUTERNAME'),'UWE')
18         P.pfad='Z:\MDP';
19         P.ausgabe=true; %Informationen ueber
    den Stand der Rechnung und die Zeit
20         P.extern=false; %Das Programm wird
    grafisch ausgefuehrt.
21         P.prozessoren=2;
22     end
23     cd(P.pfad);
24     addpath(genpath(cd));
25     P.multicorepfad=[P.pfad filesep 'Daten'
    filesep 'Multicore'];
26     save2html('clear','setfilename','test1.
    html','reload','true');
27
28     P.zeit=true;
29     pause on;
30
31     clear temp;
32     %% Projektname
33     P.name='snomcantilever';
34     save2html('addtext',P.name,'header',1);
35     %% Setzen der Materialeigenschaften
36
37     K.transp=true; %Die 'Angabe true kann
    Arbeitsspeicher sparen, aber die
    Ausfuehrungsgeschwindigkeit herunter
    setzen. Auf keinen Fall zwischendurch
    aendern!!!
38
39     K.feld='stehenderDipol'; %% '
    stehenderDipol','
    radialsymmetrischesLicht','
    evaneszentesLicht'
40     % Wenn mit Licht gerechnet wird
41     K.wl=685; %Wellenlaenge in mm
42     K.winkel=19; %Einfallswinkel des
    Lichts
```

```

43 % Wenn mit Dipol gerechnet wird      87     rec . Errorein = {};
44     K . dipolposition = -2;           88     rec . Iab = {};
45                                     89     rec . Iein = {};
46 % Das Medium, in dem die Felder auftreten 90     rec . optimalerwinkel = {};
47     sollen                            91     rec . Intensitaetenein = {};
48     K . beleuchtet = 1;               92     rec . Intensitaetenab = {};
49 % Dielektrische Funktionen der verwendeten 93     rec . quanteneffizienz = {};
50     Materialien                        94 end
51 % Als Funktionen existieren Wasser, Luft, 95
52     Gold, Aluminium, Glas, Silber,    96
53     Silizium, Iridium, Platin          97 %%
54 K . epsm (1) = epswasser (K . wl);    98 K . dipolposition = -2;
55 K . epsm (2) = epsgold (K . wl);      99     glaspos = -4;
56 K . epsm (3) = epsglas (K . wl);     100    Winkel = [25:5:40];
57 K . epsm (4) = epssiliziumnitrid (K . wl); 101    Schichtdicken = [5:5:50];
58 K . epsm (5) = epsglas (K . wl);     102    for w = 1:length (Winkel)
59 % Protokollieren der Konstanten in der HTML5 103        for s = [1:length (Schichtdicken)]
60     -Datei                               104            rec . winkel {end+1} = Winkel (w);
61     save2html ('addtext', 'Konstanten:', 'header1' 105            save2html (num2str (rec . winkel {end}))
62             , 3);                          106        );
63 [temp, structcells] = struct2str (K);    107
64                                     108
65 for q = 1:length (structcells)          109
66     save2html ('addtext', structcells {q}); 110
67 end                                     111
68 clear temp structcells;                112
69 [P, K] = init (P, K);                  113
70 %% Setzen der Einstellungen fuer       114
71     Multicoreunterstuetzung und       115
72     Multithreading                    116
73 multithreading (P, 'on');              117
74                                     118
75 %% Starten der Slaves                  119
76 restartslaves (P, 'local');            120
77                                     121
78 %% Berechnen der Randbedingungen      122
79 global E;                               123
80 clear rec;                              124
81 %%                                     125
82 if ~ exist ('rec')                      126
83     rec . winkel = {};                   127
84     rec . schichtdicke = {};             128
85     rec . M = {};                        129
86     rec . D = {};
87     rec . E0ab = {};
88     rec . E0ein = {};
89     rec . Errorab = {};
90     rec . Errorein = {};
91     rec . Iab = {};
92     rec . Iein = {};
93     rec . optimalerwinkel = {};
94     rec . Intensitaetenein = {};
95     rec . Intensitaetenab = {};
96     rec . quanteneffizienz = {};
97 end
98 %%
99 K . dipolposition = -2;
100     glaspos = -4;
101     Winkel = [25:5:40];
102     Schichtdicken = [5:5:50];
103     for w = 1:length (Winkel)
104         for s = [1:length (Schichtdicken)]
105             rec . winkel {end+1} = Winkel (w);
106             save2html (num2str (rec . winkel {end}))
107         );
108
109         rec . schichtdicke {end+1} =
110             Schichtdicken (s);
111             save2html (num2str (rec . schichtdicke
112             {end}));
113
114             [M, D] = snomcantilever (Winkel (w),
115             Schichtdicken (s));
116             [M, D] = Glas (M, D, glaspos);
117             rec . M {end+1} = M;
118             rec . D {end+1} = D;
119
120             E = matrix (P, K, D, M);
121
122             %
123             %% Abstrahlen
124
125             K . feld = 'stehenderDipol';
126             [P, K] = init (P, K);
127
128             E0 = randbedingung (P, K, M);
129             rec . E0ab {end+1} = E0;
130             %% Loesen des Gleichungssystems
131             % Berechnen der Randbedingungen,
132             % der Dipolstaerke und des beim Loesen
133             % aufgetretenen Fehlers

```

```

130     [I Felder Error]=loesen(P,K,D,M,E0);
131
132     %%Felderrec{w,s}=Felder;
133     rec.Errorab{end+1}=Error;
134
135     save2html('addtext',[ 'Der maximale
136     Fehler betraegt ' num2str(max(abs(
137     Error)))])
138
139     abstand=10^9;
140     berechnungswinkel=[0:0.1:180];
141     [Z,X]=pol2cart(berechnungswinkel
142     '*pi/180,abstand);
143     Z=Z+K.dipolposition;
144
145     [EX EZ HY medien]=felderebene(P,K,
146     D,M,I,X,Z,[ repmat(1,length(find(Z>=
147     glaspos)),1); repmat(5,length(find(Z<
148     glaspos)),1)]);
149
150     rec.Intensitaetenab{end+1}=power(
151     abs(EX),2)+power(abs(EZ),2);
152
153     figure(1000)
154     clf;
155     mmpolar([0:0.1:180]*pi/180,rec.
156     Intensitaetenab{end},' ','Style','
157     compass','TLimit',[0 pi]);
158
159     title(num2str(Schichtdicken(s)));
160     save2html('addfigure',1000);
161
162     rec.quanteneffizienz{end+1}(:)=
163     felderebene(P,K,D,M,I,0,K.dipolposition
164     ,1);
165
166     winkeltempindex=find(
167     berechnungswinkel>=3 &
168     berechnungswinkel<=30);
169
170     [temp1,temp2]=max(rec.
171     Intensitaetenab{end}(winkeltempindex));
172     optimalerwinkel=
173     berechnungswinkel(winkeltempindex(temp2
174     ));
175     rec.optimalerwinkel{end+1}=
176     optimalerwinkel;
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200
201
202
203
204
205
206
207
208
209
210
211
212
213
214
215
216
217
218
219
220
221
222
223
224
225
226
227
228
229
230
231
232
233
234
235
236
237
238
239
240
241
242
243
244
245
246
247
248
249
250
251
252
253
254
255
256
257
258
259
260
261
262
263
264
265
266
267
268
269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290
291
292
293
294
295
296
297
298
299
300
301
302
303
304
305
306
307
308
309
310
311
312
313
314
315
316
317
318
319
320
321
322
323
324
325
326
327
328
329
330
331
332
333
334
335
336
337
338
339
340
341
342
343
344
345
346
347
348
349
350
351
352
353
354
355
356
357
358
359
360
361
362
363
364
365
366
367
368
369
370
371
372
373
374
375
376
377
378
379
380
381
382
383
384
385
386
387
388
389
390
391
392
393
394
395
396
397
398
399
400
401
402
403
404
405
406
407
408
409
410
411
412
413
414
415
416
417
418
419
420
421
422
423
424
425
426
427
428
429
430
431
432
433
434
435
436
437
438
439
440
441
442
443
444
445
446
447
448
449
450
451
452
453
454
455
456
457
458
459
460
461
462
463
464
465
466
467
468
469
470
471
472
473
474
475
476
477
478
479
480
481
482
483
484
485
486
487
488
489
490
491
492
493
494
495
496
497
498
499
500
501
502
503
504
505
506
507
508
509
510
511
512
513
514
515
516
517
518
519
520
521
522
523
524
525
526
527
528
529
530
531
532
533
534
535
536
537
538
539
540
541
542
543
544
545
546
547
548
549
550
551
552
553
554
555
556
557
558
559
560
561
562
563
564
565
566
567
568
569
570
571
572
573
574
575
576
577
578
579
580
581
582
583
584
585
586
587
588
589
590
591
592
593
594
595
596
597
598
599
600
601
602
603
604
605
606
607
608
609
610
611
612
613
614
615
616
617
618
619
620
621
622
623
624
625
626
627
628
629
630
631
632
633
634
635
636
637
638
639
640
641
642
643
644
645
646
647
648
649
650
651
652
653
654
655
656
657
658
659
660
661
662
663
664
665
666
667
668
669
670
671
672
673
674
675
676
677
678
679
680
681
682
683
684
685
686
687
688
689
690
691
692
693
694
695
696
697
698
699
700
701
702
703
704
705
706
707
708
709
710
711
712
713
714
715
716
717
718
719
720
721
722
723
724
725
726
727
728
729
730
731
732
733
734
735
736
737
738
739
740
741
742
743
744
745
746
747
748
749
750
751
752
753
754
755
756
757
758
759
760
761
762
763
764
765
766
767
768
769
770
771
772
773
774
775
776
777
778
779
780
781
782
783
784
785
786
787
788
789
790
791
792
793
794
795
796
797
798
799
800
801
802
803
804
805
806
807
808
809
810
811
812
813
814
815
816
817
818
819
820
821
822
823
824
825
826
827
828
829
830
831
832
833
834
835
836
837
838
839
840
841
842
843
844
845
846
847
848
849
850
851
852
853
854
855
856
857
858
859
860
861
862
863
864
865
866
867
868
869
870
871
872
873
874
875
876
877
878
879
880
881
882
883
884
885
886
887
888
889
890
891
892
893
894
895
896
897
898
899
900
901
902
903
904
905
906
907
908
909
910
911
912
913
914
915
916
917
918
919
920
921
922
923
924
925
926
927
928
929
930
931
932
933
934
935
936
937
938
939
940
941
942
943
944
945
946
947
948
949
950
951
952
953
954
955
956
957
958
959
960
961
962
963
964
965
966
967
968
969
970
971
972
973
974
975
976
977
978
979
980
981
982
983
984
985
986
987
988
989
990
991
992
993
994
995
996
997
998
999
1000

```

A Anhang

```

199     K.winkel=19; %Einfallswinkel des      244
        Lichts                               245 %%
200 % Wenn mit Dipol gerechnet wird         246 K.dipolposition=-2;
201     K.dipolposition=-2;                   247 glaspos=-4;
202                                           248 Winkel=[25:5:40];
203 %Das Medium, in dem die Felder auftreten 249 Schichtdicken=[5:5:50];
        sollen                               250
204 K.beleuchtet=1;                          251 for w=1:length(Winkel)
205                                           252     for s=[1:length(Schichtdicken)]
206 %Dielektrische Funktionen der verwendeten 253         rec2.winkel{end+1}=Winkel(w);
        Materialien                          254         save2html(num2str(rec2.winkel{end
207 %Als Funktionen existieren Wasser, Luft,  255         }));
        Gold, Aluminium, Glas, Silber,
208 %Silizium, Iridium, Platin                256         rec2.schichtdicke{end+1}=
209 K.epsm(1)=epswasser(K.wl);                257         Schichtdicken(s);
210 K.epsm(2)=epsaluminium(K.wl);            258         save2html(num2str(rec2.
211 K.epsm(3)=epsglas(K.wl);                  259         schichtdicke{end}));
212 K.epsm(4)=epssiliziumnitrid(K.wl);        260
213 K.epsm(5)=epsglas(K.wl);                  261         [M,D]=snomcantilever(Winkel(w),
214                                           262         Schichtdicken(s));
215 %Protokollieren der Konstanten in der HTML 263         [M,D]=Glas(M,D,glaspos);
        -Datei                               264         rec2.M{end+1}=M;
216 save2html('addtext','Konstanten:', 'header' 265         rec2.D{end+1}=D;
        ,3);                                  266         global E;
217 [temp, structcells]=struct2str(K);         267         E=matrix(P,K,D,M);
218                                           268
219 for q=1:length(structcells)                 269 %%
220     save2html('addtext',structcells{q});    270
221 end                                           271
222 clear temp structcells;                     272
223                                           273 %%Abstrahlen
224 [P,K]=init(P,K);                           274
225                                           275 K.feld='stehenderDipol';
226 %% Berechnen der Randbedingungen           276
227                                           277 [P,K]=init(P,K);
228 clear rec2;                                 278
229 %%                                           279
230 if ~exist('rec')                             280 E0=randbedingung(P,K,M);
231     rec2.winkel={};                           281 rec2.E0ab{end+1}=E0;
232     rec2.schichtdicke={};                     282 %%% Loesen des Gleichungssystems
233     rec2.M={};                                283 %%Berechnen der Randbedingungen,
234     rec2.D={};                                284 der DipolstfA^A^A, A_i A, A_1/2rke und des beim
235     rec2.E0ab={};                             285 LfA^A^A, A_i A, A_1/2sen
236     rec2.Errorab={};                          286 %aufgetretenen Fehlers
237     rec2.Iab={};                              287
238     rec2.Intensitaetenab={};                  288 [I Felder Error]=loesen(P,K,D,M,E0
239     rec2.quanteneffizienz={};                289 );
240 end                                           290 rec2.Iab{end+1}=I;
241                                           291 %Felderrec{w,s}=Felder;
242                                           292 rec2.Errorab{end+1}=Error;
243                                           293
244                                           294 save2html('addtext',[ 'Der maximale
        Fehler betraegt ' num2str(max(abs(
        Error)))])

```



```

284                                     7 konkave Woelbung des Cantilevers wird
285                                     ebenfalls ueber einen Kreis bestimmt.
286         abstand=10^9;                                     Die Blattfeder wird
287         berechnungswinkel=[0:0.1:180];                 8 %}
288         [Z,X] = pol2cart(berechnungswinkel 9 function [M, D]=snomcantilever(
                '* pi /180, abstand);                       oeffnungswinkel , schichtdicke)
289         Z=Z+K.dipolposition;                             10
290                                     11 save2html('addtext',[ 'Berechnen von
291         % [EX EZ HY medien]=felderebene(P,K             Messpunkten und Dipolen fuer einen
                ,D,M,I ,X,Z, repmat(1, length(Z), 1));     Oeffnungswinkel von ' num2str(
292         [EX EZ HY medien]=felderebene(P,K,             oeffnungswinkel) ' und eine
                D,M,I ,X,Z,[ repmat(1, length(find(Z>=     Schichtdicke von ' num2str(schichtdicke
                glaspos)),1); repmat(5, length(find(Z<    ) ], 'header', 2);
                glaspos)),1]));                             12 P.name='snomcantilever';
293                                     13 P.extern=true;
294         rec2.Intensitaetenab{end+1}=power(14 zeit.aktiv=true;
                abs(EX),2)+power(abs(EZ),2);               15 %%%
295                                     16 persistent Mrec;
296         figure(1000)                                     17 if isempty(Mrec)
297         clf;                                             18     Mrec={};
298         mmpolar([0:0.1:180]*pi/180, rec2. 19 end
                Intensitaetenab{end}, '-', 'Style', '    20 persistent Drec;
                compass', 'TLimit',[0 pi]);               21 if isempty(Drec)
299                                     22     Drec={};
300         title(num2str(Schichtdicken(s)));               23 end
301         save2html('addfigure',1000);                   24
302         rec2.quanteneffizienz{end+1}=[];               25 persistent oeffnungswinkelrec;
303         [rec2.quanteneffizienz{end}(1),                26 persistent schichtdickerec;
                rec2.quanteneffizienz{end}(2), rec2.    27 if isempty(oeffnungswinkelrec) || isempty(
                quanteneffizienz{end}(3), rec2.          schichtdickerec)
                quanteneffizienz{end}(4)]=felderebene(  oeffnungswinkelrec=[];
                ,K,D,M,I ,0,K.dipolposition,1);          schichtdickerec=[];
304     end                                               29
305 end                                                  30 end

```

A.1.2 snomcantilever.m

```

1  %}
2  function [M, D]=snomcantilever(
        oeffnungswinkel , schichtdicke)
3  Die Funktion erstellt die Messpunkt- und
        Dipolstrukturen fuer einen
        rotationssymmetrischen Cantilever mit
4  einer Beschichtung in der Dicke '
        schichtdicke'. Der halbe
        Oeffnungswinkel der Cantileverspitze
        wird ueber die
5  Variable 'oeffnungswinkel' uebergeben.
6  Die Geometrie des Cantilevers wird im
        vordersten Bereich der Spitze durch
        einen Kreis bestimmt, die

```

```

7  konkave Woelbung des Cantilevers wird
        ebenfalls ueber einen Kreis bestimmt.
        Die Blattfeder wird
8  %}
9  function [M, D]=snomcantilever(
        oeffnungswinkel , schichtdicke)
10
11 save2html('addtext',[ 'Berechnen von
        Messpunkten und Dipolen fuer einen
        Oeffnungswinkel von ' num2str(
        oeffnungswinkel) ' und eine
        Schichtdicke von ' num2str(schichtdicke
        ) ], 'header', 2);
12 P.name='snomcantilever';
13 P.extern=true;
14 zeit.aktiv=true;
15 %%%
16 persistent Mrec;
17 if isempty(Mrec)
18     Mrec={};
19 end
20 persistent Drec;
21 if isempty(Drec)
22     Drec={};
23 end
24
25 persistent oeffnungswinkelrec;
26 persistent schichtdickerec;
27 if isempty(oeffnungswinkelrec) || isempty(
        schichtdickerec)
        oeffnungswinkelrec=[];
        schichtdickerec=[];
29
30 end
31
32 schichtindex=find(schichtdickerec==
        schichtdicke);
33
34 winkelindex=find(oeffnungswinkelrec==
        oeffnungswinkel);
        common=intersect(schichtindex ,
        winkelindex);
35 if ~isempty(common)
36     M=Mrec{common};
37     D=Drec{common};
38 else
39     %%% Geometriekonstanten
40     r=20; %Spitzenradius
41
42     yAWC=5170;% y-Abstand des Chip vom
        Mittelpunkt des Woelbungskreises
43     xAWA=5170;% x-Abstand des Mittelpunkts
        des Woelbungskreises zur Achse

```

```

44 R=(xAWA/cos((oeffnungswinkel)/180*pi)-68
    r);
45 h=700; %Hoehe der Blattfeder 69
46 b=10000; %Breite der Blattfeder
47
48 %% Berechnung von Mittelpunkten und
    Schnittpunkten und der maximalen Hoehe71
49 zeit=loggen('Berechnung von 72
    Mittelpunkten und Schnittpunkten und
    der maximalen Hoehe',zeit,P.extern); 73
50 mp=[0 r+schichtdicke]; %Mittelpunkt
    des Spitzenkreises
51 MP=[xAWA -sin(oeffnungswinkel/180*pi) 74
    *(r+R)+(r+schichtdicke)]; %Mittelpunkt75
    des Woelbungskreises 76
52 H=yAWC+MP(2); 77
53 VV=(MP-mp)/norm(MP-mp); 78
54 schnittpunkt1=mp+r*VV; %Schnittpunkt
    der beiden Kreise an Glas/Metall- 79
    Grenzschiicht 80
55 schnittpunkt2=mp+(r+schichtdicke)*VV; 81
    %Schnittpunkt der beiden Kreise an 82
    Metall/Luft-Grenzschiicht
56 xabschluss1=MP(1) - sqrt(-MP(2)^2 + R 83
    ^2 + 2*MP(2)*H - H^2); %Schnittpunkt
    des Woelbungskreises mit dem Chip in x84
    Richtung 84
57 xabschluss2=MP(1) - sqrt(-MP(2)^2 + (R5
    -schichtdicke)^2 + 2*MP(2)*(H- 86
    schichtdicke) - (H-schichtdicke)^2); %
    Schnittpunkt des Woelbungskreises mit
    Metallschiicht mit dem Chip in x- 87
    Richtung 87
58
59 %% Funktionsdefinition fuer Glas/ 89
    Metall-Uebergang 90
60 zeit=loggen('Funktionsdefinition fuer 91
    Glas/Metall-Uebergang',zeit,P.extern);91
61
62 f1=@(x) mp(2)-(r^2-x^2)^0.5; % 93
    Spitzenkreis 94
63 g1=@(x) MP(2)+(R^2-(x-MP(1))^2)^0.5; %5
    Woelbungskreis 96
64 h1=@(x) (H+h/2)-((h/2)^2-(x-(b-h/2)) 97
    ^2)^0.5; %Chipkreis 98
65
66 %% Funktionsdefinition fuer Metall/ 99
    Luft-Uebergang 100
67 zeit=loggen('Funktionsdefinition fuer 101
    Metall/Luft-Uebergang',zeit,P.extern);
    f2=@(x) mp(2)-((r+schichtdicke)^2-x^2)
    ^0.5; %Spitzenkreis
    g2=@(x) MP(2)+((R-schichtdicke)^2-(x-
    MP(1))^2)^0.5; %Woelbungskreis
    h2=@(x) (H-schichtdicke+h/2)-((h/2)
    ^2-(x-(b-h/2))^2)^0.5; %Chipkreis
    %% Wertgenerierung fuer Spline1 des
    Glas/Metall-Uebergang mit Luecke
    zeit=loggen('Wertgenerierung fuer
    Spline1 des Glas/Metall-Uebergang mit
    Luecke',zeit,P.extern);
    clear P1;
    lv=0; %Laufvariable
    for q=0:0.5:b
        if q<=schnittpunkt1(1) %Bis zum
        Schnittpunkt von Spitze und Woelbung
            lv=lv+1;
            P1(lv,1)=q;
            P1(lv,2)=f1(q);
            elseif q>schnittpunkt1(1)+30 && q
            <=xabschluss1-100 %Vom Schnittpunkt von
            Spitze und Woelbung bis zum
            Schnittpunkt von Woelbung und Chip
                lv=lv+1;
                P1(lv,1)=q;
                P1(lv,2)=g1(q);
                elseif q>=xabschluss1+200 && q<=b-
                h/2-50 %Vom Schnittpunkt von Woelbung
                und Chip bis zum seitlichen Abschluss
                des Chip
                    lv=lv+1;
                    P1(lv,1)=q;
                    P1(lv,2)=H;
                    elseif q>=b-h/2+50 %Seitlicher
                    Abschluss des Chips
                        lv=lv+1;
                        P1(lv,1)=q;
                        P1(lv,2)=h1(q);
                    end
            end
    clear lv q;
    %% Wertgenerierung fuer Spline2 des
    Metall/Luft-Uebergang mit Luecke
    zeit=loggen('Wertgenerierung fuer
    Spline2 des Metall/Luft-Uebergang mit
    Luecke',zeit,P.extern);

```

```

102 clear P2; 143 end
103 lv=0; %Laufvariable 144 end
104 for q=0:0.5:b 145
105 if q<=schnittpunkt2(1) %Bis zum 146 clear q lv;
Schnittpunkt von Spitze und Woelbung 147
106 lv=lv+1; 148 %%% Bilden der Splines
107 P2(lv,1)=q; 149 zeit=loggen('Bilden der Splines',zeit,
108 P2(lv,2)=f2(q); 149 P.extern);
109 elseif q>schnittpunkt2(1)+30 && q<= 150
<=xabschluss2-100 %Vom Schnittpunkt vom Spline(1)=spline(P1(:,1),P1(:,2)); %
Spitze und Woelbung bis zum Glas/Metall-Grenzschicht
110 Schnittpunkt von Woelbung und Chip 152 Spline(2)=spline(P2(:,1),P2(:,2)); %
lv=lv+1; 152 Metall/Luft-Grenzschicht
111 P2(lv,1)=q; 153 Spline(3)=spline(P3(:,1),P3(:,2)); %
112 P2(lv,2)=g2(q); 153 Glas/Luft-Grenzflaeche
113 elseif q>=xabschluss2+200 && q<=b+ 154
h/2-50 %Vom Schnittpunkt von Woelbung 155 %%% Aufräumen
und Chip bis zum seitlichen Abschluss 156 % Loeschen der Funktionsgleichungen
des Chip 157
114 lv=lv+1; 158 %%% Abstandsspline1 der Glas/Metall-
115 P2(lv,1)=q; 158 Grenzflaeche
116 P2(lv,2)=H-schichtdicke; 159 zeit=loggen('Abstandsspline1 der Glas/
117 elseif q>=b-h/2+50 %Seitlicher Metall-Grenzflaeche',zeit,P.extern);
Abschluss des Chips 160
118 lv=lv+1; 161 %Bis zum Schnittpunt der beiden Kreise
119 P2(lv,1)=q; 161 soll der Abstand zwischen zwei
120 P2(lv,2)=h2(q); 161 Messpunkten 0.25 betragen, bis x=210
121 end 161 soll er auf 15 wachsen
122 end 162 temp=[];
123 163 for q=0:b
124 clear lv q; 164 if q<=schnittpunkt1(1)
125 165 temp(end+1,1)=q;
126 %%% Glas/Luft-Grenzflaeche 166 temp(end,2)=0.25;%0.1
127 zeit=loggen('Glas/Luft-Grenzflaeche',167 elseif q>=schnittpunkt1(1)+cos(
zeit,P.extern); 167 oeffnungswinkel*pi/180)*400 && q<=b %
128 150
129 %Kreisfunktion der Chiprundung 168 temp(end+1,1)=q;
130 h3=@(x) (H+h/2)+((h/2)^2-(x-(b-h/2)) 169 temp(end,2)=15;%10
^2)^0.5; 170 end
131 171 end
132 %Berechnen der Punkte fuer den Spline 172
133 lv=0; 173 Abstandsspline(1)=pchip(temp(:,1),temp
134 for q=0:0.5:b 173 (:,2));
135 if q<=b-h/2-50 174
136 lv=lv+1; 175 clear lv q temp;
137 P3(lv,1)=q; 175
138 P3(lv,2)=H+h; 177 %%% Abstandsspline2 der Metall/Luft-
139 elseif q>=b-h/2+50 && q<=b 177 Grenzflaeche
140 lv=lv+1; 178 zeit=loggen('Abstandsspline2 der
141 P3(lv,1)=q; 178 Metall/Luft-Grenzflaeche',zeit,P.extern
142 P3(lv,2)=h3(q); 178 );

```

```

179                                     215
180 %Bis zum Schnittpunkt der beiden 216 %%Es wird ein (numerisches
Kreise soll der Abstand zwischen zwei 217 Linienintegral gebildet, um den Abstand
Messpunkten 0.25 betragen, bis x=230 218 zweier
soll er auf 15 wachsen 219 %%Messpunkte festzusetzen.
181 temp=[]; 218 if ~isempty(winkelindex)
182 for q=0:b 219 schichtentemp=2;
183     if q<=schnittpunkt2 220 else
184         temp(end+1,1)=q; 221     schichtentemp=1:3;
185         temp(end,2)=0.25;%0.1 222 end
186     elseif q>=schnittpunkt2(1)+cos( 223 for q=schichtentemp
oeffnungswinkel*pi/180)*400 && q<=b %0.24 224
150 225
187         temp(end+1,1)=q; 226     if P.extern
188         temp(end,2)=15;%10 227         disp(sprintf('\t Wegintegrale zur
189     end 228     Abstandsregelung der Grenzflaechen (
190 end 229     Durchgang %d)',q));
191                                     228     pause(0.01);
192 Abstandsspline(2)=pchip(temp(:,1),temp 230 end
(:,2)); 231
193                                     231     lv=0;%Laufvariable
194 clear lv q temp; 232     inkrement=0.1; %Inkrement, das
195                                     233     fuer die Berechnung der ersten
196                                     234     Wegstrecke benutzt wird
197 %% Abstandspline3 der Luft/Glas- 233     x=ppval(Abstandsspline(q),0)/2; %
Grenzflaeche 234     Der erste Messpunkt wird einen halben
198 zeit=loggen('Abstandspline3 der Luft/ 235     Abstand von der Achse versetzt, um
Glas-Grenzflaeche',zeit,P.extern); 236     Messpunkte zu sparen.
199                                     237     weg=ppval(Abstandsspline(q),0);
200 %Bis zum Schnittpunkt der beiden 238     while x<=b; %Fuer den kompletten
Kreise soll der Abstand zwischen zwei 239 Bereich
Messpunkten 0.25 betragen, bis x=230     lv=lv+1;
soll er auf 15 wachsen 231     Mtemp(q).rz(lv,1)=x;
201 temp=[]; 232     Mtemp(q).rz(lv,2)=ppval(Spline
202 for q=0:b 233     (q),x);
203     if q<=b-h/2-500 234     weg=weg-ppval(Abstandsspline(q
204         temp(end+1,1)=q; 235     ),x); %Wegstrecke
205         temp(end,2)=15; 236     while weg<ppval(Abstandsspline
206     end 237     (q),x) %Wegstrecke kleiner als Abstand
207 end 238     sein soll?
208                                     239     x=x+inkrement; %Neuer
209 Abstandsspline(3)=pchip(temp(:,1),temp 240 Messpunkt
(:,2)); 241     dx=inkrement; %
210                                     242     Teilwegstrecke in x-Richtung
211 clear q temp; 243     dy=abs(ppval(Spline(q),x-
212                                     244     inkrement)-ppval(Spline(q),x)); %
213 %% Wegintegral zur Abstandsregelung 245     Teilwegstrecke in y-Richtung
der Messpunkte an den Grenzflaechen 246     weg=weg+sqrt(dx^2+dy^2);
214 zeit=loggen('Wegintegral zur 247     %Anpassung des Inkrements
Abstandsregelung der Messpunkte an den 248     an die oertliche Steigung der Kurve.
Grenzflaechen',zeit,P.extern); 249     if dy==0 && x>=100

```

```

247         inkrement=0.25*ppval(
Abstandsspline(q),x);
248         elseif dy==0                282
249             inkrement=0.01*ppval(
Abstandsspline(q),x);
250             else
251                 inkrement=0.01*dx/dy;283
252                 if inkrement > 0.01*  284
ppval(Abstandsspline(q),x)
253                     inkrement=0.01*  285
ppval(Abstandsspline(q),x);
254                 end                286
255             end                    287
256         end                        288
257     end                            289
258 end
259 clear inkrement dx dy lv weg x;
260
261 %%Zum Abschluss der Metallschicht
werden u.U noch Messpunkte senkrecht
262 %gesetzt.
263 lv=length(Mtemp(2).rz);
264 while sqrt((b-Mtemp(2).rz(lv,1))^2+(h
+schichtdicke+h/2)-Mtemp(2).rz(lv,2)
^2)>=ppval(Abstandsspline(2),b)
265     lv=lv+1;
266     Mtemp(2).rz(lv,1)=b;
267     Mtemp(2).rz(lv,2)=Mtemp(2).rz(lv
-1,2)+sqrt(ppval(Abstandsspline(2),b)
^2-(b-Mtemp(2).rz(lv,1)));
268 end
269
270 clear inkrement dx dy lv weg x;
271
272 %%% Zuweisen der Messpunkte zu jeweils
zwei Materialien und Berechnen der
Normalenvektoren
273 zeit=loggen('Zuweisen der Messpunkte
zu jeweils zwei Materialien und
Berechnen der Normalenvektoren',zeit,P,
extern);
274 clear M;
275 M.rz=[];
276 M.n=[];
277 M.m=[];
278 if ~isempty(winkelindex)
279     Mrec{winkelindex(1)}.m;
280     index1=findmedium(Mrec{winkelindex
(1)}.m,2,3);
281     M.rz=[M.rz; [Mrec{winkelindex(1)}.rz(
index1,2)-schichtdickerec(winkelindex
(1))+schichtdicke]];
282     Mtemp(1).rz=[Mrec{winkelindex(1)}.
rz(index1,1) Mrec{winkelindex(1)}.rz(
index1,2)-schichtdickerec(winkelindex
(1))+schichtdicke];
283     M.m=[M.m; Mrec{winkelindex(1)}.m(
index1,:)];
284     M.n=[M.n; Mrec{winkelindex(1)}.n(
index1,:)];
285 else
286     M.rz=[Mtemp(1).rz];
287     Ableitung=PPdiff(Spline(1));
288     M.n=[M.n; normiere([-ppval(
Ableitung,Mtemp(1).rz(:,1)) repmat(1,
length(Mtemp(1).rz),1)]]);
289     M.m=[M.m; repmat([2 3],length(
Mtemp(1).rz),1)];
290 end
291
292     M.rz=[M.rz; Mtemp(2).rz];
293     Ableitung=PPdiff(Spline(2));
294     M.n=[M.n; normiere([-ppval(
Ableitung,Mtemp(2).rz(:,1)) repmat(1,
length(Mtemp(2).rz),1)]]);
295     M.m=[M.m; repmat([1 2],length(
Mtemp(2).rz),1)];
296
297 if ~isempty(winkelindex)
298     index3=findmedium(Mrec{winkelindex
(1)}.m,1,3);
299     M.rz=[M.rz; [Mrec{winkelindex(1)}.
rz(index3,1) Mrec{winkelindex(1)}.rz(
index3,2)-schichtdickerec(winkelindex
(1))+schichtdicke]];
300     Mtemp(3).rz=[Mrec{winkelindex(1)}.
rz(index3,1) Mrec{winkelindex(1)}.rz(
index3,2)-schichtdickerec(winkelindex
(1))+schichtdicke];
301
302     M.m=[M.m; Mrec{winkelindex(1)}.m(
index3,:)];
303     M.n=[M.n; Mrec{winkelindex(1)}.n(
index3,:)];
304 else
305     M.rz=[M.rz; Mtemp(3).rz];
306     Ableitung=PPdiff(Spline(3));

```

A Anhang

```

310     M.n=[M.n; -normiere([-ppval(      340
Ableitung ,Mtemp(3).rz(:,1)) repmat(1,341
length(Mtemp(3).rz),1) ]]);
311     M.m=[M.m; repmat([1 3],length(      342
Mtemp(3).rz),1) ]];      343
312     end      344
313     345
314     %% Dipolberechnung      346
315     zeit=loggen('Dipolberechnung',zeit,P,347
extern);      348
316     %%Die Dipole werden gesetzt. "Dox"
steht fuer Dipole oben, ausgehend von349
Kurve      350
317     %%x". "Dux" entsprechend fuer unten. 351
318     352
319     353
320     for q=1:3      354
321         lv=0;%Laufvariable      355
322         for w=1:2:length(Mtemp(q).rz)-1 356
323             lv=lv+1;      357
324             temp(1)=Mtemp(q).rz(w+1,1)- 358
Mtemp(q).rz(w,1); %Abstand zweier 359
Messpunkte in x-Richtung      360
325             temp(2)=Mtemp(q).rz(w+1,2)-
Mtemp(q).rz(w,2); %Abstand zweier 361
Messpunkte in y-Richtung      362
326             %Bestimmung der Position der 363
Dipole mithilfe der Normalen der 364
327             %Verbindungsvektoren      365
328             temppos=Mtemp(q).rz(w,1:2)+ 366
temp(1:2)/2;
329             temp=normiere(temp);      367
330             Dtemp(q).o(lv,1)=temppos(1)- 368
temp(2)*6*ppval(Abstandsspline(q), 369
temppos(1));      370
331             Dtemp(q).o(lv,2)=temppos(2)+ 371
temp(1)*6*ppval(Abstandsspline(q), 372
temppos(1));      373
332             Dtemp(q).u(lv,1)=temppos(1)+ 374
temp(2)*6*ppval(Abstandsspline(q), 375
temppos(1));
333             Dtemp(q).u(lv,2)=temppos(2)-
temp(1)*6*ppval(Abstandsspline(q), 376
temppos(1));      377
334         end      378
335     end
336
337     clear q lv temppos tempbetrag;      379
338     %% Abschluss der Metallschicht
339     zeit=loggen('Abschluss der
Metallschicht',zeit,P.extern);

```

```

d=ppval(Abstandsspline(1),b)+ ppval(
Abstandsspline(2),b);
grad=[pi/10/2:pi/10:pi];
Dtemp(4).a(:,1)=d/2*6*cos(grad)+b;
Dtemp(4).a(:,2)=d/2*6*sin(grad)+H+h/2;
clear anzahl d grad;

%% Zuweisen der Dipole zu den
Materialien
D(1).rz=Dtemp(2).o;
D(1).rz=[D(1).rz; Dtemp(3).u];

D(2).rz=Dtemp(1).o;
D(2).rz=[D(2).rz; Dtemp(4).a];
D(2).rz=[D(2).rz; Dtemp(2).u];

D(3).rz=Dtemp(1).u;
D(3).rz=[D(3).rz; Dtemp(3).o];
%% Abstaende der Dipole zueinander
for q=1:3
    D(q).abstand=Dipolabstand(D(q).rz)
;
end

%% Ausgabe der Groesse der Matrix
GLEICH=length(M.rz)*3;
disp('Die Matrix beruht auf');
disp(sprintf('%d Gleichungen,',GLEICH)
);

PARAM=0;
for q=1:length(D)
PARAM=PARAM+length(D(q).rz)*2;
end
disp(sprintf('%d Parametern,',PARAM));

UEBERBESTIMMTHEIT=GLEICH/PARAM;
disp(sprintf('sie ist um den Faktor
%1.2f ueberbestimmt ',
UEBERBESTIMMTHEIT));

MEGABYTES=(PARAM*GLEICH*16)/1000/1000;
disp(sprintf('und sie wird eine
Groesse von %1.2f MB haben.',MEGABYTES)
);
save2html('addtext',sprintf('Die
Matrix wird eine Groesse von %1.2f MB
haben.',MEGABYTES));

```

```

380     sprintf('und sie wird eine Groesse vom2 %%Die Dipole werden gesetzt. "Dox" steht
        %1.2f MB haben.',MEGABYTES)          fuer Dipole oben, ausgehend von Kurve
381     clear GLEICH PARAM UEBERBESTIMMTHEIT 33 %%x". "Dux" entsprechend fuer unten.
MEGABYTES q;                                34     clear Dtemp;
382                                         35     lv=0;%Laufvariable
383         oeffnungswinkelrec(end+1)=        36     for w=1:2:length(Mtemp.rz)-10
oeffnungswinkel;                            37         lv=lv+1;
384         schichtdickerec(end+1)=          38         temp(1)=Mtemp.rz(w+1,1)-Mtemp.rz(w
schichtdicke;                                ,1); %%Abstand zweier Messpunkte in x-
385         Mrec{end+1}=M;                    39         temp(2)=Mtemp.rz(w+1,2)-Mtemp.rz(w
386         Drec{end+1}=D;                    ,2); %%Abstand zweier Messpunkte in y-
387                                         Richtung
388     end                                     40         %%Bestimmung der Position der
                                                Dipole mithilfe der Normalen der
                                                %%Verbindungsvektoren
                                                temppos=Mtemp.rz(w,1:2)+temp(1:2)
                                                /2;
                                                temp=normiere(temp);
                                                Dtemp.u(lv,1)=temppos(1)+temp(2)
                                                *6*ppval(Abstandsspline,temppos(1));
                                                Dtemp.u(lv,2)=temppos(2)-temp(1)
                                                *6*ppval(Abstandsspline,temppos(1));
                                                Dtemp.o(lv,1)=temppos(1)-temp(2)
                                                *6*ppval(Abstandsspline,temppos(1));
                                                Dtemp.o(lv,2)=temppos(2)+temp(1)
                                                *6*ppval(Abstandsspline,temppos(1));
                                                end
41                                         %%clear q lv temppos tempbetrag;
42                                         %% Kopieren der temporaeren Variablen
43                                         M.rz=[M.rz; Mtemp.rz];
44                                         M.m=[M.m; Mtemp.m];
45                                         M.n=[M.n; Mtemp.n];
46                                         D(max(max(M.m))).rz=Dtemp.o;
47                                         D(1).rz=[D(1).rz; Dtemp.u];
48                                         %% Abstaende der Dipole zueinander
49                                         for q=1:length(D)
50                                             D(q).abstand=Dipolabstand(D(q).rz);
51                                         end
52                                         %% Ausgabe der Groesse der Matrix
53                                         GLEICH=length(M.rz)*3;
54                                         disp('Die Matrix beruht auf');
55                                         disp(sprintf('%d Gleichungen',GLEICH));
56                                         PARAM=0;
57                                         for q=1:length(D)
58                                             PARAM=PARAM+length(D(q).rz)*2;
59                                         end
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71

```

A.1.3 glas.m

```

1     function [M,D]=glas(M,D, posy)
2     %%
3     %%posy=-10;
4     %% Abstandsspline
5     temp=[];
6     for x=[[0:35000-1] [35000:10:100000]]
7         if x<=10
8             temp(end+1,1)=x;
9             temp(end,2)=0.25;%0.1
10        elseif x>=2000 && x<=25000 %1200
11            temp(end+1,1)=x;
12            temp(end,2)=100;%50
13        elseif x>=35000 && x<=100000
14            temp(end+1,1)=x;
15            temp(end,2)=temp(end-1,2)+0.5;
16        end
17    end
18
19    Abstandsspline=pchip(temp(:,1),temp(:,2));
20
21    Mtemp.rz=[ppval(Abstandsspline,0)/2 posy];
22
23    while Mtemp.rz(end,1)<=70000
24        Mtemp.rz(end+1,:)= [Mtemp.rz(end,1)+
ppval(Abstandsspline,Mtemp.rz(end,1))
posy];
25    end
26    %%
27    Mtemp.m= repmat([1 max(max(M.m))+1],size(
Mtemp.rz,1),1);
28    Mtemp.n= repmat([0 1],size(Mtemp.rz,1),1);
29    clear temp;
30    %%
31    %% Dipolberechnung

```

```

72 disp(sprintf('%d Parametern ',PARAM));
73
74 UEBERBESTIMMTHEIT=GLEICH/PARAM;
75 disp(sprintf('sie ist um den Faktor %1.2f
    ueberbestimmt ',UEBERBESTIMMTHEIT));
76
77 MEGABYTES=(PARAM*GLEICH*16)/1000/1000;
78 disp(sprintf('und sie wird eine Groesse
    von %1.2f MB haben.',MEGABYTES));
79 clear GLEICH PARAM UEBERBESTIMMTHEIT
    MEGABYTES q;

```

A.1.4 kugel.m

```

1  i» function [M,D]=kugel
2  %% Geometriekonstanten
3  r=20; %Radius
4  N=100; %Anzahl der Messpunkte entlang der
    Grenzflaeche
5  MP=0; %z-Position des Mittelpunkts
6  DMPDP=8;
7  %% Bestimmen der Positionen der Messpunkte
8  clear M;
9
10     fi=[0.5*pi/N:pi/N:pi]'; %#ok<NBRAK>
11
12     M.rz=[r*sin(fi) MP+r*cos(fi)];
13     M.n=[sin(fi) cos(fi)];
14     M.m(1:length(M.rz),1)=1;
15     M.m(1:length(M.rz),2)=2;
16
17 clear fi;
18
19 %% Bestimmen der Positionen der Dipole
20 clear D;
21
22     fi=[pi/N:2*pi/N:pi]';
23     D(2).rz=[(r+DMPDP*pi*r/N)*sin(fi) MP+(
    r+DMPDP*pi*r/N)*cos(fi)];
24
25     fi=[pi/N:2*pi/N:pi]';
26     D(1).rz=[(r-DMPDP*pi*r/N)*sin(fi) MP+(
    r-DMPDP*pi*r/N)*cos(fi)];
27
28 clear fi;
29 %% Abstaende der Dipole zueinander
30 for q=1:2
31     D(q).abstand=Dipolabstand(D(q).rz);
32 end
33
34 %% Ausgabe der Groesse der Matrix

```

```

35 GLEICH=length(M.rz)*3;
36 disp('Die Matrix beruht auf');
37 disp(sprintf('%d Gleichungen ',GLEICH));
38
39 PARAM=0;
40 for q=1:length(D)
41     PARAM=PARAM+length(D(q).rz)*2;
42 end
43 disp(sprintf('%d Parametern ',PARAM));
44
45 UEBERBESTIMMTHEIT=GLEICH/PARAM;
46 disp(sprintf('sie ist um den Faktor %1.2f
    ueberbestimmt ',UEBERBESTIMMTHEIT));
47
48 MEGABYTES=(PARAM*GLEICH*16)/1000/1000;
49 disp(sprintf('und sie wird eine Groesse
    von %1.2f MB haben.',MEGABYTES));
50
51 clear GLEICH PARAM UEBERBESTIMMTHEIT
    MEGABYTES q;

```

A.1.5 init.m

```

1  %Die Funktion init wird initialisiert mit
    den Strukturen P und K,
2  die als Rueckgabe wieder ausgegeben werden
    . Es werden Kreiswellen-
3  zahlen etc. berechnet, die von
    Dielektrizitaetsfunktionen und Wellen-
4  laenge abhaengen.
5  %Die Funktion wird folgendermassen
    initialisiert:
6  %[P,K]=init(P,K)
7
8  function [P,K]=init(P,K)
9  P.colors={'r','g','b','c','m','y','k'
    ,[0,0,0.5]};
10 P.colormap=jet(201);
11 K.mum(1:length(K.epsm))=1; %relative
    Permeabilitaet
12 %% Kreiswellenzahlen,
    Lichtgeschwindigkeiten und Faktoren
    werden berechnet
13 % Hier ist keine Eingabe noetig
14 K.kwz0=2*pi/K.wl; %Kreiswellenzahl im
    Vakuum
15
16 if K.B
17     K.c0=1; %Lichtgeschwindigkeit im
    Vakuum
18     K.mu0=1; %magnetische Feldkonstante

```



```

19 else                                     3 % Ergebnisse an und ordnet sie in der
20 K.c0=299792458*10^9; %                   Matrix an, die als Argument zurueck-
    Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0=2994 % gegeben wird.
    792 458 m/s                               5 % Die Funktion wird folgendermassen
21 K.mu0=4*pi*10^(-7)*10^9; %magnetische   aufgerufen:
    Feldkonstante mu_0=4 pi 10^-7 kg m/(s^2 % E=matrix(P,K,D,M)
    A^2)                                       7 function E=matrix(P,K,D,M)
22 end                                       8 try
23                                           9 %%
24 K.eps0=1/(K.mu0*K.c0^2); %elektrische   10 save2html('addtext','Aufstellen des
    Feldkonstante                               Gleichungssystems','header',2);
25                                           11 %% Berechnen der Laengen der Vektoren der
26 for q=1:length(K.epsm)                    Dipole und der Messpunkte
27 K.kwzm(q)=K.kwz0*sqrt(K.epsm(q)); %      12 zeit.aktiv=P.zeit;
    Kreiswellenzahl im Medium q                13 zeit=loggen('Berechnen der Laengen der
28 K.cm(q)=K.c0/sqrt(K.epsm(q)); %         Vektoren der Dipole und der Messpunkte',
    Lichtgeschwindigkeit im Medium q           ,zeit,P.ausgabe);
29 end                                       14
30 clear q;                                  15 for q=1:length(D) %%ok<NODEF>
31                                           16 K.ND(q)=length(D(q).rz);%Anzahl der Dipole
32 % Berechnen der Vorfaktoren fuer die      fuer das entsprechende Medium
33 % B-Feld gerechnet wird, aendern sich    17 end
    diese Faktoren.                             18 K.NM=length(M.rz);%Anzahl ALLER Messpunkte
34 if K.B                                    19 clear q;
35 K.efak(1:length(K.epsm))=1;              20
36 K.hfak=1./(K.c0 .* K.cm);                21 %% Reservieren der Matrixgroeße
37 else                                       22 zeit=loggen('Reservieren der Matrixgroeße
38 K.efak=1./(4*pi*K.eps0 .* K.epsm);       ',zeit,P.ausgabe);
39 K.hfak(1:length(K.epsm))=K.c0 ./ (4*pi  23 if(K.transp)
    );                                           24 E=zeros(3*K.NM,2*sum(K.ND));
40 end                                       25 else
27                                           26 E=zeros(2*sum(K.ND),3*K.NM);
28                                           27 end
29                                           28 %% Berechnen der Felder
30                                           29 zeit=loggen('Berechnen der Felder',zeit,P.
    ausgabe);
31                                           30
32                                           31 progress('init'); %Waitbar wird
33                                           initialisiert
34                                           %%
35                                           33 persistent deleteline;
36                                           %%
37                                           34 %%
38                                           35 for medium=1:length(D)
39                                           if P.prozessoren==1
40                                           pakete=1;
41                                           else
42                                           pakete=P.prozessoren*10;
43                                           end
44                                           progress(medium/length(D), ['Medium '
    int2str(medium) ' von ' int2str(length(

```

A.1.6 epswasser.m

```

1 function eps=epswasser(lambda)
2 daten
    =[300,1.849,0;475,1.7918,0;650,1.7746,0;8
3 e1=spline(daten(:,1),daten(:,2));
4 e2=spline(daten(:,1),daten(:,3));
5 eps=ppval(e1,lambda)+i*ppval(e2,lambda);

```

A.1.7 matrix.m

```

1 % Die Funktion 'matrix' wird mit den
    Variablen P,K,D,M aufgerufen.
2 % Sie uebergibt die Werte der Funktion ,
    multicorematrix', nimmt die

```

```

D))]);
43 deleteline=save2html('addtext',[
Medium ' int2str(medium) ' von '
int2str(length(D))]);
44
45 % Es werden die fuer das entsprechende
Medium relevanten Messpunkte in eine
46 % neue Struktur 'Mtemp' uebertragen.
47 index=findmedium(M.m,medium,medium,'&&
');
48 Mtemp.rz=M.rz(index,:);
49 Mtemp.n=M.n(index,:);
50 Mtemp.m=M.m(index,:);
51
52 Neinheit=ceil(length(D(medium).rz)/(
pakete));
53
54 clear paketindex;
55 clear parameter;
56 for q=1:pakete
57     if q*Neinheit>length(D(medium).rz)
-1 && (q-1)*Neinheit<length(D(medium).
rz)
58         paketindex{q}=[(q-1)*Neinheit
+1:length(D(medium).rz)];
59         pakete=q;
60     elseif q*Neinheit<length(D(medium)
.rz)
61         paketindex{q}=[(q-1)*Neinheit
+1:q*Neinheit];
62     end
63
64 % Der Anzahl der Pakete entsprechend
werden Dipole des Mediums in die
65 % Struktur 'Dtemp' uebertragen und im
Zellarray 'parameter' gespeichert.
66     if (q-1)*Neinheit<length(D(medium)
.rz)
67         Dtemp.rz=D(medium).rz(paketindex{q}
,:);
68         Dtemp.abstand=D(medium).abstand(
paketindex{q});
69         parameter{q}={P,K, medium,Dtemp,
Mtemp};
70     end
71 end
72
73 % Die 'parameter' werden mit der Funktion
'multicorematrix' der Funktion
74 % 'startmulticoremaster' uebergeben, die
die Pakete an die Slaveprozessen
75 % weitergibt.
clear Etemp;
Etemp=startmulticoremaster(
@multicorematrix,parameter,P,
multicorepfad,1000,'extern',true);
76
77 % Je nachdem, ob das Medium an erster oder
zweiter Stelle im Array M.m
% steht, wird das Ergebnis mit 1 oder -1
multipliziert.
78
79 % Hierbei kommt es darauf an, dass bei der
Bestimmung der Randbedingungen
80 % identisch vorgegangen wird!
if K.transp==true
81     multiplarray=ones(size(Mtemp.rz,1)
,1);
82     else
83         multiplarray=ones(1,size(Mtemp.rz
,1));
84     end
85     multiplarray(findmedium(Mtemp.m,0,
medium))=-1;
86     if(K.transp)
87         for c=1:pakete
88             for q=1:size(Etemp{c},2)
89                 Etemp{c}(:,q)=Etemp{c}(:,q)
.*[multiplarray; multiplarray;
multiplarray];
90             end
91         end
92     else
93         for c=1:pakete
94             for q=1:size(Etemp{c},1)
95                 Etemp{c}(q,:)=Etemp{c}(q
,:).*[multiplarray multiplarray
multiplarray];
96             end
97         end
98     end
99
100 % Die Fragmente der Matrix werden an die
ihnen zugeordnete Position in der
101 % Matrix geschrieben.
for q=1:length(Etemp)
102     if(K.transp)
103         E([index length(M.rz)+index 2*
length(M.rz)+index],2*sum(K.ND(1:medium
-1))+[paketindex{q} length(D(medium).rz)
]+paketindex{q}])=Etemp{q};
104     else
105         E(2*sum(K.ND(1:medium-1))+[
paketindex{q} length(D(medium).rz)+

```

```

    paketindex{q}],[index length(M.rz)+ 13
    index 2*length(M.rz)+index ]=Etemp{q};
109     end 14
110 end 15
111 save2html('delete',deleteline);
112 16
113 end
114 %%
115 pause(0.1);
116 progress('close'); 17
117 pause(0.1); 18
118 clear Neinheit Etemp Mtemp Dtemp c
    coreindex cores index medium 19
    multiplarray parameter q; 20
119
120 %% Anzeigen der fuer die Aufgaben 21
    benoetigten Zeit 22
121 zeit=loggen('zeige',zeit ,P.ausgabe);
122 %%
123 catch
124     errorstring=disperror; 23
125     for q=1:length(errorstring) 24
126         disp(errorstring{q})
127         save2html('addtext',errorstring{q} 25
    }); 26
128 end
129
130 end

```

```

[Dxyr Dxyr]=dpos(Dtemp.rz(d,1),Dtemp.
abstand(d));

for m=1:size(Mtemp.rz,1) %Schleife
ueber die Messpunkte
    [F.EXz(m) F.EXxy(m) F.EZz(m) F.
EZxy(m) F.HYz(m) F.HYxy(m)]=DPFelder(K,
medium, Mtemp.rz(m,1), Mtemp.rz(m,2),
Dxyr, Dxyr, Dtemp.rz(d,2));
end
    %Umrechnung in lokales
Koordinatensystem

    %Vertikales elektrisches Feld
erzeugt durch Dipole in
    %R-Richtung
    Etemp(d,1:size(Mtemp.rz
,1)
=2*(Mtemp.n(:,1)
.*F.EXxy(:)+Mtemp.n(:,2).*F.EZxy(:))*K.
epsm(medium).*K.eps0;

    %Vertikales elektrisches Feld
erzeugt durch Dipole in
    %z-Richtung
    Etemp(d+size(Dtemp.rz,1)
,1:size(Mtemp.rz,1)) =2*(Mtemp.n(:,1)
.*F.EXz(:)+Mtemp.n(:,2).*F.EZz(:))*K.
epsm(medium).*K.eps0;

```

A.1.8 multicoresmatrix.m

```

1 % Die Funktion 'multicoresmatrix' wird mit 29
    den Variablen P,K, der Nummer des 30
2 % jeweiligen Mediums, den Dipolen und 31
    Messpunkten initialisiert. 32
3 % Sie gibt die Werte an die Funktion 33
    DPFelder weiter und rechnet die 34
4 % Ergebnisse in lokale Koordinaten um.
5 % Die Funktion wird folgendermassen
    aufgerufen:
6 % Etemp=multicoresmatrix(P,K, medium, Dtemp 33
    , Mtemp) 34
7 function Etemp=multicoresmatrix(P,K, medium
    , Dtemp, Mtemp)
8
9 %% Bereitstellen des Speicherplatzes fuer 35
    die Ergebnisse 36
10 Etemp=zeros(2*size(Dtemp.rz,1),3*size(
    Mtemp.rz,1)); 37
11
12 for d=1:size(Dtemp.rz,1) 38

```

```

    %Laengs-tangentiales
elektrisches Feld erzeugt durch Dipole
in
    %R-Richtung
    Etemp(d,size(Mtemp.rz,1)
+1:2*size(Mtemp.rz,1))=2*(Mtemp.n(:,1)
.*F.EZxy(:)-Mtemp.n(:,2).*F.EXxy(:));

    %Laengs-tangentiales
elektrisches Feld erzeugt durch Dipole
in
    %z-Richtung
    Etemp(d+size(Dtemp.rz,1),
size(Mtemp.rz,1)+1:2*size(Mtemp.rz,1))
=2*(Mtemp.n(:,1).*F.EZz(:)-Mtemp.n(:,2)
.*F.EXz(:));

    %Aequatorial-tangentiales B-
Feld erzeugt durch Dipole in
    %R-Richtung
    Etemp(d,2*size(Mtemp.rz,1)
+1:3*size(Mtemp.rz,1))=2*F.HYxy(:)*K.

```

```

mum(medium) .*K.mu0;          19
39
40     %Aequatorial-tangenciales B-
Feld erzeugt durch Dipole in  20
41     %z-Richtung              21
42     Etemp(d+size(Dtemp.rz,1)  22
,2*size(Mtemp.rz,1)+1:3*size(Mtemp.rz  23
,1))=2*F.HYz(:)*K.mum(medium).*K.mu0;  24
43 end                            25
44 if(K.transp)                   26 %Zur z-Achse senkrechter Teil des
45     Etemp=Etemp';              elektrischen Feldes für einen zur z-
46 end                             Achse parallelen Dipol mit
27 %px=0, py=0 und pz=pz
28 EXz=sum(-K.efak(medium).*expirk.*rhm5
.*(-3+3*irk+K.kwzm(medium)^2.*rh2)).*x.*
z.*pz,1)/ND;
29
30 %Zur z-Achse paralleler Teil des
elektrischen Feldes für einen zur z-
Achse parallelen Dipol mit
31 %px=0, py=0 und pz=pz
32 EZz=sum(K.efak(medium).*expirk.*rhm5.*(irk
.*rh2+rh2.*(-1+K.kwzm(medium)^2*(x.^2+y
.^2))+3*z.^2-3*irk.*z.^2).*pz,1)/ND;
33
34 %Zur z-Achse senkrechter Teil des
elektrischen Feldes für einen zur z-
Achse senkrechten Dipol mit
35 %px=px, py=py und pz=0
36 EXxy=sum(K.efak(medium).*expirk.*rhm5.*((
irk.*rh2+3*x.^2-3*irk.*x.^2+rh2.*(-1+K.
kwzm(medium)^2*(y.^2+z.^2))).*px-(-3+K.
kwzm(medium)*r.*(3*i+K.kwzm(medium)*r))
.*x.*y.*py),1)/ND;
37
38 %Zur z-Achse paralleler Teil des
elektrischen Feldes für einen zur z-
Achse senkrechten Dipol mit
39 %px=px, py=py und pz=0
40 EZxy=sum(-K.efak(medium).*expirk.*rhm5
.*(-3+K.kwzm(medium)*r.*(3*i+K.kwzm(
medium)*r)).*z.*(x.*px+y.*py),1)/ND;
41
42 %Zur z-Achse senkrecht-tangentialer Teil
des magnetischen Feldes für einen zur z
-Achse parallelen Dipol mit
43 %px=0, py=0 und pz=pz
44 BYz=sum(-K.hfak(medium).*expirk.*r.^(-3).*
K.kwzm(medium).*(i+K.kwzm(medium)*r)).*x
.*pz,1)/ND;
45

```

A.1.9 DPFelder.m

```

1 % function [EXz EXxy EZz EZxy HYz HYxy]=
DPFelder(K, medium, RPx, RPz, Dxyr,
2 % Ddyn, Dz)
3 % Berechnet die von in einem Kreis um die
zentrale Achse angeordneten
4 % Dipole erzeugten elektrischen und
magnetischen Felder
5 % Es wird die Matrix der x- und y-
Positionen der normierten und
unnormierten Dipolpositionen
6 % (Dnx & Dxyr), die z- Position der
Dipole (Dz) und die
7 % x- und z-Position des Referenzpunktes.
8 % Zurueckgegeben wird ein Array aus
Elektrischem Feld senkrecht (in xy und
z) und
9 % parallel (in xy und z) und dem
Magnetfeld ((in y)
10 function [EXz EXxy EZz EZxy BYz BYxy]=
DPFelder(K, medium, RPx, RPz, Dxyr,
Ddyn, Dz)
11
12 x=Dxyr(:,1)-RPx; %Relativkoordinate in x-
Richtung
13 y=Dxyr(:,2); %Relativkoordinate in y-
Richtung
14 z=Dz-RPz; %Relativkoordinate in z-Richtung
15
16 %Haeufig auftretende Faktoren werden im
Speicher abgelegt
17 r=sum(x.^2+y.^2+z.^2,2).^0.5; %Abstand
der Dipole vom Messpunkt
18 irk=i*K.kwzm(medium).*r;%Haeufig
auftretender Faktor, der für bessere
Performance gespeichert wird
45

```

```

46 %Zur z-Achse senkrecht-tangentialer Teil 27
    des magnetischen Feldes für einen zur 28
    -Achse senkrechten Dipol mit 29
47 %px=px, py=py und pz=0 30
48 BYxy=sum(K.hfak(medium)*expirk.*r.^(-3)).*31
    K.kwzm(medium).*(i+K.kwzm(medium)*r).*32
    .*px,1)/ND; 33

```

A.1.10 randbedingung.m

```

1 % function E0=randbedingung(P,K,M) 35
2 % Die Funktion 'randbedingung' wird 36
    initialisiert mit der 37
3 % Programmparameterstruktur P, der 38
    Konstantenstruktur K und der 39
4 % Messpunktstruktur M. Mit P wird die 40
    Feldart uebergeben. 41
5 % Sie berechnet die Randbedingungen an den 42
    Messpunkten und gibt einen 43
6 % Vektor zurueck, bei dem fuer die 44
    Messpunkte 1...N die vertikalen und 45
7 % radialen Anteile des elektrischen Feldes 46
    und die azimutalen Anteile 47
8 % des Magnetfeldes nacheinander folgen: 48
9 % [MP1:EZ...MPN:EZ MP1:EX...MPN:EX MP1:HY 49
    ...MPN:HY] 50
10 function E0=randbedingung(P,K,M)
11 zeit.aktiv=P.zeit;
12 %% Berechnen der Laengen der Vektoren der
    Dipole und der Messpunkte
13 zeit.aktiv=P.zeit;
14 save2html('addtext','Berechnen der
    Randbedingungen','header',2);
15 zeit=loggen('Berechnen der Laengen der
    Vektoren der Dipole und der Messpunkte',
    zeit,P.ausgabe);
16 K.NM=length(M.rz);%Anzahl ALLER Messpunkte
17 clear q;
18 %% Bereitstellung des Speicherplatzes fuer
    den Vektor E0
19 zeit=loggen('Bereitstellung des
    Speicherplatzes fuer den Vektor E0',
    zeit,P.ausgabe);
20 E0=zeros(1,length(M.rz)*3);
21 %% Einsetzen der Randbedingungen
22 zeit=loggen('Einsetzen der Randbedingungen',
    zeit,P.ausgabe);
23
24 for s=1:2
25     if s==2
26         index=findmedium(M.m,K.beleuchtet,0);

```

```

else
index=findmedium(M.m,0,K.beleuchtet);
end
for q=index'
switch K.feld
case 'radialsymmetrischesLicht',
[EF1 EF3 HF2]=radsymLicht(
K,M.rz(q,1),M.rz(q,2),K.winkel);
case 'stehenderDipol'
[EF1 EF3 HF2]=
stehenderDipol(K,M.rz(q,1),M.rz(q,2));
otherwise
warning('Es wurde keine
Feldart angegeben!');
end
%Vertikales elektrisches Feld
E0(q)=(-1)^(s)*K.epsm(K.beleuchtet)
*(EF1*M.n(q,1)+EF3*M.n(q,2));
%Laengs-tangentiales elektrisches
Feld
E0(K.NM+q)=(-1)^(s)*EF3*M.n(q,1)-
EF1*M.n(q,2);
%Aequatorial-tangentiales B-Feld
E0(2*K.NM+q)=(-1)^(s)*HF2;
end
clear q s index;
%%
zeit=loggen('zeige',zeit); %%ok<NASGU>

```

A.1.11 radsymLicht.m

```

1 % function [EF1 EF3 HF2]=radsymLicht(K,X,Z
    ,Einfallswinkel)
2 % Berechnet den elektrischen Anteil eines
    radial polarisierten
    elektromagnetischen Feldes
3 % als Superposition von ebenen Wellen mit
    dem selben Einfallswinkel
4 % N: Feldkomponente, RR: radiale Position,
    Z: Z-Position, LA: Wellenlaenge
5 % in mm
6 function [EF1 EF3 HF2]=radsymLicht(K,X,Z,
    Einfallswinkel)
7
8 RD=500; % Zahl
    der eben Wellen (auf einen Umfang
    verteilt).

```

```

9 ew=Einfallswinkel/180*pi; % Einfallswinkel
  in Grad. 0 bedeutet von oben.
10
11 sinew=sin(ew);
12 cosew=cos(ew);
13
14 winkel=pi/RD:2*pi/RD:pi*(2-1/RD);
15 coswinkel=cos(winkel);
16 sinwinkel=sin(winkel);
17 V1=coswinkel*sinew;
18 V2=sinwinkel*sinew;
19 V3=-cosew;
20
21 r=X*V1+Z*V3;
22 expirk=exp(i*r*K.kwzm(K.beleuchtet));
23
24 EF1=sum(expirk.*coswinkel.*cosew)/RD;
25 EF3=sum(expirk.*sinew)/RD;
26 if K.B
27     HF2=sum(-coswinkel/K.cm(K.
beleuchtet).*exp(i*r*K.kwzm(K.
beleuchtet)))/RD;
28 else
29     HF2=sum(-coswinkel/K.cm(K.
beleuchtet).*exp(i*r*K.kwzm(K.
beleuchtet)))/(RD*K.mum*K.mu0);
30 end
31 end

```

A.1.12 stehenderDipol.m

```

1 % function [EF1 EF3 HF2]=stehenderDipol(K,
  X,Z)
2 % Berechnet das von einem Dipol ausgehend
  Feld
3 % N: Feldkomponente, RR: radiale Position,
  Z: Z-Position, LA: Wellenlaenge
4 % in mm
5 function [EF1 EF3 BF2]=stehenderDipol(K,X,
  Z)
6 Dxyr=[0 0];
7 Dxyn=[0 0];
8 [EF1 EXxy EF3 EZxy BF2 BYxy]=DPFelder(K,
  .beleuchtet, X, Z, Dxyr, Dxyn, K.
dipolposition);
9 if ~K.B
10     BF2=BF2/(K.mum*K.mu0);
11 end
12 end

```

A.1.13 loesen.m

```

1 %function [I Felder Error]=loesen(P,K,D,M,
  E0)
2 %Die Funktion wird initialisiert mit den
  Strukturen P,K,D,M und dem
3 Randbedingungsvektor E0.
4 %Es werden die Dipolstaerken durch den
  Vektor I, die Feldstaerken in Felder
5 und die Fehler in Error zurueckgegeben.
6
7 function [I Felder Error]=loesen(P,K,D,M,
  E0)
8
9 global E; %Setzen der Matrix als Global
  %%
10 %%
11 try
12     save2html('addtext','Loesen des
  Gleichungssystems','header',2);
13     zeit.aktiv=P.zeit;
14     %%% Loesen des Gleichungssystems
15     zeit=loggen('Loesen des Gleichungssystems',
  zeit,P.extern);
16
17 if(K.transp)
18     I=(-E\E0)'; %Hiermit werden die
  Dipolstaerken berechnet, wenn die
  Matrix transponiert wurde
19 else
20     I=-E0/E; %Hiermit werden die
  Dipolstaerken berechnet, wenn die
  Matrix nicht transponiert wurde
21 end
22
23 %%% Berechnen der Fehler
24 zeit=loggen('Berechnen der Fehler',zeit,P.
  extern);
25 if K.transp
26     Error=(E*I'+E0)';
27 else
28     Error=I*E+E0;
29 end
30 %%% Berechnen der Felder
31 zeit=loggen('Berechnen der Felder',zeit,P.
  extern);
32 %%%
33 Nmedien=length(unique(M.m));
34
35 for q=1:Nmedien
36     II=zeros(1,length(I));

```

```

37 II(2*ND(D,q-1,'sum')+1:2*ND(D,q,'sum'))11 % aufgeteilt und der Funktion
) = I(2*ND(D,q-1,'sum')+1:2*ND(D,q,'sum'))12 % multicorefelderebene uebergeben. Die
);12 % Ergebnisse dieser Funktion werden
38 if(K.transp)13 % anschliessend wieder zusammengesetzt.
39 Felder(:,q)=(E*II)';13 function [ER EZ B medien]=felderebene(P,K,
40 else14 D,M,I,R,Z,MEDIUM)
41 Felder(:,q)=II*E;14 save2html('addtext','Berechnen der Felder
42 end15 ', 'header',2);
43 if q==K.beleuchtet15
44 Felder(:,q)=Felder(:,q)+flipud16 zeit.aktiv=P.zeit;
(rot90(E0));17 zeit=loggen('Berechnen der Felder',zeit,P.
45 end18 ausgabe);
46 end18 if P.prozessoren==1
47 Felder=0.5*sum(abs(real(Felder)),2)+0.5*19 pakete=1;
sum(abs(imag(Felder)),2)*i;20 else
4821 pakete=P.prozessoren*10;
49 zeit=loggen('zeige',zeit,P.extern); %%#ok<22 end
NASGU>23 laenge=ceil(length(R)/pakete);
50 %%%24 pakete=ceil(length(R)/laenge);
51 catch25 if nargin<=7
52 errorstring=disperror();26 MEDIUM=repmat(0,1,length(R));
53 for q=1:length(errorstring)27 end
54 disp(errorstring{q})28
55 save2html('addtext',errorstring{q}29 for q=1:pakete
);30 if q*ceil(length(Z)/pakete)>length(Z)
56 end31 parameter{q}={P,K,D,M,I,R((q-1)*
57 end32 laenge+1:end),Z((q-1)*laenge+1:end),
MEDIUM((q-1)*laenge+1:end)};
33 pakete=q;
34 else
parameter{q}={P,K,D,M,I,R((q-1)*
laenge+1:q*laenge),Z((q-1)*laenge+1:q*
laenge),MEDIUM((q-1)*laenge+1:q*laenge)
};
end
end
Felder=startmulticoremaster(
@multicorefelderebene,parameter,P,
multicorepfad);
ER=[];
EZ=[];
B=[];
medien=[];
for q=1:pakete
ER=[ER; Felder{q}{1}];
EZ=[EZ; Felder{q}{2}];
B=[B; Felder{q}{3}];
medien=[medien; Felder{q}{4}];
end

```

A.1.14 felderebene.m

```

1 % function [ER EZ B medien]=felderebene(P,34
K,D,M,I,R,Z)
2 % Die Funktion 'felderebene' ist ein
3 % Wrapper fuer die Funktion
4 % 'multicorefelderebene', um mit mehreren35
5 % Prozessoren rechnen zu koennen.36
6 % Sie wird initialisiert mit den Programm-,37
7 % Konstanten-, Dipol-, und
8 % Messpunktstrukturen, dem38
9 % Dipolstaerkenvektor und den Koordinaten39
10 % in R40
11 % und Z, an denen die Felder in einem41
12 % Gitter berechnet werden sollen.42
13 % Sie gibt die elektrischen Felder in R-43
14 % und Z-Richtung und die magnetischen44
15 % in azimutaler Richtung zurueck, sowie45
16 % die Medienzugehoerigkeit der46
17 % berechneten47
18 % Punkte.48
19 % Der Bereich wird der Anzahl der49
20 % Prozessoren entsprechend in Pakete

```

```

50
51 %%% Anzeigen der fuer die Aufgaben
    benoetigten Zeit
52 zeit=loggen('zeige',zeit,P.ausgabe);

```

A.1.15 multicoREFelderebene.m

```

1 % function Felder=multicoREFelderebene(P,K
    ,D,M,I,R,Z,MEDIUM)
2 % Die Funktion 'felderebene' wird
    initialisiert mit den Programm-,
3 % Konstanten-, Dipol-, und
    Messpunktstrukturen, dem
4 % den Koordinaten in R und Z, an denen die
    Felder in einem Gitter
5 % berechnet werden sollen. Sie gibt in
    einem Zellenarray die Matrizen der
6 % elektrischen Felder in R- und Z-Richtung
    und die magnetischen
7 % in Y-Richtung zurueck, sowie die
    Medienzugehoerigkeit der berechneten
8 % Punkte.
9 function Felder=multicoREFelderebene(P,K,D
    ,M,I,R,Z,MEDIUM)
10 %% Reservieren des Speicherplatzes fuer
    die Variablen
11 ER=zeros(length(R),1);
12 EZ=ER;
13 B=ER;
14 medien=ER;
15 %% Berechnen der Felder in der rz-Ebene
16 % Staerke der Dipole in r bzw. z-Richtung
    fuer die einzelnen Medien
17 for medium=1:length(D)
18     ID(medium).r=2*I(2*ND(D,medium-1,'
    summe')+[1:ND(D,medium)]);
19     ID(medium).z =2*I(2*ND(D,medium-1,'
    summe')+ND(D,medium)+[1:ND(D,medium)]);
20 end
21 % Berechnen der Felder
22
23 for q=1:length(R)
24     r=R(q);
25     z=Z(q);
26     % Bestimmen des Mediums, in dem
    der aktuelle Punkt liegt.
27     if MEDIUM(q)==0
28         medium=domain(M,D,r,z);
29     else
30         medium=MEDIUM(q);

```

```

31     end
32
33     clear ERz ERr EZz EZr Bz Br
34     for d=1:ND(D,medium)
35         [Drr Drn]=dpos(D(medium).rz(d
    ,1),D(medium).abstand(d));
36         [ERz(d) ERr(d) EZz(d) EZr(d)
    Bz(d) Br(d)]=DPFelder(K,medium,r,z,
    Drr,Drn,D(medium).rz(d,2));
37     end
38
39     medien(q)=medium;
40
41     switch K.feld
42     case 'radialsymmetrischesLicht
43         ,
44             if medium==K.beleuchtet
45                 [EF1 EF3 HF2]=
46                 radsymLicht(K,r,z,K.winkel);
47             else
48                 EF1=0;
49                 EF3=0;
50                 HF2=0;
51             end
52             case 'stehenderDipol'
53                 if medium==K.beleuchtet
54                     [EF1 EF3 HF2]=
55                     stehenderDipol(K,r,z);
56                 else
57                     EF1=0;
58                     EF3=0;
59                     HF2=0;
60                 end
61             otherwise
62                 warning('Es wurde keine
63                 Feldart angegeben!');
64             end
65
66             ER(q)=sum(ID(medium).r.*ERr)+sum
67             (ID(medium).z.*ERz)+EF1;
68
69             EZ(q)=sum(ID(medium).r.*EZr)+sum(
70             ID(medium).z.*EZz)+EF3;
71
72             B(q)=sum(ID(medium).r.*Br)+sum(ID
73             (medium).z.*Bz)+HF2;
74     end
75     Felder={ER EZ B medien};

```


A.1.16 findmedium.m

```

1 % function index=findmedium(Mm,medium1,
    medium2,verknuepfung)
2 % Die Funktion 'findmedium' wird
    initialisiert mit dem
3 % Medienzugehoerigkeitsvektor M.m, zwei
    Mediennummern und optional einer
4 % Option für die Verknüpfung der
    Mediennummern.
5 % Sie gibt die Indizes der Messpunkte
    zurueck, auf die die angegebene
6 % Medienzugehoerigkeit zutrifft.
7 % findmedium(M.m,x,0) gibt alle Messpunkte
    zurueck, bei denen das Medium x
8 % in der ersten Spalte, findmedium(M.m,0,x
    ) alle, bei denen Medium x in der
9 % zweiten Spalte steht.
10 % findmedium(M.m,x,y) gibt alle Messpunkte
    zurueck, bei denen Medium x in
11 % der ersten und Medium y in der zweiten
    Spalte steht.
12 % findmedium(M.m,x,y,'&&') gibt alle
    Messpunkte zurueck, bei denen Medium x
13 % und Medium y in einer der Spalten
    vorkommen.
14 function index=findmedium(Mm,medium1,
    medium2,verknuepfung)
15 if medium1~=0 && medium2~=0 && nargin>3 &&
    any(strcmp(verknuepfung,{'&&' '&' 'und
    ' 'and'}))
16 index=find((Mm(:,1)==medium1 | Mm(:,2)
    ==medium2) & (Mm(:,1)==medium2 | Mm
    (:,2)==medium1));
17 elseif medium1~=0 && medium2~=0
18 index=find((Mm(:,1)==medium1 & Mm(:,2)
    ==medium2) | (Mm(:,1)==medium2 & Mm
    (:,2)==medium1));
19 elseif medium1~=0
20 index=find(Mm(:,1)==medium1);
21 elseif medium2~=0
22 index=find(Mm(:,2)==medium2);
23 end

```

A.1.17 dipolabstand.m

```

1 function Dabstand=dipolabstand(Dxz)
2 for q=1:length(Dxz)
3     index=[1:q-1 q+1:length(Dxz)];

```

```

4     Dabstand(q)=min(sqrt((Dxz(index,1)-Dxz(q
    ,1)).^2+(Dxz(index,2)-Dxz(q,2)).^2));
5 end

```

A.1.18 ND.m

```

1 function anzahl=ND(D,num,summe)
2 if nargin>2 && any(strcmp(summe,{'sum','
    summe'}))
3     anzahl=0;
4     for q=1:num
5         anzahl=anzahl+length(D(q).rz);
6     end
7 else
8     anzahl=size(D(num).rz,1);
9 end

```

A.1.19 NM.m

```

1 function anzahl=NM(M)
2 anzahl=length(M.xz);

```

A.1.20 domain.m

```

1 % function medium=domain(M,D,x,z)
2 % Die Funktion 'domain' wird mit den
    Messpunkten, den Dipolen und der x-
3 % und z-Koordinate des zu bestimmenden
    Punktes initialisiert.
4 % Sie berechnet die Nummer des Mediums, in
    dem sich der übergebene Punkt
5 % befindet.
6 function medium=domain(M,D,x,z)
7 %%
8     [temp index]=min((abs(M.xz(:,1)-
    abs(x)).^2+(M.xz(:,2)-z).^2).^0.5);
9     medien=M.m(index,:);
10    for q=1:2
11        abstand(q)=min(((D(medien(q)).xz
    (:,1))-abs(x)).^2+(D(medien(q)).xz(:,2)
    -z).^2).^0.5);
12    end
13    if abstand(1)>=abstand(2)
14        medium=medien(1);
15    else
16        medium=medien(2);
17    end
18 %%

```