INAUGURAL – DISSERTATION zur Erlangung der Doktorwürde der Naturwissenschaftlich – Mathematischen Gesamtfakultät der Ruprecht – Karls – Universität Heidelberg

> vorgelegt von Dipl.–Phys. Sven Preuß aus Oldenburg (Oldb)

Tag der mündl. Prüfung: 11. Februar 2004

Lichtmodulation durch ein elektrostatisch kontrolliertes granulares Gas

Gutachter: Prof. Dr. Siegfried Hunklinger

Prof. Dr. Karlheinz Meier

Lichtmodulation durch ein elektrostatisch kontrolliertes granulares Gas

Zur Herstellung von elektronischen, optischen oder mechanischen Komponenten mit Strukturen im Mikrometerbereich werden direktschreibende Lithographiesysteme eingesetzt, die einen modulierten Laserstrahl zur Erzeugung der Strukturen in einer photosensitiven Schicht verwenden. Im Rahmen dieser Arbeit sollte eine Modulationstechnik gefunden werden, die den Durchsatz dieser Systeme durch die parallele Modulation einer großen Anzahl von Strahlen erhöht.

Dazu wurde eine Technik entwickelt, bei der die Modulation des Lichtes durch ein granulares Gas erfolgt, welches zwischen den Elektroden eines Plattenkondensators erzeugt wird. In Abwesenheit eines elektrischen Feldes haften die wenige Mikrometer großen Teilchen an den Elektroden und das Licht kann den Kondensator ungehindert durchqueren. Wird eine Spannung angelegt, so werden die Teilchen im resultierenden elektrischen Feld beschleunigt und bilden ein granulares Gas, welches das Licht absorbiert oder streut.

Mit experimentellen Zellen wurden optische Schaltzeiten von unter 100 μ s gemessen, bei einer Effizienz von 80% und einem Kontrast von bis zu 1600:1. Bisher ist die Lebensdauer der Modulationszelle allerdings begrenzt, da Teilchen die Zelle verlassen und so die Dichte des granularen Gases verringern, bis letztendlich keine Modulation der Lichtintensität mehr möglich ist.

Light modulation through an electrostatically controlled granular gas

Direct-writing lithography systems are used to produce electronic, optical or mechanical components with structures in the micrometer range. They utilize a modulated Laser beam to create the structures in a photosensitive resist. The throughput of these systems would be increased by a modulation technique, with the ability to modulate a large number of beams in parallel.

For this reason a technique of light modulation was developed, based on the generation and control of a charged granular gas between two capacitor plates. In the absence of an electric field the micrometer sized particles adhere to the electrodes and the light passes through the capacitor without disturbance. By applying a voltage an electric field accelerates the particles and a granular gas is created, which absorbs or scatters the incoming light.

With an experimental modulator optical switching times of less than 100 microseconds were attained. The efficiency of the modulator was 80% and the contrast was measured to be up to 1600:1. The lack of confinement of the particles limit the lifetime of the modulator up to now. The density of the granular gas reduces with time, due to particles leaving the capacitor, until there is no more modulation of the light possible.

"Geiht nich, gifft nich"

(Zitat von meinem Opa)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung 1 3 Ausgewählte Methoden der Lichtmodulation 1 Parameter von Lichtmodulatoren 3 1.1 1.2 51.36 7 1.4 Flüssigkristalle 9 1.51.610 1.7Ansätze für Eigenentwicklungen 121.7.1Einfache Mikromechanik 121.7.2Piezoelektrische Modulatoren 141.7.3152 Mikrolithographie 19 2.1Maskenbelichtungstechniken 202.2Aufbau eines direktschreibenden Lithographiesystems 21 2.3Belichtungsparameter der direktschreibenden Lithographie 24242.3.12.3.2Auflösung und Strukturgröße 262.3.3262.4Belichtungsstrategien der direktschreibenden Lithographie 272.4.1282.4.2Zeilen–Modulation 30 2.4.3322.5Modulationstechnik für die direktschreibende Lithographie 33 3 Granulare Materie 37 3.1Granularer Festkörper 38 3.2 Granulare Flüssigkeit 39Granulares Gas 3.3 40

	3.4	Elektr	risch geladenes granulares Gas	41	
		3.4.1	Elektrostatische Kräfte	42	
		3.4.2	Adhäsion	44	
		3.4.3	Dynamik	46	
4	The	eorie d	er Lichtmodulation durch ein granulares Gas	51	
	4.1	Aufba	u einer Modulationszelle	51	
	4.2	Kontr	olle des granularen Gases	53	
	4.3	Eigens	schaften des Modulators	57	
		4.3.1	Effizienz	58	
		4.3.2	Kontrast	58	
		4.3.3	Schaltzeiten	59	
		4.3.4	Leistungsaufnahme	63	
		4.3.5	Modulierbare Lichtleistung	63	
5	Exp	perime	nte zur Lichtmodulation durch ein granulares Gas	65	
	5.1	Wahl	des granularen Materials	65	
	5.2	Exper	imenteller Aufbau	67	
		5.2.1	Elektroden	67	
		5.2.2	Aufbringen des Pulvers	68	
		5.2.3	Halterung der Modulationszelle	69	
		5.2.4	Trockenkammer	70	
		5.2.5	Elektronische Ansteuerung	71	
	5.3	Einflu	ss der Adhäsionskräfte	73	
	5.4	Effizienz			
	5.5	Kontrast			
	5.6 Abfall der Lichtintensität		der Lichtintensität	80	
		5.6.1	Theorie und Experiment	81	
		5.6.2	Reproduzierbarkeit innerhalb einer Zelle	82	
		5.6.3	Variation zwischen verschiedenen Zellen	84	
		5.6.4	Abhängigkeit vom Elektrodenabstand	85	
	5.7	Anstie	eg der Lichtintensität	86	
		5.7.1	Beschleunigter Anstieg durch geringe Feldstärke	86	
		5.7.2	Beschleunigter Anstieg durch isolierte Elektroden	88	
	5.8	Schalt	zeiten	90	
6	Zeilenmodulator auf Basis eines granularen Gases 9				
	6.1	Prinzi	pieller Aufbau und Funktionsweise	93	
	6.2	Eigens	schaften	95	
		6.2.1	Schaltzeiten	96	
		6.2.2	Kontrast	96	

Literaturverzeichnis 101				
Zusammenfassung				
6.2.5	Modulierbare Lichtleistung			
6.2.4	Leistungsaufnahme			
6.2.3	Effizienz			

Einleitung

In den letzten Jahrzehnten gab es in allen Bereichen der Technik und insbesondere in der Elektronik den Trend zu immer kleineren Dimensionen. War der erste Transistor in den Bell–Laboratorien noch ein makroskopisches Objekt, so sind heutige Schaltkreise nur unter dem Mikroskop zu erkennen. Auch die Strukturen von mechanischen und optischen Elemente werden zunehmend kleiner, und so lassen sich durch Kombination der verschiedenen Mikro–Komponenten mittlerweile vollkommen integrierte Schaltungen mit beweglichen Teilen fertigen. Und dieser Trend zur Verkleinerung hält an, mittlerweile wird immer häufiger der Begriff Nanotechnologie anstelle von Mikrotechnologie verwendet.

Zur Herstellung dieser mikroskopischen Strukturen werden mikrolithographische Prozesse eingesetzt, durch die eine effiziente Produktion dieser Elemente erst ermöglicht wird. Dabei wird in einem ersten Schritt aus elektronischen Daten eine sogenannte Maske erzeugt, die aus einem transparenten Substrat besteht, auf dem durch undurchsichtige Bereiche die Mikrostrukturen erzeugt werden. Diese Maske wird dann wie ein Negativ in der Fotoindustrie verwendet, das heißt, es werden durch optische Verfahren Kopien erzeugt und so die Mikrostrukturen in großen Mengen hergestellt.

Der wesentliche Unterschied in den beiden Schritten der mikrolithographischen Produktion besteht in dem zeitlichen Aufwand der Prozesse. Das Kopieren der Maske erfolgt vollautomatisch und benötigt weit weniger als eine Minute. Die eigentliche Herstellung der Maske kann dagegen mehrere Stunden oder sogar Tage in Anspruch nehmen. Diese zeitliche Differenz ergibt sich aus den unterschiedlichen Prozessen. Das Kopieren der Maske erfolgt in einem einzelnen Schritt, ihre Herstellung ist dagegen ein sequentieller Vorgang, bei dem elektronische Daten durch ein direktschreibendes Lithographiesystem in die Strukturen der Maske umgesetzt werden.

Ein solches direktschreibendes Lithographiesystem funktioniert im Prinzip wie ein Drucker. Das gesamte Bild, also in diesem Fall die Maske, wird durch eine Überlagerung von optisch nicht aufgelösten Bildpunkten erzeugt. Aufgrund der mikroskopischen Strukturen der Masken liegt der Abstand der einzelnen Bildpunkte dabei im Bereich von Nanometern, wodurch sich der zeitliche Aufwand für die Herstellung der Masken ergibt. Bei einer Auflösung von 100 nm muss das Lithographiesystem etwa 10¹⁰ Bildpunkte pro Quadratzentimeter setzen. Mit zunehmender Verkleinerung der Strukturen wird sich die benötigte Zeit pro Fläche weiter erhöhen, da die Auflösung immer besser werden muss.

Einer der führenden Hersteller von direktschreibenden Mikrolithographiesystemen ist die Firma *Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH (HIMT)*, welche eine Reihe von Systemen für unterschiedlichste Anwendungen produziert. Diese Systeme unterscheiden sich in ihrem Durchsatz und in der Größe der Masken, die produziert werden können, verwenden jedoch alle das gleiche Prinzip, um die Strukturen auf der Maske zu erzeugen. Dabei fährt ein fokussierter und modulierter Laserstrahl systematisch die gesamte Fläche der Maske ab und erzeugt in einer photosensitiven Schicht die gewünschten Mikrostrukturen.

Zur Modulation der Lichtintensität werden dabei akustooptische Modulatoren eingesetzt, die aufgrund ihrer Eigenschaften und besonders ihrer schnellen Schaltzeit gut für diesen Zweck geeignet sind. Um den Durchsatz der direktschreibenden Systeme zu erhöhen und um zukünftigen Anforderungen besser entsprechen zu können, wurden jedoch schon einige erfolglose Versuche unternommen, neue Modulationstechniken mit besseren Eigenschaften in den Systemen einzusetzen [SPE98, BUC95].

In Kooperation mit HIMT sollte im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine alternative Modulationstechnik entwickelt werden, welche eine bessere und vor allem schneller Belichtung der Masken ermöglicht, als dies bisher mit den akustooptischen Modulatoren möglich ist. Insbesondere sollte dabei eine mikromechanische Belichtungstechnik mit einer großen Anzahl von parallel arbeitenden Modulatoren in Betracht gezogen werden.

Zu diesem Zweck wurden zunächst sowohl kommerzielle Modulationstechniken als auch mögliche eigene Entwicklungen auf ihre potentielle Eignung für die direktschreibende Lithographie untersucht. Da keine der existierenden Techniken im besonderen Maße für die Anwendung geeignet schien, wurde beschlossen, einen Modulator auf Basis eines granularen Gases zu entwickeln, bei dem die Lichtintensität durch einen elektrostatisch kontrollierten Nebel aus Pulverteilchen moduliert wird. Dieses Prinzip entspricht einem neuen Modulationsverfahren, das gute Eigenschaften für den Einsatz in der direktschreibenden Lithographie verspricht.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die Modulationstechniken vorgestellt, die für die direktschreibende Lithographie in Betracht gezogen wurden. Die Anforderungen an diese Modulatoren und die Auswahl einer bestimmten Technik werden im zweiten Kapitel erklärt. Die Grundlagen, der zur Modulation verwendeten granularen Materie werden dann in Kapitel drei erläutert, bevor in den Kapiteln vier und fünf die theoretischen Eigenschaften dieser Technik und die experimentellen Ergebnisse beschrieben werden. Im letzten Kapitel wird schließlich dargestellt, wie ein Zeilenmodulator auf Basis dieser Technik realisiert werden könnte.

Kapitel 1

Ausgewählte Methoden der Lichtmodulation

In vielen Bereichen der Wissenschaft und des täglichen Lebens wird moduliertes Licht verwendet. Man benötigt es zum Beispiel bei Leuchtreklamen, Laserdruckern, Augenoperationen und der Mikrolithographie. Aus diesem Grund wurden eine ganze Reihe von Methoden entwickelt, um die Intensität oder Richtung von Licht zu steuern. Jede Anwendung stellt dabei andere Anforderungen an das modulierte Licht, so daß die meisten Techniken für bestimmte Anwendungen konzipiert und optimiert wurden und aufgrund ihrer Eigenschaften nicht ohne weiteres in anderen Bereichen einsetzbar sind.

In diesem Kapitel werden verschiedene Techniken der Lichtmodulation erklärt, die als Modulator für die direktschreibende Lithographie geeignet sein könnten. Dabei werden kommerziell erhältliche Modulatoren beschrieben, aber auch Ideen zu neuen oder abgewandelten Modulationstechniken vorgestellt.

1.1 Parameter von Lichtmodulatoren

Um einen Lichtmodulator zu betreiben werden unterschiedliche elektronische Signale benötigt, die dann abhängig von der jeweiligen Technik eine Beugung, Reflexion oder Absorption des Lichtes bewirken. Die daraus resultierenden Intensitätsschwankungen des Lichtes lassen sich unabhängig vom Prinzip des Modulators oder der erforderlichen Ansteuerung durch drei wesentliche Parameter beschreiben. Diese drei Parameter sind die *Schaltzeit, Effizienz* und der *Kontrast* eines Modulators.

Schaltzeit

Als optische Schaltzeit wird bei Lichtmodulatoren die Zeit bezeichnet, die benötigt wird, um das Lichtsignal ein- beziehungsweise auszuschalten. Dabei wird jedoch nicht

von der Zeit zwischen der maximalen und minimalen Intensität ausgegangen, sondern im Allgemeinen von der Zeit zwischen 10% und 90% und selten von der Zeit zwischen 20% und 80% des Maximalwertes. In Abbildung 1.1 ist die Bestimmung der Anstiegsund Abfallzeit (zwischen 10% und 90%) eines typischen Signals eines Lichtmodulators dargestellt. In diesem Fall ist die Anstiegs- gleich der Abfallzeit, was aber nicht notwendigerweise der Fall sein muss. Im Folgenden wird mit Anstiegs- bzw. Abfallzeit immer auf die Zeit zwischen 10% und 90% bzw. 90% und 10% Bezug genommen.



Abbildung 1.1: Dargestellt ist die Bestimmung der Schaltzeiten eines Modulators aus einem typischen Verlauf der Lichtintensität, mit der Anstiegszeit t_{ein} (10%-90%) und Abfallzeit t_{aus} (90%-10%).

Effizienz

Unter Effizienz oder auch Wirkungsgrad eines Modulators versteht man das Verhältnis der maximalen Ausgangsintensität I_1 zur eingehenden Intensität des Lichtes I_0 . Dieses Verhältnis ist kleiner eins, da in jedem Modulator ein Teil des eingestrahlten Lichtes durch Beugung, Reflexion oder Absorption verloren geht und im Allgemeinen in Wärme umgewandelt wird. Je größer die Effizienz ist, desto weniger Leistung benötigt die Lichtquelle um eine gegebene Signalstärke am Ausgang des Modulators zu erreichen.

Kontrast

Der Kontrast eines Modulators oder Bildes wird im Allgemeinen als das Verhältnis der Lichtintensitäten im ausgeschalteten (I_{\min}) und eingeschalteten (I_{\max}) Zustand angegeben. In Lehrbüchern ist der Kontrast oder die Modulation definiert als [HEC89]:

$$Kontrast \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} .$$
(1.1)

Dies entspricht dem Schwankungsbereich der Intensität um den Mittelwert, dividiert durch diesen Mittelwert. Es ist ein Maß dafür, wie deutlich der Unterschied zwischen ein- und ausgeschaltetem Zustand vor der Untergrundhelligkeit ist.

1.2 Akustooptische Elemente

Lichtmodulatoren auf Basis des akustooptischen Effekts sind momentan die Standardtechnik für die direktschreibende Laserlithographie. Als akustooptische Modulatoren (AOM) dienen sie zum Schalten und Regulieren der Lichtintensität, und als akustooptische Deflektoren (AOD) werden sie zur periodischen Ablenkung des Strahls genutzt.

Die wesentliche Komponente eines akustooptischen Bauteils ist ein Kristall (z.B. Ge, PbMoO₄, TeO₂), der auf mechanische Spannung und einer daraus resultierenden Dichteänderung mit einer Änderung des Brechungsindexes reagiert. Dieser Effekt wird bei akustooptischen Modulatoren genutzt, indem durch eine Ultraschallwelle periodische Dichteschwankungen in dem Kristall erzeugt werden. Die Wellenfronten der Ultraschallwelle können als reflektierende Ebenen angesehen werden, deren Reflektivität mit steigender Intensität der akustischen Welle zunimmt. Analog zur Bragg–Reflexion von Röntgen– oder Materiestrahlung besitzt die Intensität des reflektierten Lichtes der Wellenlänge λ ein Maximum, wenn die Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist:

$$\sin\vartheta = \frac{\lambda}{2d} = \lambda \frac{f_{\rm s}}{2c_{\rm s}} \quad . \tag{1.2}$$

Im akustooptischen Fall ist die Gitterkonstante $d = c_s/f_s$ durch den Abstand der Wellenfronten (\equiv Wellenlänge) der Ultraschallwelle gegeben, also durch den Quotienten aus der Schallgeschwindigkeit der Welle in dem Kristall und der Frequenz [PED96]. In Abbildung 1.2 ist das akustooptische Prinzip skizziert. Der Lichtstrahl trifft unter dem Winkel ϑ auf den Kristall, wird an der Ultraschallwelle reflektiert und um den Winkel φ abgelenkt.



Abbildung 1.2: Darstellung eines akustooptischen Modulators. Der piezoelektrische Wandler erzeugt eine Ultraschallwelle von der das Licht in die 1. Ordnung reflektiert wird, der Absorber verhindert eine Reflexion der Welle und somit unerwünschte Schwebungen.

Bei einem AOM wird durch eine Amplitudenmodulation der Ultraschallwelle die Intensität des Lichtes in der ersten Ordnung moduliert. Wird der Strahl der 0. Ordnung blockiert, so kann das Licht dadurch ein- und ausgeschaltet und in der Intensität variiert werden. Beim Einsatz als AOD kann durch Änderung der Frequenz der Schallwelle der Beugungswinkel φ um wenige Grad variiert werden. Dabei ist die Beugungseffizienz für $\varphi = 2\vartheta$ am größten, und mit steigender Winkeldifferenz dazu verringert sie sich. Eine ausführliche Beschreibung der akustooptischen Theorie findet man in [SPE98].

Der große Vorteil akustooptischer Modulatoren ist die Geschwindigkeit, mit der das Licht moduliert werden kann. Abhängig von der Schallgeschwindigkeit des Kristalls und dem Durchmesser des zu modulierenden Lichtstrahls liegen die Schaltzeiten im Bereich von 10 ns bis zu 1 μ s. Beim Einsatz als Deflektor ist ein weiterer Vorteil dieser Technik, dass die Ablenkung des Strahl trägheitsfrei geschieht.

Nachteil akustooptischer Bauteile ist die geringe Effizienz der Modulatoren, die beim Einsatz als AOM bei etwa 70% und als AOD bei nur 50% liegt. Dadurch geht bei sequentiellem Einsatz mehrerer Bauteile ein großer Teil der Lichtenergie verloren. Darüber hinaus lässt sich nur ein Lichtstrahl modulieren, so dass zur parallelen Modulation von n Lichtstrahlen auch n Modulatoren benötigt werden.

1.3 Elektrooptische Modulatoren

Bei den elektrooptischen Modulatoren wird der Effekt ausgenutzt, dass sich der Brechungsindex n_0 eines Materials in einem starken elektrischen Feld um den Betrag Δn ändert. Diese feldstärkebedingte Änderung kann durch folgende Gleichung charakterisiert werden [PED96]:

$$|\Delta n| = r \frac{n_0^3}{2} E + R \frac{n_0^3}{2} E^2.$$
(1.3)

Die elektrooptischen Konstanten r und R sind im Allgemeinen Tensoren, die durch die Kristallsymmetrie bestimmt werden. Man unterscheidet zwei elektrooptische Effekte, den linearen Pockels–Effekt, der 1893 von C.A. Pockels untersucht wurde, und den quadratischen Kerr–Effekt, der bereits 1875 von J. Kerr entdeckt wurde.

Der Pockels-Effekt resultiert aus dem linearen Term der Gleichung 1.3 und tritt in doppelbrechenden Kristallen ohne Inversionssymmetrie auf (z.B. Lithiumniobat, Lithiumtantalat). Durchquert Licht einen einachsigen doppelbrechenden Kristall in Richtung der optischen Achse, breitet es sich zunächst gleichmäßig aus. Wird ein elektrisches Feld angelegt, so hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit jedoch von der Polarisationsrichtung des Lichtes ab. Polarisiertes Licht, das den Kristall bei angelegtem Feld durchquert, wird in zwei normal stehende Komponenten zerlegt, die sich unterschiedlich schnell ausbreiten und somit in ihrer Phase zueinander verschoben werden. Abhängig von der Länge des Kristalls existiert eine elektrische Feldstärke, bei welcher der Kristall wie ein $\lambda/2$ –Plättchen wirkt und die Polarisationsrichtung um 90° dreht. Bringt man den Kristall zwischen zwei gekreuzte Polarisatoren, so lässt sich durch Variation der Spannung die Lichtintensität modulieren.

Der Kerr-Effekt beruht auf dem quadratischen Term der Gleichung 1.3 und ist in isotropen Medien, wie Gläsern und Flüssigkeiten zu beobachten (z.B. Nitrobenzol, Schwefelkohlenstoff). Ein elektrisches Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes führt zu einer teilweisen Ausrichtung der Moleküle und erzeugt dadurch eine Doppelbrechung. Da die thermische Bewegung der Moleküle der Ausrichtung entgegenwirkt, ist der Effekt bei niedrigen Temperaturen stärker ausgeprägt. Durch Wahl einer passenden elektrischen Feldstärke lässt sich die Polarisationsrichtung des Lichtes in einer Kerr-Zelle analog zur Pockels-Zelle um 90° drehen und so die Lichtintensität mit Hilfe von zwei Polarisatoren modulieren.

Der Vorteil der elektrooptischen Modulatoren ist ihre geringe optischen Schaltzeit von < 1 ns, wodurch Modulationsfrequenzen von mehreren GHz erreicht werden. Allerdings benötigen die Modulatoren hohe Spannungen, so braucht die Pockels–Zelle einige kV zum Betrieb, die Kerr–Zelle sogar noch etwa zehnmal mehr Spannung. Wegen der hohen erforderlichen Spannung und Materialproblemen (Nitrobenzol ist flüssig, giftig und explosiv) werden Kerr–Zellen nur selten eingesetzt.

1.4 Flüssigkristalle

Bereits 1888 beobachtete der österreichische Botaniker Friedrich Reinitzer sogenannte Flüssigkristalle bei verschiedenen organischen Substanzen. Es handelt sich dabei um eine Übergangsphase (Mesophase) zwischen dem kristallinen und dem isotropen flüssigen Zustand. In dieser Phase sind die organischen Moleküle frei beweglich, besitzen aber eine bevorzugte räumliche Orientierung. Die Anwendungsmöglichkeiten dieser Substanzen wurden jedoch erst 1968 entdeckt, als die Grundlagen für die heute weit verbreiteten Flüssigkristallanzeigen (LCD \equiv Liquid Crystal Display) gelegt wurden [CAS88].

Die flüssigkristallinen Substanzen bestehen aus gestreckten organischen Molekülen, die aufgrund ihres molekularen Aufbaus eine starke Anisotropie der mikroskopischen physikalischen Eigenschaften aufweisen. Dies gilt insbesondere für die Dielektrizitätskonstante, wodurch sich die Moleküle in einem elektrischen Feld in eine gemeinsame Richtung orientieren. In der flüssigkristallinen Form ordnen sich die Moleküle in drei unterschiedlichen Phasen an, die als *nematisch*, *smektisch* und *cholesterinisch* bezeichnet werden. In der nematischen und smektischen Phase (Abb. 1.3 a,b) stimmt die räumliche Orientierung der Moleküle annährend überein. Der Unterschied zwischen den beiden Phasen besteht darin, dass die Moleküle in der nematischen willkürlich im Raum verteilt sind, in der smektischen dagegen in Schichten angeordnet sind, die sich gegeneinander verschieben lassen. Die cholesterinische Phase (Abb. 1.3 c) besteht aus übereinander liegenden nematischen Schichten, die schraubenförmig gegeneinander verdrehten sind und eine Helix mit einer Ganghöhe von 0,1 - 20 μ m bilden.



Abbildung 1.3: Darstellung der drei flüssigkristallinen Mesophasen: a) nematisch; b) smektisch; c) cholesterinisch; Die Moleküle zeigen nicht exakt aber annähernd in die gleiche Richtung.

Zur Modulation von Licht können die Flüssigkristalle in unterschiedlicher Weise eingesetzt werden, wobei am häufigsten die in Abbildung 1.4 dargestellte nematische Drehzelle (Twisted–Nematic (TN)) verwendet wird.

Bei dieser Zelle sind zwei gekreuzte Polarisationsfolien auf der Außenseite von dünnen Glasplatten aufgebracht, zwischen denen sich die etwa 5 - 10 μ m dicke Flüssigkristallschicht befindet. Auf der Innenseite der Glasplatten sind durchsichtige Elektroden (meist aus Indium–Zinn–Oxid (ITO)) aufgebracht, die wiederum von einer Polymerschicht überzogen sind. Durch unidirektionales Polieren der Polymerschicht entstehen feine Rillen, an denen sich die Moleküle ausrichten und somit parallel zur jeweiligen Transmissionsrichtung der Polarisatoren liegen. Durch Wechselwirkung der Moleküle entsteht eine kontinuierliche Verdrehung der Molekülachsen um 90° zwischen den beiden Glasplatten. Die Polarisationsrichtung einer einfallenden Lichtwelle wird auf der Strecke zwischen den Glasplatten von den Molekülen ebenfalls um 90° gedreht und so kann das Licht den zweiten Polarisator passieren.

Nach Anlegen einer Spannung zwischen den Elektroden richten sich die Moleküle parallel zum elektrischen Feld aus, so dass die Polarisationsrichtung des Lichtes nicht mehr gedreht wird und es den zweiten Polarisator nicht passieren kann.



Abbildung 1.4: Aufbau einer nematischen Drehzelle. Ohne ein elektrisches Feld kann das Licht die Zelle passieren (links), nach dem Anlegen einer Spannung richten sich die Moleküle aus und das Licht wird vom zweiten Polarisator aufgehalten (rechts) [WTEC].

Durch ihre Eigenschaften sind die Flüssigkristallanzeigen gut einsetzbar im Bereich der Bilderzeugung, allerdings haben sie auch gewisse Nachteile wie einen eingeschränkten Betrachtungswinkel und relativ geringe Schaltgeschwindigkeiten. Da die Flüssigkristalle eine viskose Flüssigkeit darstellen, findet die Ausrichtung der Moleküle im elektrischen Feld nur langsam statt, so dass die Zellen eine typische Schaltzeit von 20 ms besitzen. In der Entwicklung befinden sich die ferroelektrischen LCDs (FLCD), die Schaltzeiten von etwa 10 μ s erreichen, aber (noch) einen schlechten Kontrast als Nachteil haben.

Ein weiterer Nachteil der LCD–Technik ist die hohe Absorption in einer Flüssigkristallzelle, die zu einem erheblichen Verlust an Lichtintensität führt. Außer den Verlusten im Flüssigkristall selbst, tragen auch die beiden Elektroden stark zur Absorption bei. Eine typische ITO–Schicht besitzt im sichtbaren Bereich eine Transmission von etwa 80%, so dass allein die beiden Elektroden etwa ein Drittel des einfallenden Lichtes absorbieren.

1.5 Elektrophoretische Modulatoren

Die Elektrophorese ist eine Methode zur Fraktionierung von geladenen Teilchen in einem elektrischen Feld. Sie wird besonders in der Chemie zur Trennung von Molekülen nach Ladung und/oder Molekulargewicht genutzt. Das Prinzip lässt sich aber auch zur Modulation von Licht nutzen, indem geladene Teilchen, die sich in einer Flüssigkeit befinden (Suspension), in einem elektrischen Feld gezielt bewegt werden. Abhängig vom Aufbau des Modulators lässt sich durch dieses Verfahren die Reflektivität oder die Transmission einer Zelle verändern. Verschieden Firmen (u.a. Philips, Xerox, E–Ink) nutzen dieses Prinzip auf unterschiedliche Weise und versuchen sogenanntes Elektronisches Papier herzustellen. In Abbildung 1.5 ist exemplarisch die Methode der Firma E–Ink dargestellt [EINK]. Bei dieser Technik enthalten Mikrokapseln, die einen Durchmesser von etwa 50 μ m haben, eine Suspension aus einer farblosen Flüssigkeit und entgegengesetzt geladenen schwarzen und weißen Teilchen. Die Mikrokapseln befinden sich zwischen Elektroden, so dass die Teilchen in einem äußeren elektrischen Feld getrennt werden können. Dadurch erscheint ein Bildpunkt durch die obere, transparente Elektrode entweder schwarz oder weiß, abhängig von der Richtung des Feldes.



Abbildung 1.5: Prinzip des elektronischen Papiers der Firma E–Ink [EINK]. Abhängig von der Richtung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden erscheint ein Pixel durch die transparente Elektrode schwarz oder weiß.

Die positive Eigenschaft dieses Verfahrens ist der erreichbare Kontrast, der nahezu an den Kontrast von echtem Papier heranreicht. Ebenso ist die Leistungsaufnahme sehr gering, da das Bild in ausgeschaltetem Zustand erhalten bleibt und somit nur bei einer Bildänderung Energie benötigt wird. Allerdings ist die Schaltzeit der elektrophoretischen Zellen mit typisch etwa 100 ms sehr langsam. Da die geladenen Teilchen sich in einer Flüssigkeit bewegen ist ihre Geschwindigkeit bei gegebener Feldstärke durch die Viskosität begrenzt. Die Größe der geladenen Teilchen liegt im Allgemeinen unter einem Mikrometer, so dass die Auflösung der elektrophoretischen Anzeigen im Wesentlichen durch die Größe der Elektroden bestimmt ist. Für die Anwendung in der Lithographie müsste eine elektrophoretische Zelle gefunden werden, die nicht ihre Reflektivität sondern die Transmission moduliert.

1.6 Mikrospiegel

Eine der neuesten Entwicklungen im Bereich der Lichtmodulatoren stellen die Mikrospiegel (Micro Opto Electro Mechanical Systems (MOEMS)) dar, die in Größen von einigen Mikrometern bis zu wenigen Millimetern verwendet werden. Die Herstellung dieser Spiegel erfolgt durch eine Mehrschichttechnik, bei der die einzelnen Schichten der Spiegelstruktur auf einen Wafer aufgebracht und jeweils lithographisch bearbeitet werden. Einen Typ von Mikrospiegeln stellen die Deflektoren dar, die aus einem einzelnen Spiegel bestehen, der durch elektrostatische Anregung zur Oszillation gebracht wird und so einen Lichtstrahl periodisch ablenkt [SCH99]. Diese Deflektoren oszillieren um eine oder zwei Achsen und erreichen bei Frequenzen bis zu 20 kHz einen Ablenkwinkel von etwa 60° [IMS00].

Am häufigsten werden Mikrospiegel jedoch in Form einer zweidimensionalen Matrix verwendet, bei der eine große Zahl von Spiegeln parallel geschaltet werden kann. Dabei kommen zwei unterschiedliche Typen von Spiegeln zum Einsatz, die entweder die Phase oder die Richtung des einfallenden Lichtes modulieren. Diese Mikrospiegel–Arrays können zum Beispiel zur adaptiven Korrektur optischer Systeme [IMS99], zur Schaltung optischer Signale in der Nachrichtentechnik [YOD01], in Druckern [NEL95], oder zur Videoprojektion [HOR95] verwendet werden.

Die technisch ausgereiftesten Mikrospiegel werden im 'Digital-Micromirror-Device' (DMD) der Firma Texas Instruments verwendet (Abbildung 1.6). Bereits 1977 wurde die Entwicklung der DMDs begonnen und seit einigen Jahren werden Spiegel-Arrays in SXGA-Auflösung (1280 \times 1024) mit über einer Million einzelnen Spiegeln hergestellt und in Video-Projektoren verwendet [HOR98].



Abbildung 1.6: Explosionsdarstellung der einzelnen Lagen eines DMD Spiegels [MIG98].

Die einzelnen Spiegel besitzen eine Kantenlänge von 16 μ m und sind in einem Raster von 17 μ m angebracht, wodurch eine nahezu geschlossene Spiegelfläche entsteht. Dieser hohe Füllfaktor der Fläche wird dadurch erreicht, dass alle Elektroden und die zum Schalten benötigte Mechanik unter dem Spiegel liegen. Durch elektrostatische Kräfte lässt sich jeder Spiegel in eine von zwei möglichen Positionen schalten, wodurch die Richtung des ausfallenden Lichtstrahls um 20° verändert wird und somit ein Pixel ein-oder ausgeschaltet werden kann.

Der Vorteil der Mikrospiegel liegt in ihrer relativ hohen Schaltgeschwindigkeit, die im Fall der DMD–Spiegel bei etwa 15 μ s liegt, und der Möglichkeit sehr viele Bildpunkte parallel zu modulieren. Betrachtet man den Füllfaktor (89%), die Reflektivität (88%) und die Beugungseffizienz (85%), so liegt die gesamte optische Effizienz der DMD–Mikrospiegel bei etwa 70% [HOR97]. Werte anderer Hersteller von Mikrospiegeln dürften ähnlich oder eher schlechter sein.

Der Nachteil der Mikrospiegel ist die Reproduzierbarkeit, da bei solch kleinen Dimensionen die Adhäsionskräfte eine große Rolle spielen und die Spiegel aufgrund dieser Kräfte gelegentlich nicht schalten oder völlig ausfallen. Ebenso sind sie sehr anfällig für Verunreinigungen, schon kleinste Teilchen im Mikrometerbereich können die Spiegel in ihrer Funktion beeinträchtigen.

1.7 Ansätze für Eigenentwicklungen

Neben dem Einsatz von kommerziell erhältlichen Modulatoren besteht die Möglichkeit, eine neue oder abgewandelte Technik zu entwickeln, die speziell die Anforderungen der direktschreibenden Lithographie erfüllt. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Ansätze daraufhin untersucht, ob sie den Anforderungen an die Modulation gerecht werden könnten und ob sie im Rahmen dieser Arbeit technisch realisierbar sind. Im Folgenden werden einige dieser Ansätze vorgestellt und ihre potentiellen Eigenschaften und die technische Machbarkeit werden diskutiert.

1.7.1 Einfache Mikromechanik

Die einfachste Form eines Mikrospiegels, mit dem ein Lichtstrahl abgelenkt werden kann, ist in Abbildung 1.7 zu sehen. Im Wesentlichen ist ein solcher Aufbau ein Kondensator, wobei die obere Elektrode als Spiegel dient. Wird eine Spannung zwischen den beiden Elektroden angelegt, so bewirkt die elektrostatische Anziehungskraft (Gleichung 3.1) eine Biegung des Spiegels und somit eine Ablenkung des reflektierten Lichtstrahls. Durch den Einsatz einer Apertur kann einer der Strahlen ausgeblendet und somit das Licht ein- und ausgeschaltet werden.

Die Schaltzeit eines solchen Mikrospiegels liegt im Bereich von 10 - 100 μ s, abhängig von der Größe der Spiegel, der angelegten Spannung und der gewünschten Ablenkung des Lichtstrahls. Neben dieser relativ schnellen Schaltzeit hat ein solcher Schalter den Vorteil, dass durch den Einsatz mehrerer Mikrospiegel viele Lichtstrahlen parallel moduliert werden können.



Abbildung 1.7: Darstellung eines einfachen Mikrospiegels. Durch anlegen einer Spannung wird die nur wenige Mikrometer dicke Spiegel-Elektrode von der unteren Elektrode angezogen, wodurch die Richtung des reflektierten Lichtstrahls verändert wird.

Die Herstellung eines Mikrospiegels ist relativ aufwendig und erfolgt durch Mehrschichttechnik, das heißt, es werden nacheinander die verschiedenen Schichten auf ein Substrat gebracht und bearbeitet [TSA02]. Jede Schicht wird dabei mit einem Photolack überzogen, der mit einem Lithographiesystem entsprechend belichtet wird. Anschließend kann durch trocken- oder naßchemische Ätzverfahren die gewünschte Struktur erzeugt werden.

Zur Fertigung eines Mikrospiegels benötigt man demnach verschiedene Apparaturen zum Aufbringen der Schichten (bedampfen, sputtern, aufschleudern), sowie die Möglichkeit zum Ätzen. Alle Arbeiten zur Herstellung so wie die Tests der fertigen Spiegel sollten in einem Reinraum geschehen, da schon kleinste Staubteilchen einen Mikrospiegel in seiner Funktion beeinträchtigen oder völlig zerstören können.

Ein sehr wichtiger Faktor bei der Herstellung von mikromechanischen Systemen ist die Kenntnis der Eigenschaften der verwendeten Materialien. Neben den elektrischen spielen vor allem die mechanischen Eigenschaften eine entscheidende Rolle. Diese unterscheiden sich im mikroskopischen Bereich oft von denen eines makroskopischen Körpers. Es muss herausgefunden werden, wie und ob sich die geeigneten Materialien in gleichmäßigen Schichten aufbringen lassen, wie gut sie aneinander haften und wie sie chemisch strukturiert werden können. Bei beweglichen Elementen ist darüber hinaus die Lebensdauer von Bedeutung, das heißt, wie oft und in welchem Maße sie bewegt werden können, ohne sich plastisch zu verformen oder abzubrechen [BAG02, ERB01].

Um Mikrospiegel zur Modulation von Licht einsetzen zu können, müssen zusätzlich eine Reihe von weiteren Faktoren berücksichtigt werden. Zum Beispiel die Hysterese bei elastischen Bewegungen oder die Tatsache, das scheinbar identische Spiegel aufgrund von kleinsten Unterschieden abweichende, mechanische Eigenschaften besitzen. Auch spielt die Adhäsion im mikroskopischen Bereich ein starke Rolle, wodurch die Reproduzierbarkeit von Schaltvorgängen beeinflußt werden kann. Und schließlich stellt sich die Frage, wie sich starkes Licht und eine damit verbundene Erwärmung auf die Mikrospiegel auswirkt.

1.7.2 Piezoelektrische Modulatoren

Piezoelektrische Materialien wie Quarz oder Blei–Zirkonat–Titanat (PZT) bieten eine weitere Möglichkeit mikromechanische Bewegung zu erzeugen. Werden sie einem elektrischen Feld ausgesetzt, so kommt es zu einer mechanischen Deformation im Material, woraus eine gut reproduzierbare Längenänderung resultiert. Der Vorteil dieser piezoelektrischen Elemente ist die hohe Geschwindigkeit mit der die Bewegung geschieht, dabei sind Beschleunigungen von mehr als 10⁴ g möglich, wodurch die Zeit für typische Auslenkungen im Mikrometerbereich nur wenige Mikrosekunden beträgt. Auf diese Weise lassen sich mikromechanische Strukturen ähnlich schnell schalten wie durch elektrostatische Kräfte.

Nachteil der piezoelektrischen Materialien ist die hohe benötigte Spannung und der geringe Hub. Im Fall von PZT wird für die maximal erreichbare relative Längenänderung von etwa 0,1% eine Feldstärke von 10⁶ V/m benötigt. Um bei gegebenem Hub die erforderliche Spannung zu erniedrigen, werden daher häufig 20 - 100 μ m dicke Schichten aus piezoelektrischem Material gestapelt und jeweils einzeln durch Elektroden angesteuert.

Neben der Anwendung in einem mikromechanischen Spiegel gibt es eine weitere Art, den piezoelektrischen Effekt zur Modulation von Licht zu nutzen. Da Piezo–Aktuatoren in der Lage sind große Drücke zu erzeugen, können sie benutzt werden, um einen Modulator auf Basis der gestörten Totalreflexion am Prisma zu entwickeln (engl.: frustrated total internal reflection (FTIR)). Es existieren verschiedene Patente auf Basis dieses Verfahrens, die sich mit Lichtmodulation [UBC99, LAU93] oder auch der Erkennung von Fingerabdrücken befassen [ARE99].

Bei der Totalreflexion in einem Prisma wird die Lichtenergie in Form einer evaneszenten Oberflächenwelle entlang der Grenzfläche durch das optisch dünnere Medium geführt. Dadurch kommt es zwischen ein- und ausfallendem Strahl zu einem Versatz in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes, wie es übertrieben in Abbildung 1.8 dargestellt ist. Senkrecht zur Grenzfläche nimmt die Intensität der evaneszenten Welle exponentiell ab und ist in einem Abstand von drei bis vier Wellenlängen kaum noch nachweisbar [BER78]. Bei Annäherung eines optisch dichteren Mediums an die Grenzfläche beginnen Photonen durch den Spalt zu tunneln und verringern so die Energie der evaneszenten Welle. Dadurch wird der einfallende Strahl nicht mehr hundertprozentig reflektiert und die Intensität des reflektierten Strahls verringert sich.

Bei einem Modulator auf Basis der gestörten Totalreflexion, wie in Abbildung 1.8 dargestellt, ist das Licht ausgeschaltet $(I_1 = 0)$, wenn sich der Absorber in direktem Kontakt (d = 0) mit dem Prisma befindet und eingeschaltet $(I_1 = I_0)$, sobald der Absorber den Bereich der evaneszenten Welle verlässt $(d > 2 \ \mu m)$. In dem Bereich zwischen diesen beiden Extremen ist die Lichtintensität exponentiell vom Abstand dzwischen Absorber und Prisma abhängig $(0 \le I_1 \le I_0)$.



Abbildung 1.8: Prinzip der gestörten Totalreflexion. Bei Verkleinerung des Abstands d unter 2 μ m wird zunehmend mehr Energie der evaneszenten Welle vom Absorber aufgenommen und so die Intensität I₁ des reflektierten Lichtstrahls verringert.

Zur Bewegung des Absorbers ist daher ein Piezo mit einem Hub von mehr als 2 μ m notwendig, was einer Länge von wenigen Millimetern entspricht. Zum Betrieb wären einige zehn bis einige hundert Volt nötig, abhängig von der Anzahl und Dicke der Schichten, aus denen der Piezo besteht.

Bei der Entwicklung eines solchen Modulators würde die Wahl des Absorbers eine entscheidende Rolle spielen. Das verwendete Material muss Licht sehr effektiv absorbieren, um einen guten Kontrast zwischen ein- und ausgeschaltetem Licht zu erhalten. Gleichzeitig darf das Material des Absorbers keinen Abrieb hinterlassen, da dieser permanent die Intensität des Lichtstrahls und somit die Effizienz verringern würde. Da schon kleinste Abstände zwischen Prisma und Absorber zu einem Anstieg der Intensität des reflektierten Strahls I_1 führen, muss das Material in der Lage sein, sich der Oberfläche des Prismas anzupassen. Darüber hinaus muss der Modulator im Vakuum betrieben werden, da es sonst zu Lufteinschlüssen zwischen Absorber und Prisma kommen kann. Zur parallelen Modulation von Lichtstrahlen könnten mehrere Piezos nebeneinander eingesetzt werden, allerdings wäre ihr minimaler Abstand durch die hohen Spannungen und die damit verbundene Gefahr eines elektrischen Durchschlags begrenzt.

1.7.3 Modulation durch ein granulares Gas

Bei allen Eigenentwicklungen von mikromechanischen Modulatoren wäre es das größte Problem, Materialien zu finden, die sich reproduzierbar bewegen, ohne sich plastisch zu verformen, Verschleiß zu zeigen oder abzubrechen. Diese Probleme lassen sich durch einen Modulator auf Basis des elektrophoretischen Prinzips minimieren. Da hierbei das Licht durch eine große Anzahl von Teilchen moduliert wird, fällt es nicht ins Gewicht, falls einige Teilchen sich nicht wie erwartet verhalten. Der Nachteil der gängigen elektrophoretischen Prinzipien ist die hohe optische Schaltzeit, die sich durch die Viskosität der Flüssigkeit ergibt, in der sich die geladenen Teilchen bewegen. Diese Geschwindigkeit lässt sich erheblich steigern, falls die Teilchen sich nicht in einer Flüssigkeit, sondern in einem Gas oder im Vakuum bewegen.

Wird ein elektrisch leitendes Pulver zwischen die Platten eines Kondensators gebracht und ein elektrisches Feld zwischen diesen Platten erzeugt, so entsteht ein sogenanntes granulares Gas [ARA00]. Wie in Abbildung 1.9 dargestellt, werden dabei die leitenden Teilchen bei Kontakt mit einer der Platten elektrisch geladen und dann im elektrischen Feld zur gegenüber liegenden Elektrode beschleunigt, wo sie ihre Ladung abgeben und entgegengesetzt geladen werden. Auf diese Weise fliegen die Pulverteilchen kontinuierlich zwischen den Elektroden hin und her und erzeugen das granulare Gas, welches einen parallel zu den Elektroden einfallenden Lichtstrahl absorbiert. Ohne elektrisches Feld bleiben die Teilchen beim Kontakt mit den Elektroden an diesen haften und das granulare Gas verschwindet. So kann durch ein- und ausschalten der Spannung das Licht moduliert werden.



Abbildung 1.9: Darstellung einer Modulationszelle auf Basis eines granularen Gases. Ohne elektrisches Feld zwischen den Platten haften die Pulverteilchen an den Elektroden und das Licht kann ungehindert passieren (links). Nach Anlegen einer Spannung werden die Teilchen geladen, bewegen sich im elektrischen Feld und erzeugen ein granulares Gas, welches das eingestrahlte Licht abschwächt (rechts).

Die Schaltzeit eines solchen Modulators ist abhängig von der spezifischen Dichte des Pulvermaterials, der Größe der einzelnen Teilchen und besonders von der Stärke des elektrischen Feldes, also dem Verhältnis von Spannung und Abstand der Platten. Erste Versuche mit einem Silberpulver, zwei Elektroden im Abstand von 1 mm und einer Spannung von 1000 V ergaben 100 ms für die Anstiegs- und 2 ms für die Abfallzeit der Lichtintensität.

Durch Verringerung des Abstandes der Elektroden und Wahl eines anderen Pulvers sollten daher Schaltzeiten von weniger als einer Millisekunde bei Spannungen von etwa 100 V realisierbar sein. Der Kontrast zwischen ein- und ausgeschaltetem Strahl ist beliebig gut, da die Absorbtion von der Strecke abhängig ist, die das Licht durch das granulare Gas zurücklegt. Ebenso sollte die Effizienz dieser Modulationstechnik sehr hoch sein, da das Licht die Zelle ohne granulares Gas ungehindert durchqueren kann.

Bei der Entwicklung einer solchen Modulationszelle müsste ein Pulver mit geeigneten mechanischen und elektrischen Eigenschaften und einer passenden Teilchengröße gefunden werden. Als Kondensatorplatten lassen sich mit Metall beschichtete Glasplatten verwenden, auf denen verschiedene Formen von Elektroden durch lithographische Prozesse erzeugt werden können. Dies hat den Vorteil, dass auch kleinste Strukturen möglich sind, wodurch eine mögliche Parallelisierung von mehreren Zellen vereinfacht wird.

Kapitel 2

Mikrolithographie

Der Begriff Lithographie bezeichnet in seiner ursprünglichen Bedeutung ein Steindruckverfahren. Dabei wird ein strukturierter Stein eingefärbt und dann wiederholt verwendet, um ein Bild zu drucken. Nach diesem Prinzip funktioniert auch die Mikrolithographie, wobei der Stein durch eine sogenannte Maske und die Farbe durch Licht ersetzt wird. Durch diese Technik können Strukturen bis hinunter in den Submikrometerbereich in großer Zahl hergestellt werden. Mikrolithographische Prozesse sind daher weit verbreitet und kommen nicht nur im Bereich der Mikroelektronik zum Einsatz, sondern werden auch zur Herstellung von mikromechanischen Elementen (MEMS), optischen Komponenten oder TFT–Bildschirmen (TFT \equiv Thin–Film–Transistor) verwendet.

Die mikrolithographische Produktion unterteilt sich dabei in zwei wesentliche Prozesse. Im ersten Schritt wird durch die direktschreibende Lithographie aus elektronischen Daten die Maske erzeugt. Diese Maske wird dann im zweiten Schritt für die Massenproduktion verwendet und durch unterschiedliche Verfahren kopiert.

Der Begriff 'Maske' steht hier für ein transparentes Substrat auf dem ein Bild (Design) durch lichtundurchlässige Bereiche erzeugt wird. Im einfachsten Fall lässt sich so eine Maske durch eine bedruckte Folie realisieren. Bei hochauflösenden Strukturen im Mikrometerbereich werden jedoch Glasplatten verwendet, auf denen das Design entweder durch eine dünne Chromschicht (Chrommaske) oder durch die geschwärzten Bereiche einer Photoemulsion (Emulsionsmaske) erzeugt wird.

In diesem Kapitel wird im Wesentlichen auf die Prozesse und Techniken der direktschreibenden Mikrolithographie eingegangen. Dabei wird der Aufbau und die Funktionsweise eines kommerziellen, direktschreibenden Systems beschrieben, sowie die Parameter und Belichtungsstrategien der direktschreibenden Mikrolithographie erläuter.

Zur Einführung werden jedoch zunächst kurz die Belichtungsverfahren beschrieben, mit denen in der Massenproduktion die lithographischen Masken in großer Zahl vervielfältigt werden.

2.1 Maskenbelichtungstechniken

Bei der lithographischen Produktion werden die Strukturen einer Maske in einen Photolack belichtet, der auf einem Substrat aufgebracht wurde. Die Dicke des Photolacks variiert dabei von einigen hundert Nanometern bis zu einigen zehn Mikrometern. Bei den Substraten handelt es sich häufig um Leiterplatten oder Silizium–Wafer für die Mikroelektronik, prinzipiell kann aber nahezu jedes Material verwendet werden.

Bei der Belichtung eines Substrats wird die chemische Struktur des Photolacks durch das einfallende Licht verändert. Im Falle eines positiven Photolacks werden diese belichteten Bereiche dann in einem Entwicklungsprozess entfernt (siehe Abbildung 2.1). Der verbliebene Photolack schützt die Substratoberfläche vor weiteren Bearbeitungsprozessen wie Ätzen, Bedampfen oder Sputtern.



Abbildung 2.1: Prinzipielle Darstellung einer mikrolithographischen Belichtung. Durch die Maske belichtete Bereiche des positiven Photolacks werden durch die Entwicklung entfernt. Der zurückbleibende Lack schützt das Substrat bei weiteren Prozessen.

In kommerziellen Systemen erfolgt die Maskenbelichtung vollautomatisch, so dass ein Durchsatz von bis zu 100 Belichtungen pro Stunde erreicht wird. Um die Zeit für die Belichtungen zu minimieren, werden als Lichtquellen intensive Hochdruck–Quecksilberdampflampen oder leistungsstarke Excimer–Laser verwendet. Bei den Belichtungstechniken, die zum Einsatz kommen, unterscheidet man zwischen Kontakt–, Proximity– und Projektionsverfahren, welche im Folgenden kurz erläutert werden [GRA96].

Kontaktbelichtung

Bei der Kontaktbelichtung steht die Maske in direktem Kontakt mit dem Photolack, der sich auf dem Substrat befindet. Durch Anpressen der Maske mit einem Druck von typischen 0,2 bar werden Lufteinschlüsse zwischen Lack und Maske vermieden, welche sonst zu unerwünschten Beugungseffekten bei der Belichtung führen könnten. Auf diese Art werden Auflösungen bis zu 0,25 μ m bei Belichtung mit Wellenlängen der selben Größenordnung erreicht.

Durch den Kontakt der Maske mit dem Substrat entstehen jedoch bei jeder Belichtung geringe Defekte an der Maske, die sich mit der Zeit aufaddieren. Dadurch ist eine Chrommaske, selbst bei idealen Bedingungen, nach etwa 100 Belichtungen unbrauchbar. Aufgrund der hohen Maskenkosten wird dieses Verfahren daher großtechnisch nicht mehr verwendet.

Proximity–Belichtung

Ein ähnliches Verfahren wie die Kontaktbelichtung ist die Proximity–Belichtung, bei der jedoch mechanische Abstandshalter für einen 10 μ m bis 25 μ m großen Abstand zwischen Maske und Substrat sorgen. Durch dieses Verfahren wird die Lebensdauer der Maske erheblich erhöht, allerdings auf Kosten der optischen Auflösung. Durch Beugungseffekte an den Strukturen der Maske wird die Auflösung auf etwa 2 μ m bis 4 μ m begrenzt.

Projektionsbelichtung

In der industriellen Massenfertigung hat sich die Projektionsbelichtung als bevorzugtes Verfahren zur Vervielfältigung der Masken durchgesetzt. Dabei werden die Strukturen der Maske durch eine Optik im Verhältnis 1:2 bis 1:10 verkleinert auf dem Substrat abgebildet. Dies verringert die Anforderungen an die Qualität der Maske, da Unregelmäßigkeiten um den selben Faktor reduziert werden.

Aufgrund der optischen Beschränkungen durch die Verkleinerung wird bei jeder einzelnen Belichtung ein Feld von maximal $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ auf dem Substrat belichtet. Um ein Substrat, zum Beispiel einen Wafer, vollständig zu belichten, wird das sogenannte Step-and-Repeat Verfahren verwendet, bei dem diese einzelnen Felder sequentiell aneinander gesetzt werden.

2.2 Aufbau eines direktschreibenden Lithographiesystems

Im Unterschied zu den Belichtungsverfahren des vorherigen Abschnitts wird bei der direktschreibenden Lithographie das Design wie bei einem Drucker sequentiell belichtet. Dabei existiert das Design zunächst nur in Form elektronischer Daten, die dann über ein Belichtungssystem in ein reales Bild umgesetzt werden. Auf diese Weise werden die Masken für die Produktion oder auch Prototypen für spezielle Anwendungen hergestellt.

Als typisches Beispiel eines direktschreibenden Lithographiesystems, wie es zur Herstellung von Masken für die Mikrolithographie verwendet wird, dient das als *DWL (Direct Write Laser)* oder auch *Mask–Write* bezeichnete System der Firma Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH. Bei diesem System wird das gewünschte Design durch einen fokussierten Laserstrahl sequentiell auf ein Substrat belichtet. Belichtungssysteme anderer Anbieter funktionieren nach einem ähnlichen Prinzip, unterscheiden sich aber unter anderem dadurch, dass mit mehreren Laserstrahlen parallel belichtet wird. Dies erhöht den Durchsatz des Systems, macht es allerdings auch viel komplexer und erheblich teurer.

Als Basis des DWL Systems dient ein bearbeiteter Granitblock, der abhängig von der Größe des Geräts mehrere Tonnen wiegen kann und auf dem sich alle benötigten optischen und mechanischen Komponenten befinden. Neben den günstigen mechanischen Eigenschaften des Granits bewirkt das hohe Gewicht eine Unterdrückung unerwünschter Schwingungen, die andernfalls das Ergebnis der Belichtung beeinträchtigen würden. Die wesentlichen Komponenten und der Strahlengang des Lithographiesystems DWL werden in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt und im Folgenden näher erklärt.



Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der wichtigsten Komponenten des direktschreibenden Lithographiesystems DWL. Die einzelnen Bauteile werden im Text näher erläutert.

Die zur Belichtung des Substrats benötigte Lichtleistung liefert ein *Laser*, wobei die Art des verwendeten Lasers von der erforderlichen Wellenlänge und diese wiederum von dem zu belichtenden Photolack und der minimalen Strukturgröße abhängt. Die Spanne der verwendeten Wellenlängen reicht vom Grünen (550 nm) bis ins Ultraviolette (200 nm). Häufig eingesetzt werden diodengepumpte Neodym–YAG Festkörperlaser bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 20 mW, oder Helium–Cadmium Gaslaser bei 442 nm und bis zu 180 mW Leistung.

Im Strahlengang des Systems befinden sich zwei akustooptische Modulatoren (AOM), welche die Intensität des Laserlichtes regeln. Der Intensitäts-AOM dient zur Einstellung des Intensitäts-Niveaus und gleicht Schwankungen aus, welche durch die Ablenkung des Strahls durch den AOD entstehen. Dadurch sorgt er für eine zeitlich konstante Lichtleistung und somit gleichmäßige Belichtung auf dem Substrat.

Zum Ein- und Ausschalten des Laserstrahls wird ein weiterer akustooptischer Modulator verwendet, der sogenannte *Daten-AOM*. Dieser sorgt für die eigentliche Bilderzeugung auf dem Substrat, indem er den Laserstrahl einschaltet, wenn ein Bildpunkt belichtet werden soll.

Zur Ablenkung des Laserstrahls und damit zur Erhöhung der Schreibgeschwindigkeit wird ein *akustooptischer Deflektor (AOD)* eingesetzt, welcher eine periodische Ablenkung des Strahls senkrecht zur Bewegungsrichtung des Substrats bewirkt. Die 4F-Optik direkt nach dem AOD besteht aus zwei Konvex–Linsen, deren Abstand der Summe ihrer Brennweiten entspricht. Durch diese Anordnung wird der Ablenkwinkel des AODs noch einmal vergrößert.

Für die Belichtung des Substrats sorgt schließlich ein Mikroskop–Objektiv, dessen Vergrößerung den Strahldurchmesser im Fokus und somit die minimale Größe der belichteten Strukturen bestimmt. Die gesamte Optik ist so konzipiert, dass die Belichtung des Substrats durch einen telezentrischen paraxialen Strahl geschieht, der unabhängig vom Ablenkwinkel des AOD senkrecht auf das Substrat trifft.

Das Objektiv ist Teil eines austauschbaren *Schreibkopfes*, welcher durch ein *Autofokus-System* in einem konstanten Abstand zum Substrat gehalten wird, so dass die Oberfläche des Substrats immer im Fokus des Objektivs liegt. Der Autofokus ist ein Druckmeßsystem, das ständig den Staudruck eines konstanten Luftstroms zwischen einer Düse um das Mikroskop-Objektiv und der Substratoberfläche mißt. Änderungen im Staudruck bedeuten eine Änderung des Abstandes zwischen Schreibkopf und Substrat. Eine Elektronik registriert diese Schwankungen und korrigiert durch Piezotranslatoren die vertikale Position des Schreibkopfes.

Als weitere optische Komponenten werden verschiedene Linsen in einem DWL eingesetzt, um den Strahl vor einem akustooptischen Bauteil zu fokussieren oder um Zylinderfehler im Strahlprofil zu korrigieren, die durch diese Bauteile verursacht werden. Zur Umlenkung des Strahls werden dielektrische Spiegel verwendet, um Verluste in der Lichtintensität zu minimieren. Durch Strahlteiler und eine *Kamera* lässt sich die Position des Schreibkopfes abbilden, so dass eine genaue Ausrichtung des Substrats nach Alignment–Marken möglich ist.

Das zu belichtende Substrat wird durch Unterdruck auf dem xy-Tisch gehalten, bei dem es sich um eine Granitplatte handelt, die je nach System durch Spindel– oder Linearmotoren angetrieben wird. Die Position des Tisches wird dabei in x– und y–Richtung durch ein Interferometer–System mit einer Auflösung von 10 nm überwacht. Gesteuert wird ein DWL durch das Echtzeitbetriebssystem OS/9, welches für die Ansteuerung und Koordination der verschiedenen Komponenten des Systems verantwortlich ist. Die elektronischen Strukturdaten des Designs werden vor einer Belichtung gängigen Industrieformaten (gerber, gds2, cif, dxf) entnommen und in ein internes Datenformat (lic) umgewandelt. Die Datenaufbereitung, das heißt das Dekomprimieren und Konvertieren der Strukturdaten zu Bildpunktinformationen (Pixeldaten), wird während der Belichtung von zwei Videokarten durchgeführt. Diese übertragen die Daten über einen schnellen Video–Bus an einen Pixelgenerator, der sie dann in analoge Steuersignale für die Hochfrequenzelektronik der akustooptischen Modulatoren umsetzt.

2.3 Belichtungsparameter der direktschreibenden Lithographie

Das Ergebnis einer lithographischen Belichtung ist abhängig von einer Reihe von Parametern, die in ihrer Summe für das Aussehen und die Qualität der belichteten Strukturen verantwortlich sind. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die Methode der Belichtung, aber darüber hinaus wird die Qualität der Strukturen auch durch die photosensitive Schicht und den chemischen Entwicklungsprozess beeinflusst. Dies gilt besonders bei kleinen Strukturen im Submikrometerbereich.

In diesem Abschnitt werden jedoch nur die Parameter erläutert, die im Zusammenhang mit der Belichtung stehen. Der genaue Einfluss des Photolacks und des Entwicklungsprozesses wird dabei nicht diskutiert, da diese keinen Einfluss auf die Wahl eines Lichtmodulators haben. Die im Folgenden beschriebenen Parameter machen deutlich, warum ein Lichtmodulator für die direktschreibende Lithographie in der Lage sein sollte, das Licht beliebiger Wellenlängen schnell und analog zu modulieren.

2.3.1 Belichtungsenergie

Wird ein positiver Photolack, wie er bei lithographischen Prozessen zum Einsatz kommt, dem Licht einer bestimmten Wellenlänge ausgesetzt, so ändert sich seine chemische Struktur. Während der Entwicklung werden diese Bereiche dann durch den Entwickler aufgelöst. Die Energie, die ein Photolack benötigt, damit er vollständig aufgelöst wird, ist von dessen Zusammensetzung und seiner Dicke abhängig. Ein typischer Photolack, der auf Chrommasken verwendet wird, muss mit einer Lichtenergie von etwa 100 mJ/cm² bestrahlt werden, um sich bei der Entwicklung komplett aufzulösen. Bei einer niedrigeren Energie wird die chemische Struktur des Lacks nur bis zu einer einer bestimmten Tiefe verändert, und bei der Entwicklung auch nur bis zu dieser Tiefe abgelöst.
Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, verhält sich ein Photolack nahezu digital. Dies bedeutet, dass bis zu einer minimalen Energie E_0 keine Belichtung des Lacks erfolgt und ab da die belichtete Schichtdicke stark zunimmt, bis der Lack schließlich bei der Energie E_1 vollständig belichtet ist. Bei Belichtungen mit Energien im Bereich zwischen E_0 und E_1 wird bei der Entwicklung die Dicke des Lacks also nur verringert und ab E_1 wird er vollständig entfernt.



Abbildung 2.3: Relative, verbleibende Lackdicke eines positiven Photolacks nach Belichtung und Entwicklung in Abhängigkeit von der Belichtungsenergie.

Da bei einer Belichtung das reale Intensitätsprofil der Lichtquelle keiner Rechteckfunktion entspricht, hat die Kontrastkurve eines Photolacks einen Einfluss auf die Steilheit der Flanken nach der Entwicklung des Lacks. Aus der Abbildung 2.4 wird deutlich, wie das Profil des entwickelten Photolacks von dem realen Belichtungsprofil der Lichtquelle und der Kontrastkurve des Lacks abhängt. Wäre der Kontrast des Lacks unendlich $(E_0 = E_1)$ oder das Belichtungsprofil rechteckig, so würden im Lack senkrechte Flanken entstehen. Daher wird die Intensität der Lichtquelle im Allgemeinen so gewählt, dass E_1 im Bereich des steilsten Anstiegs des Belichtungsprofils liegt, wodurch eine maximale Steilheit der Flanken im Photolack erreicht wird. Darüber hinaus wird dadurch der Einfluss von Intensitätsschwankungen der Lichtquelle auf das Belichtungsergebnis minimiert.



Abbildung 2.4: Reale Belichtungsprofile unterschiedlicher Energie (oben) und das daraus resultierende Profil eines positiven Photolacks nach dem Entwicklungsprozess (unten).

Der Effekt der Flankensteilheit spielt eine zunehmende Rolle mit steigender Dicke des Photolacks. Bei Lackdicken von wenigen hundert Nanometern hat dieser Effekt kaum eine Bedeutung. Für einige Anwendungen weden jedoch Lacke mit mehreren Mikrometern Stärke verwendet, bei denen die Flanken dann deutlich erkennbar sind. Um optimale Ergebnisse bei verschiedenen photosensitiven Schichten zu erreichen, sollte eine Modulationstechnik für die direktschreibende Lithographie deshalb in der Lage sein, die Intensität des Lichtes kontinuierlich zu modulieren und es nicht nur ein- und ausschalten. Darüber hinaus muss der Modulator eine Lichtintensität von mindestens 200 mW modulieren können. Dieser Wert ergibt sich bei einer angenommenen Effizienz des Modulators von 80% und einem Durchsatz von 100 cm² pro Minute.

2.3.2 Auflösung und Strukturgröße

Die Anwendungen in der Industrie und Forschung verlangen nach immer kleineren Strukturen, so dass die Größe der Strukturen, die belichtet werden können, ein wesentlicher Parameter der direktschreibenden Lithographiesysteme ist. Die minimalen Abmessungen sind durch die Wellenlänge λ des zur Belichtung eingesetzten Lichtes und die numerische Apertur N.A. des optischen Systems gegeben. Bei beugungsbegrenzter Auflösung ist der minimale Durchmesser eines abgebildeten Punktes gegeben durch

$$d_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{N.A.} \quad , \tag{2.1}$$

wobei die numerische Apertur für ein optisches Systems in Luft kleiner eins ist (typisch: $N.A. \approx 0.7$). Der minimale Durchmesser der belichteten Strukturen ist daher abhängig von der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Um immer kleinere Strukturen mit direktschreibenden Lithographiesystemen belichten zu können, besteht daher die Tendenz zu Lichtquellen mit kürzeren Wellenlängen.

Ein Modulator für die direktschreibende Lithographie sollte also nicht nur in der Lage sein, sichtbares Licht im grünen bis blauen (400 nm - 550 nm), sondern auch im ultravioletten (< 400 nm) Bereich des Spektrums zu modulieren. Dadurch ist gewährleistet, dass er für jede Anwendung einsetzbar ist und auch in der Zukunft noch verwendet werden kann.

2.3.3 Rasterung

Die Strukturen eines direkt belichteten Designs werden durch die Überlagerung einzelner Bildpunkte erzeugt, welche in einem Raster mit einem festen Abstand zueinander belichtet werden. Dieser Abstand spielt eine entscheidende Rolle für die Qualität eines belichteten Designs, wie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Mit abnehmendem Abstand steigt der Überlapp der einzelnen Punkte, so dass sie nicht mehr aufgelöst werden und Kanten weniger rau erscheinen. Ebenso lassen sich bei feinerem Raster die einzelnen Strukturen des Designs präziser belichten. Die Position von Kanten kann allerdings unabhängig vom Raster durch Variation der Belichtungsenergie der Bildpunkte an den Rändern der Strukturen beeinflusst werden. Durch eine Abnahme der Energie verringert sich der Durchmesser der Bildpunkte, was eine kontinuierliche Verschiebung der Kanten bewirkt (vgl. Abbildung 2.4).



Abbildung 2.5: Ergebnis von Belichtung mit (a) großem, (b) kleinem und (c) sehr kleinem Rastermaß. Die gestrichelten Linien zeigen das Raster, die durchgezogenen die zu belichtenden Strukturen.

Ein feineres Raster erhöht zwar die Qualität eines belichteten Designs, allerdings auch die benötigte Zeit, um es zu belichten, da die Zeitdifferenz zwischen zwei belichteten Bildpunkten im Allgemeinen konstant ist. Mit linear abnehmendem Rastermaß steigt die Zahl der zu belichtenden Bildpunkte und somit die benötigte Zeit quadratisch an. Die maximale Anzahl der Bildpunkte, die pro Sekunde belichtet werden können, ist durch die elektronische Datenrate begrenzt, mit der die Modulatoren angesteuert werden können. Allerdings muss die Gesamtzahl der Modulatoren auch in der Lage sein, diese Datenrate in moduliertes Licht umzusetzen. Aus diesem Grund muss die Schaltzeit der Modulatoren so gering wie möglich oder ihre Anzahl entsprechend groß sein.

2.4 Belichtungsstrategien der direktschreibenden Lithographie

Der Durchsatz eines direktschreibenden Lithographiesystems ist durch die Geschwindigkeit begrenzt, mit der das System die Daten des Designs in belichtete Bildinformationen umwandelt. Abgesehen von der Datenmenge, die elektronisch verarbeitet werden kann, ist diese Geschwindigkeit von der Belichtungstechnik, also den verwendeten Lichtmodulatoren abhängig. Schnellere optische Schaltzeiten oder eine größere Anzahl von Modulatoren erhöht somit potentiell den Durchsatz eines direktschreibenden Systems. In kommerziell erhältlichen direktschreibenden Lithographiesystemen werden die Substrate mit nur einem oder maximal einigen Dutzend parallel arbeitenden Modulatoren belichtet. Da hierbei im Allgemeinen akustooptische Bauteile eingesetzt werden, bedeutet jeder zusätzliche Strahlengang einen erheblichen technischen Aufwand. Durch den Einsatz einer Modulationstechnik, die viele Strahlen parallel modulieren kann, könnte die Geschwindigkeit ohne größeren technischen Mehraufwand erhöht werden. Die parallelen Modulatoren würden in diesem Fall entweder in Form einer Zeile oder einer zweidimensionalen Matrix angeordnet werden.

Im Folgenden wird das Streifenscan-Verfahren eines kommerziellen Systems am Beispiel des DWL beschrieben, bei dem das Substrat sequentiell durch einen einzelnen Modulator belichtet wird. Daran anschließend werden die Belichtungsstrategien für den Fall einer großen Anzahl von parallelen Modulatoren in Form einer Zeilen-Modulation oder Matrix-Modulation erläutert.

2.4.1 Streifenscan

Die Belichtung des Photolacks erfolgt bei einem DWL durch einen fokussierten Laserstrahl, der systematisch die gesamte Fläche des Substrats abtastet. Durch einen akustooptischen Modulator wird die Strahlintensität dabei zeitlich variiert, wodurch die gewünschten Strukturen in den Photolack belichtet werden.

Die Abtastung der Substratoberfläche geschieht nach dem sogenannten Streifenscan-Verfahren, wie es schematisch in Abbildung 2.6 zu sehen ist. Dabei bewegt sich der Tisch mit dem Substrat in y-Richtung, während der akustooptische Deflektor einen schnellen periodischen Scan des Strahls in der x-Richtung bewirkt. Dadurch entstehen Streifen, die aneinander gesetzt werden, um so das gesamte Substrat zu belichten.



Abbildung 2.6: Belichtungsprinzip eines DWL. Senkrecht zur Tischbewegung erfolgt ein schneller periodischer Scan des Laserstrahls, wodurch ein belichteter Streifen entsteht. Die einzelnen Scans und Streifen werden geringfügig überlagert, so dass eine geschlossene Belichtung des gesamten Substrats erfolgt. Der AOM schaltet während eines Scans das Licht an und aus, um so das Bild zu erzeugen.

Der Durchmesser des Laserstrahls im Fokus, also der Durchmesser eines Bildpunktes, ist abhängig von der Brennweite des verwendeten Mikroskop–Objektivs im Schreibkopf des Systems. Eingesetzt werden Objektive mit Brennweiten von 2 mm bis 40 mm, mit entsprechender Größe der Bildpunkte von 0,7 μ m bis 7,5 μ m. Von dieser Größe hängen wiederum die minimalen Strukturgrößen des Designs und der Radius der Ecken ab.

Durch das übergeordnete Raster beträgt der Abstand zwischen zwei benachbarten Bildpunkten einen Bruchteil ihres Durchmessers. Abhängig von der Größe der Bildpunkte sind dies zwischen 100 nm und 2 μ m. Durch den relativ geringen Abstand der einzelnen Bildpunkte im Vergleich zu ihrem Durchmesser entsteht jede Struktur durch die Überlagerung belichteter Bildpunkte, die nicht mehr einzeln aufgelöst werden.

In Abbildung 2.7 wird noch einmal erklärt, wie das Raster durch das Streifenscan-Verfahren abgefahren wird. Während der Tisch langsam in y-Richtung fährt, erfolgt ein schneller periodischer Scan des Lichtstrahls durch den AOD in der x-Richtung. Die Länge eines solchen Scans beträgt 4000 Bildpunkte und an jedem Punkt des Rasters kann das Licht durch den AOM ein- oder ausgeschaltet werden.

Die Zeit für einen Scan des akustooptischen Modulators beträgt 80 μ s, wobei es einen gewissen Vor- und Nachlauf gibt, so dass die eigentliche Belichtung der 4000 Bildpunkte 50 μ s dauert. Während dieser Zeit kann der Strahl durch den AOM mit einer Frequenz von 80 MHz ein- und ausgeschaltet werden, wodurch der zeitliche Abstand zwischen zwei Bildpunkten 12,5 ns beträgt.



Abbildung 2.7: Darstellung des Streifenscan-Verfahrens, zur besser Darstellung sind Raster und Bildpunkte etwa gleich groß. In Wirklichkeit beträgt das Raster nur einen Bruchteil des Durchmessers der Bildpunkte.

Da die Zeit zwischen den Bildpunkten konstant ist, ist der Durchsatz bei Belichtungen mit einem DWL von der Größe des Rasters und somit der gewünschten Qualität der Strukturen abhängig. Die reine Belichtungszeit einer 100 cm² großen Fläche beträgt bei bester Qualität etwa 10 Stunden, bei schlechtester Qualität etwa 1 Minute. Zur reinen Belichtungszeit addiert sich allerdings noch die Vor- und Nachlaufzeit des Tisches bei der Belichtung jedes Streifens.

2.4.2 Zeilen–Modulation

Bei dieser Methode ist eine große Anzahl unabhängiger Lichtmodulatoren in einer Zeile angeordnet, welche über eine Optik auf dem Substrat abgebildet wird (siehe Abbildung 2.8). Da der Tisch sich mit dem Substrat in y-Richtung bewegt, wird durch die in x-Richtung abgebildete Modulatorzeile ein Streifen belichtet. Die Breite dieses Streifens ist von der Länge der Modulatorzeile und der optischen Verkleinerung abhängig. Durch wiederholtes Belichten von einzelnen leicht überlappenden Streifen wird so systematisch das gesamte Substrat belichtet.

Die Belichtung funktioniert im Prinzip wie das im vorherigen Abschnitt beschriebene Streifenscan-Verfahren. Der Unterschied besteht darin, dass die Streifen nicht durch den AOD-Scan eines einzelnen modulierten Strahls erzeugt werden, sondern durch mehrere parallel modulierte Strahlen.



Abbildung 2.8: Prinzip einer Belichtung durch eine Zeile parallel modulierter Lichtstrahlen. Die entstehenden Streifen werden aneinander gesetzt und minimal überlagert, um systematisch das gesamte Substrat zu belichten.

Die Zeile aus Modulatoren wird optisch verkleinert auf dem Substrat abgebildet, wodurch die einzelnen Modulatoren nicht mehr aufgelöst werden. Der gesamten Belichtung eines Substrats liegt dabei wieder ein Raster zugrunde, das vorgibt, mit welchem Abstand zueinander die einzelnen Bildpunkte gesetzt werden.

Das Rastermaß in x–Richtung ergibt sich aus der Größe der einzelnen Modulatoren und der optischen Reduzierung. Besteht eine Zeile zum Beispiel aus 1000 Modulatoren, die eine Größe von jeweils 20 μ m × 20 μ m haben, so beträgt die Länge der Modulatorzeile 20 mm. Wird diese Zeile durch eine Optik um den Faktor 200 verkleinert auf dem Substrat abgebildet, entsteht eine 100 μ m lange Lichtzeile in x–Richtung. Der Abstand der einzelnen Modulatoren, das heißt, das Raster der Bildpunkte in x–Richtung beträgt in diesem Fall 100 nm.

In y-Richtung ergibt sich das Rastermaß aus dem Verhältnis von Substratgeschwindigkeit und der Frequenz, mit der die Modulatorzeile adressiert werden kann. Beträgt die verfügbare Datenrate 100 MHz, so kann alle 10 ns ein Modulator geschaltet werden. Bei 1000 Modulatoren werden somit 10 μs benötigt um die gesamte Zeile zu schalten. Bewegt sich das Substrat mit einer Geschwindigkeit von 10 mm/s, ergibt sich daraus ein Raster in y–Richtung von ebenfalls 100 nm .

Die Abbildung 2.9 zeigt für dieses Beispiel im unteren Teil den zeitlichen Verlauf der Lichtenergie, die von den Modulatoren abgegeben wird. Im oberen Teil sind die dadurch räumlich belichteten Strukturen auf dem Substrat dargestellt. In diesem Beispiel werden alle Modulatoren der Zeile identisch geschaltet, was aber natürlich nicht notwendig der Fall ist. Die Steilheit der Flanken beim Anstieg oder Abfall der Energie ergibt sich aus der endlichen Schaltzeit der Modulatoren, die hier mit 50 μ s angenommen wird.



Abbildung 2.9: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der abgegeben Lichtenergie der Modulatoren (unten) und die daraus resultierenden belichteten Strukturen im Koordinatensystem des Substrats (oben). Genauere Beschreibung im Text.

Die Geschwindigkeit der Belichtung beträgt in diesem Beispiel 1 mm²/s. Um sie zu erhöhen muss das Raster vergrößert, oder die zur Verfügung stehende Datenrate erhöht werden. Um eine erhöhte Datenrate in einen größeren Durchsatz umsetzen zu können, muss die Geschwindigkeit des Substrats erhöht werden. Allerdings verringert dies die Qualität der Belichtung, da eine größerer Strecke während der Schaltzeit der Modulatoren unvollständig belichtet wird. Das Ausmaß dieses Effekts ist jedoch vom Strahlprofil, der Art des Photolacks und dem Entwicklungsprozess abhängig und lässt sich nur in der Praxis beurteilen.

Als weitere Folge einer erhöhten Geschwindigkeit des Tisches vergrößert sich aufgrund der endlichen Schaltzeit der Modulatoren der minimale Abstand von zwei belichteten Bildpunkten. Dieser minimale Abstand ist durch die Strecke gegeben, die der Tisch während der Zeit zurücklegt, die die Modulatoren zum Aus- und wieder Einschalten benötigen. Dadurch ergibt sich bei gegebenem Design eine maximale Geschwindigkeit für den Tisch, die vom Abstand der belichteten Strukturen abhängt.

2.4.3 Matrix–Modulation

Bei diesem Prinzip wird die Belichtung im Vergleich zur Zeilen-Modulation noch stärker parallelisiert, statt einiger Tausend kommen bis zu einige Millionen Lichtmodulatoren zum Einsatz. Diese unabhängigen Modulatoren werden in einer zweidimensionalen Matrix angeordnet, die optisch verkleinert auf das zu belichtende Substrat abgebildet wird. Das Prinzip ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

Während der Tisch systematisch das gesamte Substrat abfährt, wird die Modulatormatrix durch eine gepulste Lichtquelle periodisch in den Photolack belichtet. Zwischen den Pulsen werden die als nächstes benötigten Strukturen in die Matrix geladen. Dies nimmt aufgrund der großen Anzahl der Modulatoren in der Matrix einige Zeit in Anspruch. Die so belichteten Felder besitzen einen geringen Überlapp, wodurch die gesamte Fläche des Substrats geschlossen belichtet wird.



Abbildung 2.10: Prinzip der Belichtung durch eine zweidimensionale Matrix unabhängiger Modulatoren. Durch eine gepulste Lichtquelle werden während der Bewegung des Tisches einzelne, leicht überlappende Felder auf das Substrat belichtet.

Wie bei der Zeilen-Modulation wird auch in diesem Fall die Matrix so stark optisch verkleinert, dass die einzelnen Pixel nicht mehr aufgelöst werden. Das Rastermaß entspricht dem optisch reduzierten Abstand der Modulatoren und ist im Allgemeinen in x- und y-Richtung identisch.

In Analogie zur Zeilenmodulation seien als praktisches Beispiel wiederum Modulatoren mit einer Größe von jeweils 20 μ m × 20 μ m und eine Schaltzeit von 50 μ s angenommen. Diese sind in einer 1000 × 1000 Matrix angeordnet. Eine optische Reduzierung um den Faktor 200 ergibt ein Belichtungsfeld mit einer Breite und Höhe von 100 μ m und einem Rastermaß von 100 nm.

Beträgt die Datenrate wiederum 100 MHz, so kann alle 10 ns ein Modulator adressiert werden. Um ein neues Bild in die Matrix zu laden, werden somit 10 ms benötigt, wodurch sich für die Lichtquelle eine Pulsrate von 100 Hz ergibt. Mit einer Geschwindigkeit des Tisches von 10 mm/s legt das Substrat zwischen zwei Pulsen die Breite eines Feldes zurück. So werden die einzelnen Felder durch kurze Lichtpulse aneinander gesetzt, wodurch eine geschlossene Fläche belichtet wird.

Der Durchsatz ist auch in diesem Fall abhängig vom benötigten Raster und beträgt im angeführten Beispiel 1 mm²/s. Damit ist sie bei gleichem Raster genauso groß wie bei der Zeilenmodulation. Sie lässt sich wiederum durch eine Vergrößerung des Rastermaßes, oder Steigerung der Datenrate erhöhen.

2.5 Modulationstechnik für die direktschreibende Lithographie

Im Verlauf dieses Kapitels wurden bisher die Anforderungen beschrieben, die eine Modulationstechnik erfüllen sollte, um für die direktschreibende Lithographie geeignet zu sein. Zusammenfassend sollte ein optimaler Modulator schnell, effizient und parallelisierbar sein. Dieser Abschnitt erklärt nun, welche Technik gewählt wurde, um einen neuen Modulator zu entwickeln.

Da in bestehenden direktschreibenden Systemen standardmäßig akustooptische Modulatoren verwendet werden, die zu den schnellsten bekannten Modulationstechniken gehören, besteht die einzige Möglichkeit, den Durchsatz dieser Systeme zu steigern, in der Entwicklung einer Mehrkanal–Modulationstechnik.

Die Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der in Kapitel 1 beschriebenen Verfahren zur Lichtmodulation und gibt einen relativen Vergleich der Schaltzeit und Effizienz und der Fähigkeit zur Parallelisierung.

	Schaltzeit	Effizienz	Parallelisierung
Akustooptisch	+	0	—
Elektrooptisch	+	0	—
Flüssigkristall	—	—	+
Elektrophoretisch	—	—	+
Mikrospiegel	0	0	+
Totalreflexion	0	+	0
Granulares Gas	0	+	0

Tabelle 2.1: Vergleich der Parameter Schaltzeit, Effizienz und mögliche Parallelisierung für die verschiedenen Verfahren der Lichtmodulation.

Akusto- und elektrooptische Modulatoren stellen den Stand der Technik in der direktschreibenden Lithographie dar, da sie eine sehr kurze Schaltzeit und akzeptable Effizienz besitzen. Sie sind jedoch schlecht geeignet, um viele Lichtstrahlen parallel zu modulieren. Für den Aufbau einer ein- oder zweidimensionalen Anordnung haben die Modulatoren eine zu große Ausdehnung, so dass sie getrennt voneinander auf das Substrat abgebildet werden müssen.

Auf der anderen Seite stehen die Flüssigkristall und die elektrophoretischen Modulationstechniken, mit denen sich in Form einer zweidimensionalen Matrix viele Strahlen parallel schalten lassen, die aber aufgrund der schlechten Effizienz und vor allem der langsamen Schaltgeschwindigkeit nicht für die Lithographie in Frage kommen.

Gute Voraussetzungen für einen Einsatz in der direktschreibenden Lithographie bieten die Mikrospiegel, da sie eine relativ gute Schaltzeit und Effizienz und die Möglichkeit zur parallelen Modulation vieler Strahlen besitzen. Ihr großer Nachteil ist jedoch die Tatsache, dass einzelne Spiegel aufgrund von Adäsion, Materialversagen oder Verunreinigungen aussetzen oder komplett ausfallen können. Bisher werden sie hauptsächlich zur Projektion von Videosignalen eingesetzt. Dort spielt der gelegentliche Ausfall einzelner Spiegel keine Rolle, da das menschliche Auge dies nicht bemerkt. In der Lithographie zeichnet sich ein fehlerhafter Bildpunkt allerdings im Photolack ab.

Die Wahrscheinlichkeit, dass Spiegel versagen steigt mit der Anzahl der verwendeten Spiegel. In einer Matrix mit einer Millionen Spiegeln wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit zum regelmäßigen Ausfall einiger Spiegel kommt. Dieses Aussetzen einzelner Spiegel tritt scheinbar verstärkt auf, falls die Spiegel ultraviolettem Licht ($\lambda < 400$ nm) ausgesetzt werden [DOU98]. Diese Wellenlängen werden jedoch in der Lithographie in der Zukunft verstärkt zum Einsatz kommt.

Die schwedische Firma Micronic begann 1996 mit der Entwicklung eines direktschreibenden Lithographiesystems auf Basis einer Mikrospiegel-Matrix und besitzt seit 2001 einen Prototypen, der zeigt, wo die Probleme der Belichtung mit Mikrospiegeln liegen [LJU01]. Um die Fehler in der Belichtung durch falsch oder nicht geschaltete Spiegel zu minimieren, sind aufgelöste Bildpunkte aus mindestens vier Mikrospiegeln zusammengesetzt und es erfolgt eine Mehrfach-Belichtung der Strukturen. Dadurch wird die Anzahl von theoretisch möglichen 10^9 belichteten Bildpunkten pro Sekunde um einen Faktor zehn oder mehr reduziert, so dass ein solches Gerät momentan noch langsamer ist als die Standard–Lithographiesysteme.

Unter den kommerziell erhältlichen Techniken gab es somit zu Beginn dieser Arbeit scheinbar keinen Lichtmodulator, der in besonderem Maße für die direktschreibende Lithographie geeignet schien. Also wurde entschieden, einen eigenen Modulator zu entwickeln, wobei es die Möglichkeit gab, entweder zusammen mit einem Unternehmen ein angepasstes System aus Mikrospiegeln zu bauen, oder eine eigene Modulationstechnik zu entwickeln.

Die Wahl fiel auf die physikalisch anspruchsvollere Variante, eine eigene Technik zu entwickeln, und es wurde entschieden, einen Modulator auf Basis eines elektrostatisch kontrollierten granularen Gases zu entwickeln. Diese Technik verspricht gute Eigenschaften für den Einsatz in der direktschreibenden Lithographie.

Neben den physikalisch interessanten Fragestellungen, die sich bei der Entwicklung ergeben sollten, stellt diese Methode eine neue Technik zur Lichtmodulation dar. Die folgenden Kapitel befassen sich mit den Grundlagen, Eigenschaften und Methoden dieser Modulationstechnik.

Kapitel 3

Granulare Materie

Laut Definition sind granulare Materialien Ansammlungen von diskreten, makroskopischen Teilchen. Demnach zählen dazu Dinge wie Sand, Popcorn oder Autos im Stau. In Abhängigkeit von der Teilchendichte zeigen diese Stoffe ein ähnliches Verhalten wie Festkörper, Flüssigkeiten oder Gase, besitzen jedoch eigene physikalische Gesetze. Ihre Dynamik spielt nicht nur bei der Entstehung von Dünen und Lawinen eine entscheidende Rolle, sondern auch bei der Planetenentstehung, industriellen Prozessen und der Plattentektonik der Erde. Einen guten Überblick über das Gebiet der granularen Materialien bietet der Artikel von Jaeger und Nagel [JAE96].

Für Teilchen mit einem Durchmesser von mehr als einem Mikrometer ist die thermische Anregung vernachlässigbar, so dass diese Teilchen keine Brownsche Bewegung zeigen und die Temperatur keinen Einfluss auf die Dynamik des Systems besitzt [GEN99]. Dadurch ist der entscheidende Faktor für das Verhalten eines solchen Systems die dissipative Wechselwirkung der einzelnen Teilchen miteinander und mit ihrer Umgebung. Die Teilchen verlieren ihre kinetische Energie durch Reibung und inelastische Stöße, wodurch sie schnell zur Ruhe kommen, falls keine Energie von außen in das System eingebracht wird.

Die Erforschung der Eigenschaften von granularen Materialien geht schon über zweihundert Jahre zurück und namhafte Personen wie Coulomb, Faraday und Reynolds waren daran beteiligt. Doch erst im letzten Jahrzehnt wurde die Forschung in diesem Bereich erheblich intensiviert. Ein Grund dafür ist die erhöhte Rechenleistung der Computer, die für die komplexen Berechnungen und Simulationen granularer Systeme benötigt wird und die zuvor nicht zur Verfügung stand. Ein weiterer Grund ist die industrielle Bedeutung der granularen Dynamik. Nach Schätzungen werden in vielen Fabriken bis zu 40% der Kapazitäten vergeudet, da es Probleme beim Transport oder der Lagerung granularer Materialien gibt [ENI94]. Analog zur normalen Materie wird auch die granulare Materie in drei Zustandsformen aufgeteilt, einer festen, flüssigen und gasförmigen Phase. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Eigenschaften und die Dynamik der einzelnen Phasen gegeben. Auf den Spezialfall eines elektrisch geladenen granularen Gases wird genauer eingegangen, da ein solches verwendet wird, um einen Lichtmodulator für die direktschreibende Lithographie zu entwickeln.

3.1 Granularer Festkörper

In einem granularen Festkörper befinden sich alle Teilchen in Ruhe und stehen in ständigem Kontakt mit ihren direkten Nachbarn. Die Dichte eines solchen Systems ist außer vom Material auch von der Form der Teilchen abhängig. Für sphärische Teilchen, die zufällig geschüttet werden, liegt die Packungsdichte zwischen 0,55 und 0,64 [ONO90]. Durch Vibration lässt sich das System weiter verdichten, wobei diese Verdichtung allerdings logarithmisch langsam geschieht [KNI95].

Innerhalb eines granularen Festkörpers bilden sich Bereiche aus, die einen erhöhten Druck aufweisen und als Kraftketten (engl.: force chains) bezeichnet werden. Diese Kraftketten entstehen durch eine Verkeilung der Teilchen, wodurch der Druck seitlich wie bei einem selbsttragenden Torbogen verteilt wird (Abb. 3.1 a). Auf diese Weise entstehen in einem Sandhaufen Bereiche niedrigen Druckes, so dass er bis zu einem gewissen Grad ausgehöhlt werden kann, bevor er zusammenbricht (Abb. 3.1 b).



Abbildung 3.1: a) Wie bei einem selbsttragenden Torbogen entstehen Kraftketten in einem granularen Festkörper durch Verkeilung der Teilchen. b) Darstellung der Kraftketten in einem 2D–Sandhaufen. Die Teilchen befinden sich zwischen gekreuzten Polarisatoren und bestehen aus einem Material, das unter Druck doppelbrechend wird, wodurch die Druckverteilung sichtbar wird [GEN01].

Die Kraftketten spielen nicht nur bei der Druckverteilung eine Rolle, sondern auch bei einer Reihe von weiteren Eigenschaften des granularen Festkörpers. So wird die Leitfähigkeit des Stromes, der Wärme und des Schalls durch sie beeinflusst und schon die Variation der Größe oder Position eines einzelnen Teilchens kann eine starke Änderung dieser Eigenschaften bewirken [LIU94].

3.2 Granulare Flüssigkeit

Als granulare Flüssigkeit bezeichnet man ein System, in dem die Teilchen zwar die meiste Zeit miteinander in Kontakt stehen, sich aber gegeneinander bewegen. Dieser Zustand wird durch eine äußere Kraft herbeigeführt, durch die Energie in das System eingebracht wird. Dies geschieht zum Beispiel durch Vibration oder indem ein Gas durch das System geleitet wird. Um ein Gleichgewicht herzustellen und die Teilchen in Bewegung zu halten, muss dem System so viel Energie zugeführt werden, wie durch Reibung und inelastische Stöße verloren geht.

Zur Erforschung des Übergangs von der festen zur flüssigen Phase eines granularen Systems werden häufig Sandhaufen verwendet. Dazu werden die Haufen auf einer geneigten Ebene platziert und es wird untersucht ab welchem Winkel die äußeren Schichten zu rutschen beginnen. Dieser Winkel ist abhängig von Größe und Beschaffenheit der Teilchen und der umgebenden Luftfeuchtigkeit [ALB97, HAL98, MAS99].

Ein Effekt in granularen Flüssigkeiten ist die Separation von unterschiedlichen Teilchen. Dies stellt ein praktisches Problem dar, da in der Industrie häufig verschiedene Pulver gemischt werden sollen, sie aber eigentlich zur Entmischung tendieren [ZIK94]. Das bekannteste Problem dieser Art ist der sogenannte Paranuss-Effekt. Dabei wird untersucht, warum sich bei einem Müsli die Paranüsse immer oben befinden [ROS87].

Aktuelle Untersuchungen befassen sich häufig mit der Strukturbildung und Selbstorganisation in dünnen Schichten granularer Flüssigkeiten [LI03, OLA98, SAP03]. Wird ein granulares Material durch Vibration angeregt, so bilden sich in Abhängigkeit vom Material, der Anregung und den äußeren Bedingungen periodische oder auch chaotische Strukturen. Das praktische Ziel hinter dieser Forschung besteht darin, durch die Selbstorganisation der Teilchen definierte Strukturen zu erzeugen, die für spezielle Anwendungen genutzt werden können. Die Abbildung 3.2 zeigt eine Reihe solcher Strukturen, die durch Selbstorganisation entstanden sind.



Abbildung 3.2: Durch äußere Anregung entstehen selbstorganisierte Strukturen in einem granularen Material. Die Form der Strukturen ist abhängig von der Art der Anregung, den Teilchen und der äußeren Umgebung [CND].

3.3 Granulares Gas

Wird die Energiezufuhr in ein granulares System erhöht, so geht es von der flüssigen in eine gasförmige Phase über, in der alle Teilchen in Bewegung sind und sich nur bei zufälligen Kollisionen berühren. Die Dynamik der Teilchen ist schwer vorauszusagen, weil das Ergebnis jeder Kollision durch Reibung und die Rotation der Teilchen beeinflusst wird. Da alle Wechselwirkungen der Teilchen miteinander und mit ihrer Umgebung inelastisch sind, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dissipierter und zugeführter Energie ein. Wird die Energiezufuhr verringert, so geht das System sehr schnell in die flüssige oder feste Phase über.

Der Zustand eines granularen Gases wird häufig durch eine granulare Temperatur beschrieben, welche mit der mittleren quadratischen Geschwindigkeit der Teilchen korreliert ist, deren genaue Definition jedoch vom betrachteten System abhängt [BAL01, IPP95]. Die Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten ist ebenso abhängig vom System und variiert zwischen Maxwell–Boltzmann, Gauss und anderen exponentiellen Formen [OLA00, ROU00].

Unter bestimmten Bedingungen bilden sich in einem granularen Gas Gebiete mit einer erhöhten Teilchendichte, sogenannte Cluster. In diesen Clustern verlieren die Teilchen aufgrund einer erhöhten Anzahl inelastischer Stöße schnell ihre Energie. Dies resultiert schließlich in einem inelastischen Kollaps, in dem einige Teilchen alle kinetische Energie verloren haben. Die Entstehung von Clustern ist abhängig von der zugeführten Energie, der Dichte der Teilchen im Gas und der Elastizität der Stöße [LUD03, SCH96]. Die Abbildung 3.3 zeigt die Entstehung von Clustern in einer zweidimensionalen Computer– Simulation.



Abbildung 3.3: Typische Struktur eines zweidimensionalen granularen Gases nach 500 Kollisionen pro Teilchen. Die Simulation enthält 40000 Teilchen, bei einem Flächenanteil der Teilchen von 0,05 und einer Elastizität der Stöße von 0,6 [GOL93].

3.4 Elektrisch geladenes granulares Gas

In einem realen granularen Gas werden alle Teilchen eine mehr oder weniger starke elektrische Ladung tragen, welche sie durch triboelektrische Prozesse erhalten. Das heißt, es kommt bei jeder Berührung eines Teilchens mit einem anderen oder mit der Umgebung zu einem Ladungsaustausch. Kommt es nur zu Kontakten unter den Teilchen, so ist das gesamte System elektrisch neutral, gibt es jedoch Wechselwirkungen mit der Umgebung (z.B. Wände), so kann das System eine Überschussladung tragen.

Darüber hinaus können die Teilchen eines granularen Systems auch gezielt geladen werden. Dies geschieht entweder durch triboelektrische Aufladung, oder indem die Teilchen in einem elektrischen Feld durch Influenz geladen werden.

Im Fall elektrisch geladener Teilchen kann die Energie zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des gasförmigen Zustandes durch ein äußeres elektrisches Feld in das System eingebracht werden. Im einfachsten Fall befinden sich die geladenen Teilchen zwischen zwei parallelen Elektroden, welche ein homogenes elektrisches Feld erzeugen. In diesem Feld werden sie dann entsprechend ihrer Ladung beschleunigt, und es entsteht ein granulares Gas, in dem die Teilchen elektrostatisch und über Kollisionen miteinander wechselwirken (siehe Abb. 3.4 a).

Sind die Elektroden nicht elektrisch isoliert, so werden Teilchen, die im Kontakt mit einer Elektrode stehen, entsprechend der momentanen Polarität aufgeladen (siehe Abbildung 3.4 b). Die Geschwindigkeit der Aufladung ist dabei abhängig von der Leitfähigkeit der Teilchen, die in gewissem Umfang durch die Luftfeuchtigkeit beeinflusst wird [HOW01]. Mit sinkender Leitfähigkeit steigt die Zeit, in der die Teilchen an den Elektroden haften und sich nicht in der gasförmigen Phase befinden, wodurch die Dichte des granularen Gases verringert wird.



Abbildung 3.4: a) Erzeugung eines granularen Gases aus geladenen Teilchen zwischen zwei parallelen Elektroden, die ein homogenes elektrisches Feld erzeugen. b) Sind die Elektroden nicht isoliert, so werden die Teilchen bei Kontakt entsprechend der Polarität geladen.

Im Folgenden wird die Erzeugung eines geladenen granularen Gases zwischen zwei parallelen, nicht isolierten Elektroden behandelt, zwischen denen durch Gleichspannung ein homogenes elektrisches Feld erzeugt wird. Auf einer der Elektroden befindet sich maximal eine Monolage eines elektrisch leitenden, sphärischen Pulvers. Es wird beschrieben, welche Kräfte für die Dynamik der Teilchen relevant sind und unter welchen Bedingungen sich überhaupt eine gasförmige Phase bildet.

3.4.1 Elektrostatische Kräfte

Wird an einen Plattenkondensator eine elektrische Spannung U angelegt, so entsteht von Randeffekten abgesehen, ein homogenes elektrisches Feld E = U/d. Dieses Feld wird durch die Ladung $\pm Q$ auf den Elektroden erzeugt und übt gleichzeitig auch eine Kraft auf diese Ladungen aus. Da das Feld von den Ladungen selbst erzeugt wird und die Feldstärke innerhalb der Elektroden null beträgt, wirkt im Mittel nur das halbe Feld E/2 auf die Ladungen. Damit ergibt sich als Kraft, mit der die Elektroden einander anziehen [GER93]:

$$F_{\text{Elektrode}} = \frac{1}{2}EQ = \frac{1}{2}\varepsilon_0 A E^2 \quad . \tag{3.1}$$

Hierbei sind A die Fläche, auf die die Kraft wirkt und $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ As/Vm die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Betrachtet man ein kreisförmiges Segment der Elektrode mit dem Radius R, so wirkt auf diese Fläche die Kraft:

$$F_{\rm Kreis} = \frac{1}{2}\pi\varepsilon_0 R^2 E^2 \quad . \tag{3.2}$$

Ist eine Elektrode des Kondensators vollkommen mit einer Monolage sphärischer Teilchen mit Radius R bedeckt, so ergibt Gleichung 3.2 in etwa die Kraft, die auf eines der Teilchen wirkt. Tatächlich wird die Kraft etwas größer sein, da die Monolage keine geschlossene, ebene Fläche bildet. Die Wölbung der Teilchen und die Lücken zwischen ihnen resultieren in einer größeren Ladung als bei einer ebenen Fläche. Diese größere Ladung bewirkt eine erhöhten Kraft pro Teilchen. Dieser Effekt verstärkt sich, wenn die Anzahl der Teilchen verringert wird, so dass sich weniger als eine Monolage auf der Elektrode befindet. Mit steigendem Abstand der Teilchen zueinander ist die gegenseitige Abschirmung geringer und dadurch vergrößern sich Ladung und Kraft zunehmend (siehe Abbildung 3.5).



Abbildung 3.5: Mit steigendem Abstand der Teilchen auf einer Elektrode eines Plattenkondensators erhöht sich ihre Ladung, wodurch eine größere Kraft auf sie wirkt.

Im Extremfall befindet sich nur noch ein isoliertes sphärisches Teilchen auf der Elektrode. Auf dieses wirkt dann die Kraft [ARA00]:

$$F_{\text{Teilchen}} \approx 5.44\pi\varepsilon_0 R^2 E^2$$
 . (3.3)

Die Gleichungen 3.2 und 3.3 geben somit einen minimalen und maximalen Wert für die elektrostatische Kraft F_E , die ein sphärisches Teilchen auf der Elektrode eines Kondensators erfährt:

$$\frac{1}{2}\pi\varepsilon_0 R^2 E^2 \le F_{\rm E} \le 5,44\pi\varepsilon_0 R^2 E^2 .$$
 (3.4)

Durch die elektrostatische Kraft auf das Teilchen wird es von der Elektrode abheben. Auf die Ladung q, die es im Moment des Lösens von der Elektrode besitzt, wirkt nur das halbe elektrische Feld, wodurch sich die Größe der Ladung ergibt, indem die Kraft durch E/2 dividiert wird. Damit besitzt ein Teilchen nach dem Ablösen eine Ladung, für die das Folgende obere und untere Limit gegeben ist:

$$\pi \varepsilon_0 R^2 E \le q \le 10,88\pi \varepsilon_0 R^2 E \quad . \tag{3.5}$$

Es wird davon ausgegangen, dass sich weit weniger als eine Monolage Teilchen auf den Elektroden befindet, wodurch die Abschirmung der anderen Teilchen verringert wird und diese eine größere Ladung aufnehmen können. Darüber hinaus wird angenommen, dass die Aufladung der Teilchen nahezu instantan geschieht und sie die volle Ladung erhalten, bevor sie von der Elektrode abheben. Aus diesem Grund wird bei den weiteren Berechnungen für die Ladung eines Teilchens der folgende Wert angenommen:

$$q = 10\pi\varepsilon_0 R^2 E \quad . \tag{3.6}$$

Nach dem Ablösen von der Elektrode wird ein Teilchen im elektrischen Feld des Plattenkondensators in Richtung der gegenüberliegenden Elektrode beschleunigt. Auf dem Weg tritt es auf Grund seiner Ladung in Wechselwirkung mit anderen Teilchen und wird so eventuell von einer geradlinigen Flugbahn abgelenkt. Diese Wirkung lässt sich durch die Summe der Wechselwirkungen mit den anderen n Teilchen beschreiben:

$$F_{\rm WW} = \sum_{i=1}^{n} \frac{qq_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^2} \quad . \tag{3.7}$$

Den stärksten Einfluss auf die Flugbahn besitzen demnach andere Teilchen mit einer großen Ladung q_i und einem geringen Abstand r_i . Mit sinkender Teilchendichte des granularen Gases und daraus resultierenden größeren Abständen der Teilchen untereinander wird diese Wechselwirkung daher immer geringer.

Als letzte elektrostatische Kraft wirkt die Bildkraft auf das geladene Teilchen. Befindet sich ein geladenes Teilchen in der Nähe eines geerdeten Leiters, zum Beispiel einer Elektrode, so wird dort eine Spiegel– oder Bildladung induziert, welche eine anziehende Kraft auf das Teilchen ausübt. Befindet sich die Ladung im Abstand a vom Leiter, so berechnet sich diese Kraft wie folgt:

$$F_{\rm B} = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 a^2} \quad . \tag{3.8}$$

Für die Dynamik des Teilchen auf dem Weg von der einen Elektrode zur anderen spielt die Bildkraft nur eine geringe Rolle, da sie nur sehr nah an der Elektrode einen relevanten Einfluss besitzt. Befindet sich das Teilchen genau in der Mitte zwischen den beiden Elektroden, so heben sich ihre Anziehungskräfte gegenseitig auf.

3.4.2 Adhäsion

Eine entscheidende Rolle für die Dynamik eines granularen Gases spielt die Adhäsion der Teilchen, also die Kraft, mit der sie aneinander oder an Oberflächen haften. Ist die Adhäsion stärker als die treibende elektrostatische Kraft, so lösen sie sich nicht von der Elektrode und es entsteht kein granulares Gas. Ist sie nur geringfügig schwächer, so kommt es schneller zur Bildung von Clustern, da Teilchen sich gegenseitig abschirmen, so die elektrostatische Kraft verringern und sich nicht mehr im äußeren Feld bewegen lassen. Für die Erzeugung eines homogenen granularen Gases sollte die treibende Kraft daher deutlich stärker als die Adhäsionskräfte sein.

Adhäsion zwischen zwei Körpern beruht im Wesentlichen auf den van der Waals-Kräften, die durch Dipol-Dipol Wechselwirkungen der Atome und Moleküle miteinander entstehen [LEE91]. Da diese Kräfte eine geringe Reichweite besitzen, müssen zwei Stoffe in direkten Kontakt gebracht werden, um durch Adhäsion aneinander zu haften. Entscheidend für die Stärke der Kraft ist neben den Materialien die Größe der Kontaktfläche, welche durch Verformung beeinflusst wird. Daher ist die Adhäsion abhängig vom Druck, mit dem zwei Körper in Kontakt gebracht werden, und im Allgemeinen ist sie bei weichen Oberflächen stärker als bei harten.

Betrachtet man ein sphärisches Teilchen mit Radius R auf einer Ebene, so ist die Kraft, die nötig ist, um es abzulösen, von der Kontaktfläche und der effektiven Oberflächenenergie γ abhängig (typisch: $\gamma = 0.01 - 1 \text{ J/m}^2$). Diese Kraft wurde unabhängig von Johnson-Kendall-Roberts (Gleichung 3.9) und Derjaguin-Muller-Toporov (Gleichung 3.10) hergeleitet [JKR71, DMT75].

$$F_{\rm JKR} = 3\pi R\gamma \tag{3.9}$$

$$F_{\rm DMT} = 4\pi R\gamma \tag{3.10}$$

Die Abweichung der Ergebnisse ergibt sich durch unterschiedlich berechnete Kontaktflächen für eine Kugel auf einer Ebene. Dieser Unterschied führte zu weiteren Untersuchungen, die gezeigt haben, dass die Adhäsionskraft für große, weiche Körper mit großer Oberflächenenergie besser durch das JKR–Modell beschrieben wird. Für kleine, harte Teilchen und geringe Oberflächenenergie sollte das DMT–Modell angewendet werden [LEE91].

Experimentell ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten, allerdings gibt es nur wenige Ergebnisse für Teilchen mit R < 0,1 mm. Für solch kleine Teilchen werden die Experimente im Allgemeinen mit einem Raster-Kraft-Mikroskop (Atomic Force Microscope: AFM) durchgeführt, mit dem die Adhäsionskraft von Teilchen direkt gemessen werden kann. Solche Messungen für kleine Teilchen im Mikrometerbereich liefern Ergebnisse, die um einen Faktor 2 oder mehr unter dem theoretischen Wert liegen [HEI99, JON03].

Diese Abweichung für kleine Teilchen könnten im verstärkten Einfluss von Verunreinigungen und Unebenheiten der Oberflächen begründet sein. Die Theorie geht von perfekten Kugeln mit sauberen Oberflächen aus, diese sind in der Realität allerdings nur selten anzutreffen. Unebenheiten oder kleinste Teilchen auf der Oberfläche verringern die Kontaktfläche und somit die Adhäsion.

Ein weiterer wichtiger Faktor für die Stärke der Adhäsion ist die Luftfeuchtigkeit. Auf jeder Oberfläche befindet sich eine Schicht aus Wassermolekülen, deren Dicke von der relativen Luftfeuchtigkeit der Umgebung abhängig ist. Stehen zwei Flächen in Kontakt miteinander, so verbinden sich diese Wasserschichten und formen kapillare Brücken. Experimente mit Teilchen in der Größenordnung von einigen Mikrometern haben gezeigt, dass die Adhäsion relativ konstant ist, solange die Luftfeuchtigkeit unterhalb von etwa 30% liegt. Mit steigender Luftfeuchtigkeit nimmt die Adhäsion allerdings immer mehr zu, bis sie ab etwa 70% wieder konstant bleibt. Die Adhäsionkräfte können durch die kapillaren Brücken um etwa eine Größenordnung verstärkt werden, wodurch die Luftfeuchtigkeit zu einem dominierenden Faktor für die Haftung von Teilchen wird [CAI01].

3.4.3 Dynamik

Im Vergleich zu einem ungeladenen granularen Gas wird die Dynamik eines elektrisch geladenen granularen Gases nicht nur durch die äußere treibende Kraft und Stöße beeinflusst, sondern zusätzlich auch durch elektrostatische Wechselwirkungen. Eine gleichnamige Ladung der Teilchen kann direkte Kollisionen verhindern und zu vollkommen elastischen Stößen führen [ARA02]. Genauso kann es bei entgegengesetzter Polarität zu einem Ladungsaustausch kommen, nach dem die Teilchen nur noch eine vernachlässigbare Überschussladung besitzen und im äußeren Feld kaum noch beschleunigt werden.

Erzeugung der Gas-Phase

Um überhaupt eine gasförmige Phase im Plattenkondensator zu erzeugen, muss das äußere elektrische Feld stark genug sein, um die Teilchen von den Elektroden zu lösen. Befindet sich ein Teilchen auf der unteren Elektrode, was früher oder später passieren wird, so muss neben der Adhäsionskraft zusätzlich die Gravitationskraft überwunden werden. Diese beträgt für ein sphärisches Teilchen mit Radius R und der Dichte ρ :

$$F_{\rm G} = mg = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho g \ . \tag{3.11}$$

Die Abhängigkeit dieser drei Kräfte vom Teilchenradius ist in Abbildung 3.6 für ein kleines, hartes, isoliertes, sphärisches Teilchen dargestellt. Die resultierende Gesamtkraft ergibt sich als Summe der drei Kräfte, wobei die Adhäsions- und die Gewichtskraft der elektrostatischen Kraft entgegenwirken.



Abbildung 3.6: Darstellung der Kräfte auf ein sphärisches Teilchen, das sich auf der unteren Elektrode eines Plattenkondensators befindet, in Abhängigkeit vom Radius.

Die elektrostatische Kraft F_E ist hier durch Gleichung 3.3 gegeben, bei einer Feldstärke von $E = 3 \cdot 10^6$ V/m, der Durchschlagsgrenze für Luft. Für die Adhäsionskraft wird Gleichung 3.10 verwendet, mit einem durchschnittlichen Wert für die effektive Oberflächenenergie von $\gamma = 0.1$ J/m². Die spezifische Dichte des Teilchens beträgt 1 g/cm³.

Wie aus Abbildung 3.6 zu ersehen ist, würde sich ein Teilchen theoretisch erst ab einem Radius von etwa 1 mm von der unteren Elektrode lösen. Dabei spielt die Gewichtskraft eine vernachlässigbare Rolle, da sie bis zu diesem Radius mindestens zwei Größenordnungen kleiner als die Adhäsionskraft ist.

In der Realität lassen sich schon sehr viel kleinere Teilchen von der Elektrode lösen, da die Adhäsionskräfte durch Unebenheiten oder Verunreinigungen der Oberflächen verringert sind. Diese Verringerung der Adhäsion kann auch gezielt verursacht werden, indem die Oberfläche von Teilchen mit kleineren Teilchen besetzt wird, wie es zum Beispiel bei Tonern für Drucker oder Kopierer der Fall ist. Auf diese Weise ist der reale Kontaktradius und damit die Adhäsionskraft nicht direkt mit der tatsächlichen Größe der Teilchen korreliert.

Wird die elektrostatische Kraft (Gleichung 3.3) und die wirkende Adhäsionskraft für einen realen Kontaktradius r nach Gleichung 3.10 gleichgesetzt, so ergibt sich der minimale Radius R_{\min} eines Teilchens, das sich ablösen lässt, wie folgt:

$$R_{\min} = \sqrt{\frac{4\gamma r}{5,44\epsilon_0 E^2}}$$
 (3.12)

Mit einem realen Kontaktradius von typisch einigen 10 nm, und einer niedrigen Oberflächenenergie ergibt sich damit ein minimaler Radius von etwa einem Mikrometer. Um ein homogenes granulares Gas zwischen zwei Elektroden zu erzeugen, muss der Durchmesser der verwendeten Teilchen daher mindestens einige Mikrometer betragen. Kleinere Teilchen können sich bei zufällig sehr geringer Adhäsion oder durch einen Stoß mit einem anderen Teilchen auch lösen, werden dies aber nicht reproduzierbar tun. Darüber hinaus sollte das granulare Gas keine zu große Teilchendichte aufweisen, da die Teilchen sich gegenseitig abschirmen und so die elektrostatischen Kräfte vermindern, wodurch es in der Folge zur Cluster–Bildung kommen kann.

Ist eine Elektrode des Kondensators mit einer großen Anzahl von Teilchen besetzt, so werden sich diese nach dem Anlegen des elektrischen Feldes nicht alle simultan von der Fläche lösen. Durch Unterschiede in der Adhäsion und der Geschwindigkeit, mit der sie aufgeladen werden, lösen sie sich zu unterschiedlichen Zeitpunkten und tragen eine variierende Ladung. Dies gilt schon bei scheinbar identischen Teilchen, jedoch verstärkt für Teilchen mit unterschiedlichen Größen und beliebiger Form.

Beschleunigung der Teilchen

Nachdem sich die Teilchen von der Elektrode gelöst haben, werden sie im homogenen elektrischen Feld des Kondensators gemäß ihrer Ladung mit der Kraft F = Eq in Richtung der anderen Elektrode beschleunigt. Die Stärke der Beschleunigung ist somit abhängig vom elektrischen Feld, der Ladung und der Masse eines Teilchens und ergibt sich aus:

$$a = \frac{10\pi\epsilon_0 R^2 E^2}{\frac{4}{3}\pi R^3 \rho} = 7,5\epsilon_0 \frac{E^2}{R\rho} .$$
 (3.13)

Dabei wurde die Masse eines sphärischen Teilchens der Dichte ρ eingesetzt und für die Ladung q die Gleichung 3.6 verwendet. Bei gegebener Feldstärke werden demnach kleine und leichte Teilchen schneller beschleunigt als große und schwere. Abhängig von der Beschleunigung erreicht ein Teilchen die gegenüberliegende Elektrode nach der Zeit t und besitzt beim Auftreffen die Endgeschwindigkeit v. Sei der Abstand zwischen den Elektroden gegeben durch die Strecke s, so folgt für die Zeit und Geschwindigkeit:

$$t = \sqrt{\frac{2s}{a}} = \sqrt{\frac{sR\rho}{3,75\epsilon_0 E^2}} \tag{3.14}$$

$$v = \sqrt{2as} = \sqrt{15\epsilon_0 \frac{sE^2}{R\rho}} \quad . \tag{3.15}$$

Da der Aufprall eines Teilchens auf die Elektrode nicht vollkommen inelastisch ist, wird es von der Elektrode abprallen und ein Stück zurück fliegen. Von dem äußeren elektrischen Feld und der Bildkraft wird das Teilchen jedoch wieder in Richtung der Elektrode beschleunigt, so dass es wie ein springender Ball einige Male abprallt, bis es schließlich an der Elektrode haften bleibt. Die Anzahl der Kontakte ist abhängig von der Ladung, der Elastizität der Stöße und der Reibungs– und Adhäsionskräfte. Darüber hinaus wird bei jedem Kontakt ein Teil der Ladung vom Teilchen auf die Elektrode übergehen.

Kommt das Teilchen schließlich auf der Elektrode zur Ruhe, so wird es umgeladen und nach Überwindung der Adhäsionskräfte wieder in Richtung der anderen Elektrode beschleunigt.

Transversale Beschleunigung

Wird das elektrische Feld im Kondensator als homogen angenommen, so erfahren die Teilchen eine Beschleunigung transversal zum Feld, das heißt parallel zu den Elektroden, nur durch Wechselwirkungen mit den anderen Teilchen. Auf ihrem Weg von einer Elektrode zur gegenüberliegenden kommt es zu zufälligen Stößen zwischen den Teilchen, wodurch sie von ihrer gradlinigen Flugbahn abgelenkt werden. Darüber hinaus wechselwirken die Ladungen miteinander, so dass sich die Teilchen abstoßen oder anziehen. Die Anzahl der Stöße kann kaum vorhergesagt werden und hängt stark von der Dichte des granularen Gases ab, je mehr Teilchen, desto mehr Stöße. Auch die elektrostatischen Wechselwirkungen hängen mit der Teilchendichte zusammen, allerdings auch mit der Verteilung der Ladung. Befinden sich negative und positiv geladene Teilchen in etwa gleichem Verhältnis im granularen Gas, so werden sich anziehende und abstoßende Kräfte etwa die Waage halten. Bei einem Überschuss eines Ladungstyps wirkt allerdings auf die Teilchen am äußersten Rand eine Kraft, die sie aus dem granularen Gas heraus treibt, was letztendlich zu einer steigenden Verdünnung des Gases führt.

Da die Wechselwirkungskraft der Ladungen quadratisch mit dem Abstand der Teilchen abnimmt, ist der Einfluss der Teilchen mit dem geringsten Abstand am größten. Zur Abschätzung der Kraft werden zwei identische Teilchen angenommen, die in direktem Kontakt miteinander von einer Elektrode abheben und mit F = Eq in Richtung der anderen Elektrode beschleunigt werden. Der Abstand der Ladungen beträgt in diesem Fall etwa den vierfachen Radius der Teilchen $r_i = 4R$, da sie sich innerhalb der Teilchen so weit wie möglich voneinander entfernen. Dadurch ergibt sich mit Gleichung 3.7 das Verhältnis der wirkenden Kräfte wie folgt:

$$\frac{F_{\rm WW}}{F} = \frac{\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0(4R)^2}}{Eq} = \frac{10\pi\varepsilon_0 R^2 E}{256\pi\varepsilon_0 R^2 E} < 0.05 \quad . \tag{3.16}$$

Für die Ladung q der Teilchen wurde wiederum die Gleichung 3.6 verwendet. Die transversale elektrostatische Kraft beträgt in diesem Fall also weniger als 5% der Kraft, die die Teilchen im elektrischen Feld beschleunigt und nimmt mit steigendem Abstand der Teilchen weiter quadratisch ab.

In einem verdünnten granularen Gas wird die transversale elektrostatische Kraft aufgrund des großen Abstandes der Teilchen somit relativ schwach sein. Letztendlich wird sie in Verbindung mit den Stößen zwischen den Teilchen trotzdem zu einer langsamen Verringerung der Dichte des granularen Gases führen.

Kapitel 4

Theorie der Lichtmodulation durch ein granulares Gas

Die Idee, Licht durch die elektrostatische Manipulation von geladenen Teilchen zu modulieren ist nicht neu und wurde in einer Reihe von verschiedenen elektrophoretischen Modulatoren umgesetzt. Eine Gemeinsamkeit der verschiedenen Methoden besteht darin, dass die geladenen Teilchen sich in einer neutralen Flüssigkeit bewegen, wodurch die Geschwindigkeit der Modulation stark eingeschränkt ist.

Soweit bekannt, stellt diese Arbeit den ersten Versuch dar, Licht reproduzierbar durch ein elektrostatisch kontrolliertes granulares Gas zu modulieren. Es ist somit eine neue Technik zur Lichtmodulation.

In diesem Kapitel wird das Prinzip einer Modulationszelle erläutert, mit der sich Licht durch ein geladenes granulares Gas modulieren lässt. Dabei wird auf den Aufbau, die Funktionsweise und die theoretischen Eigenschaften einer solchen Zelle eingegangen.

4.1 Aufbau einer Modulationszelle

Im Wesentlichen besteht eine Modulationszelle aus zwei parallel angeordneten Elektroden, zwischen denen ein granulares Gas aus geladenen Teilchen erzeugt werden kann. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, wird das Licht über eine Optik in die Modulationszelle eingekoppelt. Das Licht kann dabei aus einer beliebigen Quelle kommen, es muss weder kohärent, noch polarisiert oder monochromatisch sein. Nur die Lichtleistung ist durch den Aufbau der Zelle begrenzt, da die Teilchen einen Teil des Lichtes absorbieren und dadurch erwärmt werden.

Durch ein elektrisches Signal wird innerhalb der Zelle das granulare Gas ein- und ausgeschaltet, wodurch das Licht in seiner Intensität moduliert wird. Durch eine optionale Blende kann das austretende Licht begrenzt werden, bevor es über eine Optik auf den Empfänger abgebildet wird.



Abbildung 4.1: Darstellung eines Aufbaus, mit dem Licht durch eine Modulationszelle auf Basis eines granularen Gases moduliert werden kann. Durch elektrische Signale wird das granulare Gas an- und ausgeschaltet und so das Licht gezielt moduliert.

Im einfachsten Fall sind beide Elektroden der Zelle elektrisch leitend und nicht von einer isolierenden Schicht bedeckt (Abb. 4.2 a). In diesem Fall kann das granulare Gas sowohl durch Gleich– als auch durch Wechselspannung erzeugt werden, da sich die Teilchen bei jedem Kontakt mit einer der Elektroden umladen und von ihr weg beschleunigt werden. Die Frequenz der angelegten Spannung ist allerdings nach oben durch das Verhältnis von Ladung und Masse der Teilchen begrenzt. Aufgrund ihrer Trägheit können die Teilchen einem zu schnell wechselnden elektrischen Feld nicht folgen und werden sich daher nicht von den Elektroden lösen.

Ohne ein äußeres Feld werden die Teilchen durch die elektrostatischen Bildkräfte zu den Elektroden beschleunigt, wo sie schließlich haften bleiben. Diese Beschleunigung ist allerdings gering, so dass das die Auflösung des granularen Gases sehr viel längere Zeit benötigt als die Entstehung.



Abbildung 4.2: Verhalten der Teilchen in einer Modulationszelle mit (a) keiner, (b) einer und (c) zwei isolierten Elektroden. Nur im Fall keiner isolierten Elektrode kann auch durch Gleichspannung ein granulares Gas erzeugt werden.

Falls eine der Elektroden mit einer elektrisch isolierenden Schicht versehen ist, kann ein granulares Gas nur durch ein wechselndes Feld erzeugt werden (Abb. 4.2 b). Wird eine Gleichspannung angelegt, so nehmen alle Teilchen die Polarität der nicht isolierten Elektrode an und werden zur Isolationsschicht beschleunigt, wo sie schließlich aufgeladen haften bleiben. Durch die Gleichspannung lassen sich die Teilchen somit schneller aus der Gas-Phase entfernen als es bei zwei nicht-isolierten Elektroden möglich ist. Darüber hinaus senkt die Isolierung die Gefahr eines elektrischen Durchschlags innerhalb der Zelle.

Sind beide Elektroden elektrisch isoliert, kann wiederum nur durch ein Wechselfeld ein granulares Gas erzeugt werden und auch nur falls die Teilchen eine Ladung tragen, die sie vor dem Einbringen in die Zelle erhalten haben (Abb. 4.2 c). Nach Anlegen einer Gleichspannung werden die Teilchen in Abhängigkeit von ihrer Ladung und der Richtung des elektrischen Feldes zu einer der Isolationsschichten beschleunigt, an denen sie haften bleiben.

4.2 Kontrolle des granularen Gases

Die Teilchen in der Modulationszelle werden durch Variation des elektrischen Feldes dazu gebracht, eine Gas-Phase zu erzeugen oder an den Elektroden zu haften. Aufgrund der großen Anzahl der Teilchen und der schwer vorhersagbaren Wechselwirkungen ist ihre Bewegung zwischen den Elektroden jedoch nur in einem begrenzten Umfang zu beeinflussen. Die Ladungen und Adhäsionskräfte unterscheiden sich für jedes Teilchen und sind selbst für ein spezielles Teilchen nicht konstant, sondern ändern sich bei jedem Kontakt mit einer der Elektroden oder bei Stößen zwischen den Teilchen.

Neben der Kontrolle der Teilchen in Richtung des elektrischen Feldes ist auch die Kontrolle transversal zum Feld von Bedeutung. Durch Stöße und elektrostatische Wechselwirkungen vergrößert sich mit der Zeit die Ausdehnung des granularen Gases parallel zu den Elektroden. Darüber hinaus ist das Feld eines realen Plattenkondensators nicht homogen. Teilchen am Rand der Elektroden werden zu Beginn ihrer Bewegung durch das inhomogene Feld nach außen beschleunigt. Aufgrund der höheren Geschwindigkeit und ihrer Trägheit können sie in der zweiten Hälfte der Strecke den Feldlinien nicht folgen und verlassen den Raum zwischen den Elektroden (Abbildung 4.3).

Hat ein Teilchen einmal den Bereich zwischen den Elektroden verlassen, so kann es nicht mehr in die Gas-Phase beschleunigt werden. Dies führt zu einer zunehmenden Verdünnung des granularen Gases, mit dem Ergebnis, dass die Absorption des Lichtes immer geringer wird.



Abbildung 4.3: In einer realen Modulationszelle werden die Teilchen durch das inhomogene Feld im Randbereich der Elektroden nach außen beschleunigt. Nach einiger Zeit haben alle Teilchen den Bereich zwischen den Elektroden verlassen und können nicht mehr bewegt werden.

Letztendlich werden alle Teilchen den Bereich zwischen den Elektroden verlassen haben und es ist keine Modulation des Lichtes mehr möglich. Da dies die Lebensdauer der Modulationszelle begrenzen würde, muss ein Weg gefunden werden, diese transversale Bewegung der Teilchen einzugrenzen. Im Folgenden werden verschiedene Methoden diskutiert, die dies bewirken könnten.

Gekapselte Modulationszelle

Die einfachste Methode, die Teilchen am Verlassen der Zelle zu hindern, ist natürlich eine Begrenzung ihrer Bewegung durch feste Hindernisse (siehe Abb. 4.4). In einem solchen Fall ist die Modulationszelle vollständig gekapselt und das Licht muss durch Fenster ein- und austreten.



Abbildung 4.4: In einer vollständig gekapselten Zelle werden sich Teilchen an den Fenstern, durch die das Licht ein- und austritt, anlagern und so die Effizienz verringern.

Während des Betriebs der Zelle werden Teilchen mit den Fenstern kollidieren und teilweise daran haften bleiben. Diese Teilchen werden sich nur schwer wieder lösen, da die Kraft durch das elektrische Feld nun parallel und nicht senkrecht zur Fläche wirkt, an der die Teilchen haften. Letztendlich wird sich ein Gleichgewicht einstellen, bei dem ein bestimmter Bruchteil der Fenster mit Teilchen bedeckt ist, wodurch die Transmission und somit die Effizienz der Modulationszelle verringert wird.

Ein weiterer Nachteil der gekapselten Zelle ergibt sich bei der Anordnung einer großen Anzahl von Modulationszellen in Form eine Zeile. Durch die endliche Dicke der Hindernisse ist der Abstand der einzelnen Zellen vorgegeben und somit der Füllfaktor der Zeile begrenzt.

Elektrodenform

Da die geladenen Teilchen in einem elektrischen Feld beschleunigt werden, wäre es sinnvoll, dieses so zu verändern, dass die transversale Ausbreitung der Teilchen durch das Feld selbst verhindert wird. Verändern lässt sich das Feld zum Beispiel durch die Form der Elektroden. Da Feldlinien immer senkrecht auf einer leitenden Oberfläche stehen, würden konkave Elektroden wie in Abbildung 4.5 die Teilchen von den Randbereichen zum Zentrum der Elektroden beschleunigen. Dieser Effekt steigt mit sinkendem Krümmungsradius der Elektroden bis beide eine fast geschlossene Kugel bilden.

Allerdings kann der Krümmungsradius nur in begrenztem Umfang verkleinert werden, da das Licht eine immer geringere Öffnung zum Durchqueren der Zelle zur Verfügung hat und die Wahrscheinlichkeit eines elektrischen Durchschlages, aufgrund des geringeren Elektrodenabstandes an den Rändern steigt.



Abbildung 4.5: Durch die Form der Elektroden kann das elektrische Feld so beeinflusst werden, das die Teilchen im Randbereich zum Zentrum der Elektroden beschleunigt werden.

Durch die Elektrodenform kann das elektrische Feld demnach nur in gewissen Grenzen verändert werden. Teilchen, die durch Stöße einen starken transversalen Impuls bekommen, können auf diese Weise nicht in der Zelle gehalten werden. Im Endeffekt würde eine konkave Form der Elektroden die Lebensdauer einer Modulationszelle vermutlich verlängern, jedoch nicht in einem ausreichenden Maße.

Begrenzungselektroden

Das elektrische Feld kann nicht nur durch die Form der Elektroden verändert werden, sondern auch durch den Einsatz von mehreren separaten Elektroden, an die unterschiedliche Potentiale angelegt werden. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt ist, sind bei so einem Aufbau die Elektroden, zwischen denen das granulare Gas erzeugt wird, von weiteren Elektroden umgeben. Zur Unterscheidung werden die Elektroden im Folgenden als Steuer- und Begrenzungselektroden bezeichnet. Die Steuerelektroden erzeugen das granulare Gas und die Begrenzungelektroden dienen zur Veränderung des elektrischen Feldes.



Abbildung 4.6: Durch Begrenzungselektroden kann die Form und Stärke des Feldes variabel verändert werden indem die Potentiale der Elektroden passend gewählt werden.

Wie durch konkave Elektroden, kann das elektrische Feld durch Begrenzungselektroden so verformt werden, dass die Teilchen am Rand der Steuerelektroden zum Zentrum beschleunigt werden. Begrenzungselektroden haben dabei den Vorteil, dass durch Variation der Potentiale die Form und Stärke des Feldes verändert werden kann. Dies würde die transversale Ausbreitung der Teilchen besser verhindern als es durch das statische Feld konkaver Elektroden möglich ist, allerdings könnten Teilchen immer noch durch Stöße aus der Zelle entfernt werden.

Um die Teilchen hundertprozentig am Verlassen der Zelle zu hindern, müssten die Begrenzungselektroden eine Potentialbarriere erzeugen, welche die Teilchen nicht überwinden können. Eine Barriere in dieser Art kann jedoch nur erzeugt werden, wenn alle Teilchen innerhalb der Zelle die gleiche Polarität besitzen. Ist die elektrische Ladung aller Teilchen zum Beispiel positiv, so können sie am Verlassen der Zelle gehindert werden, indem die Begrenzungselektroden immer auf einem positiven Potential gegenüber den Steuerelektroden gehalten werden.

Damit eine Modulationszelle nach diesem Prinzip funktionieren kann, müssen alle Elektroden elektrisch isoliert sein, so dass die Teilchen nicht umgeladen werden können. Das bedeutet auch, dass die Teilchen ihre Ladung schon vor dem Einbringen in die Zelle erhalten müssen, da sie in der Zelle selbst nicht aufgeladen werden können.

Magnetfeld

Als weitere Möglichkeit die transversale Bewegung der Teilchen zu beeinflussen, wurde ein Magnetfeld in Betracht gezogen, bei dem die magnetischen Feldlinien parallel zu den elektrischen Feldlinien verlaufen. Bewegen sich die geladenen Teilchen senkrecht zum magnetischen Feld \vec{B} mit der Geschwindigkeit v_{\perp} , so wirkt auf sie die Lorentzkraft:

$$\vec{F}_{\rm L} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad . \tag{4.1}$$

Durch die Lorentzkraft bewegen sich die Teilchen auf Spiralbahnen um die magnetischen Feldlinien. Der Gyrations- oder Larmor-Radius $r_{\rm L}$ der Spiralbahnen ist dabei gegeben durch:

$$r_{\rm L} = \frac{m v_{\perp}}{q B} \quad . \tag{4.2}$$

Die transversale Bewegung der Teilchen wird also durch die Lorentzkraft in eine Kreisbewegung umgewandelt, die dazu führen könnte, dass die Teilchen zwischen den Elektroden gehalten werden. Dazu müsste der Radius $r_{\rm L}$ kleiner als die räumliche Ausdehnung der Elektroden sein, und die Stärke der Lorentzkraft müsste größenordnungsmäßig im Bereich der wirkenden elektrostatischen Kraft F = Eq liegen. Wie die folgende Rechnung zeigt sind diese Bedingungen in einer Modulationszelle nicht zu erfüllen, da das Verhältnis von Masse und Ladung der Teilchen zu groß ist.

Als Beispiel sei eine Zelle mit einer elektrischen Feldstärke von $E = 3 \cdot 10^6$ V/m und einer magnetischen Feldstärke von B = 1 T angenommen, in der sich Teilchen mit einem Radius von $R = 5 \ \mu$ m und einer Dichte von $\rho = 1$ g/cm³ befinden. In diesem Fall ergibt sich bei Parität von Lorentz– und elektrostatischer Kraft ein Radius der Spiralbahnen von $r_{\rm L} \approx 10^9$ m, was die Abmessungen einer sinnvollen Modulationszelle deutlich überschreitet. Darüber hinaus müssten sich die Teilchen mit etwa einem Prozent der Lichtgeschwindigkeit bewegen.

Der Einsatz eines Magnetfeldes ist demnach keine geeignete Methode, um die transversale Bewegung der Teilchen und damit die Verdünnung des granularen Gases zu verhindern. Es wäre ein nicht realisierbares Magnetfeld nötig, um einen geeigneten Larmor-Radius zu erreichen.

4.3 Eigenschaften des Modulators

Die Eigenschaften einer Modulationszelle werden hauptsächlich durch die geometrischen Abmessungen der Elektroden und die verwendeten Teilchen definiert. Die Zusammenhänge werden in diesem Abschnitt allgemeingültig beschrieben, ohne dabei von einer bestimmten Größe der Modulationszelle oder einer bestimmten Teilchenart auszugehen.

4.3.1 Effizienz

Die Effizienz einer Modulationszelle ist im Wesentlichen dadurch bestimmt, wie das zu modulierende Licht in die Zelle eingestrahlt wird. Handelt es sich um einen stark kollimierten Strahl oder einen Laserstrahl mit geringem Durchmesser, so geht das Licht wie in Abbildung 4.7 a dargestellt ungehindert durch die Zelle und die Ausgangsintensität entspricht der Intensität, die eingestrahlt wird.

Ist der Lichtstrahl dagegen divergent oder ist der Durchmesser des Strahls größer als der Abstand der Elektroden, so wird ein Teil des Lichtes an den Elektroden oder den Teilchen darauf gestreut oder absorbiert (Abb. 4.7 b). In diesem Fall geht ein gewisser Teil der eingestrahlten Intensität verloren, wodurch die Effizienz reduziert wird.



Abbildung 4.7: Die Effizienz der Modulationszelle ist von der Art des eingestrahlten Lichtes abhängig. Ein begrenzter Strahl durchquert die Zelle ungehindert (a), ein divergenter verliert durch Streuung und Absorption an Intensität (b).

4.3.2 Kontrast

Der Kontrast der Modulationszelle, also das Verhältnis der Lichtintensitäten im einund ausgeschalteten Zustand, ist abhängig von der Streuung und Absorption des Lichtes innerhalb der Zelle. Befindet sich ein granulares Gas in der Zelle, so existiert für das Licht eine mittlere freie Weglänge l, nach der es auf ein Teilchen des granularen Gases treffen wird. Diese Strecke ist abhängig von der Dichte des granularen Gases nund dem Streuquerschnitt der Teilchen σ und ergibt sich aus:

$$l = \frac{1}{n\sigma} \quad . \tag{4.3}$$

Der Kehrwert dieser mittleren freien Weglänge wird als Absorptionskoeffizient $\alpha = 1/l$ des Mediums bezeichnet und führt zu dem bekannten Lambert-Beerschen-Gesetz, welches die exponentielle Intensitätsabnahme von Licht in einem streuenden oder absorbierenden Medium beschreibt [BER78]:

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha x}$$
 . (4.4)

Durch die Gleichungen 4.3 und 4.4 lässt sich der Verlust an Lichtintensität innerhalb des granularen Gases einer Modulationszelle abschätzen. Dabei wird von einer Zelle ausgegangen, bei der sich die Elektroden in einem Abstand s voneinander befinden und eine der Elektroden mit einer Monolage sphärischer Teilchen mit dem Radius R bedeckt ist (siehe Abb. 4.8 a).

Da jedes Teilchen näherungsweise eine Fläche von πR^2 auf der Elektrode einnimmt, beträgt die Teilchendichte der homogenen Gas–Phase $n \approx 1/s\pi R^2$. Wird für den Streuquerschnitt der Teilchen ihr geometrischer Querschnitt eingesetzt ($\sigma \approx \pi R^2$), so ergibt sich daraus der Absorptionskoeffizient des granularen Gases:

$$\alpha = n\sigma \approx \frac{1}{s} \quad . \tag{4.5}$$

Nach Gleichung 4.4 fällt damit die Intensität innerhalb des granularen Gases schon nach einer Strecke von 5s auf unter 1% der Ausgangsintensität ab. Wie in Abbildung 4.8 b zu sehen ist, genügt demnach ein Mehrfaches des Elektrodenabstandes s, um einen Großteil des Lichtes zu absorbieren und einen ausreichenden Kontrast zu erzielen.

Die Absorption innerhalb einer realen Zelle ist von der tatsächlichen Dichte und insbesondere von dem realen Streuquerschnitt der Teilchen abhängig, welcher durch die Eigenschaften der Teilchen und der Frequenz des einfallenden Lichtes beeinflusst wird. Die hier gemachten Überlegungen bieten jedoch einen guten Anhaltspunkt.



Abbildung 4.8: a) Bei einer Monolage Teilchen mit Radius R beträgt die Teilchendichte in der Zelle etwa $1/s\pi R^2$. b) Eine Absorptionslänge vom mehrfachen des Elektrodenabstands bewirkt bereits eine deutliche Verringerung der Intensität.

4.3.3 Schaltzeiten

Bei der Modulationszelle sind die optischen Schaltzeiten durch die Zeit vorgegeben, die benötigt wird, um die Teilchen von den Elektroden in die Gas-Phase zu beschleunigen, oder sie wieder daraus zu entfernen. Da dies zwei unterschiedlichen Ausgangssituationen entspricht, wird sich die Anstiegszeit der Lichtintensität von der Abfallzeit unterscheiden.

Abfall der Lichtintensität

Bei der theoretischen Betrachtung der Vorgänge, die zum Abfall der Lichtintensität führen, wird von einer Modulationszelle ausgegangen, in der sich die granularen Teilchen nur auf einer Elektrode befinden (siehe Abbildung 4.9 a). Das Licht wird mit der Intensität I_0 in die Zelle eingestrahlt und besitzt nach dem Durchgang, bei dem die komplette Höhe der Zelle ausgenutzt wird, immer noch die Intensität I_0 .



Abbildung 4.9: Nach Anlegen einer Spannung wird die Intensität des einfallenden Lichtes durch die Teilchen zunehmend verringert, da sie in einem steigenden Bruchteil x(t)/s der Zelle das Licht absorbieren.

Nach Erzeugung eines elektrischen Feldes zum Zeitpunkt t = 0 werden die Teilchen in der Modulationszelle zur gegenüberliegenden Elektrode beschleunigt. Nach Gleichung 3.13 sinkt die Beschleunigung der Teilchen mit ihrer Größe, so dass sie sich nicht gleichmäßig, sondern in einer Art Wolke bewegen, in der die kleinsten Teilchen die Front der Wolke bilden (siehe Abb. 4.9 b). Die Intensität I_1 des austretenden Lichtes wird durch die Teilchen-Wolke zunehmend vermindert, da sie einen steigenden Bruchteil x(t)/s der Zelle einnimmt und das einfallende Licht auf der Strecke l absorbiert oder streut. Zur Zeit t_0 erreichen die schnellsten Teilchen die gegenberliegende Elektrode $(x(t_0) = s)$ und das granulare Gas füllt die Zelle vollständig aus. Damit ist der Abfall der Lichtintensität ist beendet.

Befinden sich zum Zeitpunkt t = 0 auf beiden Elektroden Teilchen, so müssen die Teilchen nur die halbe Entfernung zurücklegen, damit das granulare Gas die Zelle vollständig ausfüllt. In diesem Fall muss s durch s/2 ersetzt werden.

Die Intensität des austretenden Lichtes I_1 ist vom Absorptionskoeffizienten α der Zelle abhängig und wird zu jeder Zeit durch das Lambert-Beersche-Gesetz beschrieben (Gleichung 4.4). Ist die Modulationszelle ausgeschaltet und die Teilchen haften an den Elektroden, so ist $\alpha = 0$ und das Licht kann die Zelle ungehindert passieren. Während des Schaltvorganges werden die Teilchen zur gegenüberliegenden Elektrode beschleunigt, wodurch die Absorption mit der fortschreitenden Wolke ansteigt, so dass der Absorptionskoeffizient zeitabhängig wird:

$$\alpha(t) = \frac{x(t)}{s}\beta = \frac{at^2}{2s}\beta \quad . \tag{4.6}$$
Dabei entspricht a der Beschleunigung der Wolkenfront, also der Beschleunigung der kleinsten Teilchen, die sich nach Gleichung 3.12 von den Elektroden lösen können. Der Absorptionskoeffizienten β der sich ausbreitenden Teilchenwolke wird idealerweise als konstant angenommen. Der Intensitätsverlauf des Lichtes nach dem Anlegen eines elektrischen Feldes ergibt sich somit durch einsetzen der Gleichungen 4.6 und 3.13 in die Gleichung 4.4:

$$I_1 = I_0 e^{-\frac{3.75\epsilon_0\beta l E^2}{sR_{\min}\rho}t^2} .$$
(4.7)

Nach dieser Gleichung wird die Intensität mit zunehmender Zeit exponentiell gegen null streben. In der Realität besitzt die Intensität allerdings einen kleinsten Wert größer Null. Aus diesem Grund ist der Verlauf der Intensität nach Gleichung 4.7 nur gültig bis der Raum zwischen den Elektroden vollständig vom granularen Gas ausgefüllt ist. Dies geschieht zur Zeit t_0 , welche gegeben ist durch:

$$t_0 = \sqrt{\frac{2s}{a}} = \sqrt{\frac{sR_{\min}\rho}{3,75\epsilon_0 E^2}} .$$
 (4.8)

Die Abbildung 4.10 zeigt den theoretischen Verlauf der Intensität, wie er sich nach Gleichung 4.7 ergibt. Aus diesem Verlauf lässt sich auch die Abfallzeit, also die Zeit zwischen $I_1 = 0.9 I_0$ und $I_1 = 0.1 I_0$, wie folgt berechnen:

$$t_{\rm aus} = (\sqrt{-\ln 0.1} - \sqrt{-\ln 0.9}) \sqrt{\frac{2sR_{\rm min}\rho}{7.5\epsilon_0\beta lE^2}} \approx 0.6 \sqrt{\frac{sR_{\rm min}\rho}{\epsilon_0\beta lE^2}} .$$
(4.9)

Die Schaltzeit zum Abschalten des Lichtes erhöht sich demnach mit dem Gewicht der Teilchen und dem Elektrodenabstand. Sie verringert sich dagegen mit steigender Feldstärke und steigendem Absorptionsvermögen der Zelle.



Abbildung 4.10: Theoretischer Verlauf der Intensität nach Anlegen eines elektrischen Feldes zur Zeit t = 0. Eingezeichnet sind die Schaltzeit t_{aus} und die Zeit t_0 , bis zu der dieser Verlauf theoretisch gültig ist.

Anstieg der Lichtintensität

Die Anstiegszeit der Lichtintensität ist von der Geschwindigkeit abhängig, mit der die Teilchen aus der Gas-Phase auf die Elektroden zurückkehren und dort haften bleiben. Wie in Abbildung 4.11 a dargestellt, befindet sich im Moment des Abschaltens der Zelle ein granulares Gas geladener Teilchen zwischen den Elektroden, in dem sich die Teilchen aufgrund der Stöße und elektrostatischen Wechselwirkungen willkürlich bewegen. Ohne äußeres Feld werden sie durch die schwachen Bildkräfte oder die Gravitation zu den Elektroden beschleunigt, wo sie sich letztendlich absetzen werden. In einem elektrischen Feld werden sie jedoch entsprechend ihrer Ladung zu einer der Elektroden beschleunigt und bleiben dort haften, sofern das Feld zu gering ist, um sie wieder von den Elektroden zu lösen (Abbildung 4.11 b).



Abbildung 4.11: a) Ohne äußeres Feld sind die Bewegungen der Teilchen willkürlich, und sie benötigen relativ lange um sich auf den Elektroden anzusetzen. b) Wird ein schwaches Feld angelegt, werden die Teilchen entsprechend ihrer Ladung und Masse zu den Elektroden beschleunigt.

Die Feldstärke darf also nicht stark genug sein, um die Teilchen gegen die Adhäsionskräfte wieder von den Elektroden zu lösen, sobald die Teilchen diese einmal berührt haben. Da größere Teilchen leichter wieder gelöst werden, ist die maximale Feldstärke von dem Radius $R_{\rm max}$ der größten Teilchen in der Zelle abhängig. Mit der Gleichung 3.12 und unter Annahme minimaler Kontaktradien von r = 10 nm und Oberflächenenergien $\gamma = 10 \text{ mJ/m}^2$, ergibt sich die elektrische Feldstärke, die zum Entfernen der Teilchen aus der Gas-Phase verwendet werden kann, durch:

$$E < \frac{2.8 \text{ V}}{R_{\text{max}}}$$
 (4.10)

Der Anstieg von minimaler zu maximaler Intensität wird qualitativ ähnlich wie der Abfall der Intensität verlaufen, lässt sich analytisch jedoch nicht so leicht beschreiben. In dem Moment, da sie durch ein schwaches Feld zu den Elektroden beschleunigt werden, befinden sich die Teilchen nicht in einem definierten Zustand, sondern bewegen sich beliebig im Raum. Während der Bewegung zu den Elektroden kommt es zu schwer vorhersagbaren Wechselwirkungen zwischen den Teilchen, die sich in entgegengesetzte Richtungen bewegen. Mit der Zeit wird das granulare Gas ausdünnen, da immer mehr Teilchen an den Elektroden haften, wodurch der Absorptionskoeffizient der Zelle stetig sinkt, bis er schließlich Null erreicht. Eine genauere Beschreibung der Intensitätszunahme lässt sich vermutlich nur durch aufwendige Computersimulationen oder Modellrechnungen erzielen.

4.3.4 Leistungsaufnahme

Die Leistungsaufnahme der Modulationszelle ergibt sich mit P = UI aus dem Produkt der Spannung, mit der die Zelle betrieben wird, und dem Strom, der dabei durch die Zelle fließt.

Ist an die Zelle eine Gleichspannung angelegt und sind beide Elektroden nicht isoliert, so ist der Stromfluss durch den Ladungstransport der Teilchen von einer Elektrode zur anderen bestimmt. Dieser Strom ergibt sich also aus dem Produkt der Ladung q, welche ein Teilchen pro Zeiteinheit t transportiert, und der Anzahl N der Teilchen:

$$I = \frac{N \cdot q}{t} = 10\pi\epsilon_0 N R^2 E^2 \sqrt{\frac{3.75\epsilon_0}{sR\rho}}$$
 (4.11)

Dabei wurde die Ladung eines Teilchens aus Gleichung 3.6 und die Flugzeit eines Teilchens von einer Elektrode zur anderen aus Gleichung 3.14 eingesetzt.

Ist mindestens eine der Elektroden isoliert, so kommt es zu keinem Stromfluss zwischen den Elektroden, da die Teilchen ihre Ladung nicht abgeben können. In diesem Fall kann die Zelle aber auch nur durch Wechselspannung betrieben werden, so dass ein Blindstrom fließt, der durch das wiederholte Auf- und Entladen der Elektroden entsteht. Dieser Strom ergibt sich aus:

$$I = C \frac{dU}{dt} \quad . \tag{4.12}$$

Wobei C die Kapazität der Elektroden ist und dU/dt sich aus der Frequenz und Spannung ergibt, mit der die Zelle betrieben wird.

4.3.5 Modulierbare Lichtleistung

Während des Betriebes der Modulationszelle wird die Energie und der Impuls des eingestrahlten Lichtes zumindest teilweise von den granularen Teilchen aufgenommen. Dies begrenzt die modulierbare Lichtleistung, da bei zu hoher Leistung die Teilchen entweder verdampfen oder durch den Strahlungsdruck aus der Zelle entfernt werden können. Diese beiden Effekte sind nur relevant, während sich die Teilchen in der Gas-Phase befinden, so dass auch das zeitliche Verhältnis von ein- und ausgeschaltetem Zustand der Zelle von Bedeutung ist. Bei der folgenden Abschätzung wird davon ausgegangen, dass die eingestrahlte Lichtleistung ϕ von der Gesamtmasse M der granularen Teilchen in der Zelle hundertprozentig absorbiert wird.

Die Temperaturerhöhung ΔT während der Zeit, die die Teilchen von einer Elektrode zur anderen benötigen, ergibt sich aus der Beziehung:

$$\Delta T = \frac{Q}{c_{\rm T}M} = \frac{\phi t}{c_{\rm T}M} \ . \tag{4.13}$$

Wobei $c_{\rm T}$ die Wärmekapazität der Teilchen in der Zelle ist. Die zugeführte Energie Q berechnet sich aus dem Produkt der Lichtleistung und der Flugzeit der Teilchen t (Gleichung 3.14).

Diese Temperaturerhöhung sollte vermutlich maximal einige Kelvin betragen. Der genaue Wert ist jedoch stark davon abhängig, wie viel Wärme die Teilchen bei jedem Kontakt mit einer Elektrode abgeben können. Ebenso ist der Aufbau der realen Modulationszellen und eine eventuell vorhandenen aktive Kühlung der Zelle für die maximal modulierbare Lichtleistung von Bedeutung.

Das in die Zelle eingestrahlte Licht transportiert pro Sekunde N Photonen, die jeweils einen Impuls p besitzen und die folgende Kraft auf die Teilchen des granularen Gases ausüben:

$$F = N \cdot p = \frac{\phi}{h\nu} \cdot \frac{h}{\lambda} = \frac{\phi}{c} \quad . \tag{4.14}$$

Dabei sind λ und ν die Wellenlänge und Frequenz des Lichtes, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Diese Kraft bewirkt eine Beschleunigung der Teilchen, die sich wie folgt ergibt:

$$a = \frac{\phi}{Mc} \quad . \tag{4.15}$$

Ob die Teilchen durch diese Beschleunigung aus der Modulationszelle entfernt werden, ist wiederum vom Aufbau der realen Modulationszelle abhängig. Insbesondere von der Methode, mit der die transversale Ausbreitung der Teilchen verhindert wird. Im Fall von Begrenzungselektroden sollte die Beschleunigung durch den Lichtdruck deutlich unter den Beschleunigungen liegen, welche die elektrischen Felder der Begrenzungselektroden auf die Teilchen ausüben.

Letztendlich wird sich die tatsächlich modulierbare Lichtleistung nur experimentell ermitteln Lassen. Die Berechnungen können nur eine sehr ungenaue Abschätzung geben.

Kapitel 5

Experimente zur Lichtmodulation durch ein granulares Gas

Nachdem im letzten Kapitel der theoretische Aufbau und die Funktionsweise einer Modulationszelle auf Basis eines granularen Gases behandelt wurde, werden nun in diesem Kapitel die Ergebnisse der Experiment vorgestellt, die dazu durchgeführt wurden.

Um zu testen, ob sich Licht überhaupt wirksam durch ein granulares Gas modulieren lässt, wurden die ersten Versuche mit zwei einfachen Metallelektroden durchgeführt. Diese waren in einem Abstand von etwa einem Millimeter angebracht und durch Anlegen einer Spannung von 1000 V wurde zwischen ihnen ein granulares Gas erzeugt. Die Schaltzeiten und der Kontrast waren in diesen Versuchen zwar nicht besonders gut, aber es wurde gezeigt, dass die Modulation von Licht auf diese Weise möglich ist. Danach wurde der Aufbau der Experimente komplexer und somit die Ergebnisse genauer und besser reproduzierbar. Die Metallelektroden wurden durch chrombeschichtete Glasplatten ersetzt, und ihr Abstand wurde zunehmend verringert, um die Schaltzeiten zu verbessern. Schließlich wurden die Versuche nicht mehr in Luft, sondern in einer trockenen Stickstoff–Atmosphäre durchgeführt, um den Einfluss der Luftfeuchtigkeit auszuschließen.

Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau der verschiedenen Versuche genau beschrieben. Die gemessenen Ergebnisse werden dargestellt und ihre Übereinstimmung mit der Theorie wird untersucht.

5.1 Wahl des granularen Materials

Die Art des Pulvers, mit dem das granulare Gas erzeugt wird, spielt eine entscheidene Rolle für die Eigenschaften der Modulationszelle. Material, Form und Größe der Teilchen beeinflussen die Absorption und Streuung des Lichtes, die wirkenden Adhäsionskräfte und die Schaltzeiten der Zelle. Aufgrund der großen Oberfläche reagieren feine Pulver sehr stark mit Sauerstoff, so dass sie im Allgemeinen leicht entzündlich oder sogar explosiv sind. Aus diesem Grund sollten die Teilchen aus einem relativ inerten Material bestehen, da sie im Lauf der Experimente mit Sauerstoff in Berührung kommen, erhitzt und mit Laserlicht beschossen werden.

Außerdem müssen die Teilchen aus einem elektrisch leitenden Material bestehen, so dass sie beim Kontakt mit einer Elektrode dessen Polarität annehmen können. Die Leitfähigkeit muss ausreichend sein, um die Teilchen so schnell aufzuladen, dass die Verweildauer auf den Elektroden kurz im Vergleich zur Flugzeit von einer zur anderen Elektrode ist.

Nach Abschnitt 4.3.3 nimmt die Schaltzeit der Modulationszelle mit dem Radius und der spezifischen Dichte der Teilchen ab, so dass die Teilchen so klein und leicht wie möglich sein sollten. Allerdings ist der Durchmesser der Teilchen durch die wirkenden Adhäsionskräfte nach unten beschränkt und muss nach Gleichung 3.12 für reproduzierbare Schaltvorgänge mindestens einige Mikrometer betragen.

Die ersten Experimente wurden mit Teilchen aus Silber durchgeführt, da dies das leichteste edle Metall ist und somit die wichtigsten erforderlichen Eigenschaften besitzt. Allerdings ist durch die hohe spezifische Dichte von 10,5 g/cm³ die Beschleunigung der Teilchen im elektrischen Feld relativ langsam. Ebenso sind die Adhäsionskräfte zwischen Elektroden und Teilchen verhältnismaßig hoch, da Silber eine Oberflächenenergie von etwa 1 J/m² besitzt.

Auf der Suche nach einer Alternative zu Silber stellte sich heraus, dass Borcarbid (B_4C) nahezu ideale Eigenschaften für die Anwendung hat. Es ist ein schwarzes, keramisches Material und nach Diamant und kubischem Bornitrid die härteste bekannte Substanz [PRI00]. Die Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Eigenschaften von Borcarbid.

Eigenschaften von Borcarbid (B_4C)		
Dichte	$2,5 \text{ g/cm}^3$	
elektrischer Widerstand	0,1-10 $\Omega \mathrm{cm}$	
spezifische Wärmekapazität	950 J/K·kg	
max. Dauergebrauchstemperatur	600-800 °C	
Oberflächenenergie	ca. 50 mJ/m ²	

Tabelle 5.1: Übersicht der wichtigsten Eigenschaften von Borcarbid [ECK00, GOOD].

Durch die große Härte von Borcarbid werden sich die unregelmäßigen Teilchen beim Aufprall auf die Elektroden kaum deformieren, wodurch eine kleine Kontaktfläche gewährleistet ist. In Verbindung mit der niedrigen Oberflächenenergie sollten die wirkenden Adhäsionskräfte somit relativ gering sein.

Die elektrische Leitfähigkeit ist zwar etwa sechs Größenordnungen kleiner als die von Metallen, wie sich aber gezeigt hat, ist sie groß genug, um die Teilchen ausreichend schnell aufzuladen. Die niedrige Dichte von Borcarbid ermöglicht eine gute Beschleunigung im elektrischen Feld.

Für alle Experimente, die in diesem Kapitel beschrieben werden, wurde ein Borcarbid–Pulver mit einer maximalen Teilchengröße von 7 μ m verwendet [B4C].

5.2 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird der Aufbau und der Ablauf der Experimente erklärt, die mit der Modulationszelle durchgeführt wurden. Im Verlauf der Versuche wurde der Aufbau natürlich ständig verändert und verbessert, aber alle dargestellten Ergebnisse wurden mit dem hier beschriebenen Aufbau erzielt.

5.2.1 Elektroden

Als Elektroden für die Modulationszelle werden Chrommasken verwendet, die im allgemeinen bei lithographischen Prozessen eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, durch eine lithographische Belichtung und anschließende Entwicklung und Ätzung auf der Chrommaske strukturierte Elektroden zu erzeugen. Für die Experimente wird eine 2,5 Zoll Maske verwendet, die aus einer 1,5 mm dicken Glasplatte mit einer Kantenlänge von 6,3 mm besteht. Die Dicke der Chromschicht beträgt etwa 100 nm.

Wie in Abbildung 5.1 gezeigt ist, werden jeweils zwei Elektroden auf eine Maske belichtet, die danach geteilt wird. Jede Elektrode setzt sich aus zwei separaten Elementen zusammen, der Steuer– und der Begrenzungselektrode. Die Steuerelektrode dient zur Erzeugung und Steuerung des granularen Gases und hat eine Größe von 5 mm auf 10 mm. Die Begrenzungselektrode dient zur Eingrenzung des granularen Gases auf die Zelle und besteht aus einem 400 μ m breiten Band, das in einem Abstand von 50 μ m um die Steuerelektrode läuft. Die beiden Elektroden sind durch eine 600 μ m breite Verbindung mit zwei Kontaktelektroden verbunden, die zur elektrischen Kontaktierung der Elektroden dienen.

Beim Entwurf der Elektroden wurde bereits der Einsatz von Begrenzungselektroden zur Beschränkung der Teilchen auf die Zelle berücksichtigt. Allerdings können die Begrenzungselektroden die Ausdehnung des granularen Gase nur dann wirkungsvoll verhindern, wenn alle Teilchen innerhalb der Zelle die gleiche Polarität besitzen. Dies ist nur möglich, falls alle Elektroden innerhalb der Zelle mit einer Isolierschicht versehen sind (vgl. Abschnitt 4.2). Wie in Abschnitt 5.7.2 erklärt wird, sind bisher jedoch keine reproduzierbaren Messungen mit vollkommen isolierten Elektroden durchgeführt worden. Aus diesem Grund wurden die Begrenzungselektroden bei den bisherigen Experimenten nicht eingesetzt.



Abbildung 5.1: Das Bild zeigt eine geteilte Chrommaske mit den Elektroden, wie sie für die experimentellen Modulationszellen verwendet wurden.

Der elektrische Widerstand zwischen Steuer– und Kontaktelektrode beträgt etwa 1,5 k Ω . Während der Experimente befinden sich die Steuerelektroden in einem Abstand *s* von 50 μ m bis 200 μ m, wodurch sich die Kapazität der Elektroden mit

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{s} \tag{5.1}$$

zu 10 bis 50 Picofarad ergibt. Werden noch die Kapazitäten der Zuleitungen addiert (ca. 100 pF/m), so besitzt die gesamte Modulationszelle eine Kapazität von etwa 100 pF. Aufgrund der geringen Kapazität der Zelle erfolgt die Aufladung der Elektroden nach dem Anlegen einer Spannung in weniger als einer Mikrosekunde.

5.2.2 Aufbringen des Pulvers

Vor dem Zusammenbau von zwei Elektroden zu einer Modulationszelle wird auf eine oder beide das Pulver aufgebracht, mit dem das granulare Gas erzeugt werden soll. Das Pulver wird dabei mit einem Pinsel aufgestäubt und anschließend werden größere Agglomerate aus mehreren Teilchen mit Stickstoff abgeblasen. Dies hat sich als beste Methode erwiesen, um eine gleichmäßige Lage aus einzelnen Teilchen zu bekommen. Die Abbildung 5.2 zeigt eine Elektrode, die zur besseren Darstellung nur zur Hälfte mit Pulver bedeckt ist.



Abbildung 5.2: Eine Elektrode auf der sich weniger als eine Monolage Borcarbid–Pulver befindet. Zur besseren Darstellung ist nur die linke Hälfte mit Pulver belegt.

5.2.3 Halterung der Modulationszelle

Eine Modulationszelle besteht aus zwei gegenüberliegenden Elektroden, die einen Plattenkondensator bilden. Abhängig vom benötigten Abstand der Elektroden werden Glas-, Papier-, Plastik- oder Metallstreifen als Abstandshalter verwendet.

Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, werden die obere und untere Steuerelektrode zur Deckung gebracht und in eine Halterung eingespannt. Die Elektroden sind so gestaltet, dass die Kontaktelektroden in diesem Fall frei liegen und mit Kabeln verbunden werden können. Integriert in die Halterung ist ein Heizwiderstand, mit dem die Elektroden bei einer Heizleistung von 5 W auf etwa 100 °C erhitzt werden können.



Abbildung 5.3: Das linke Bild zeigt die Halterung der Elektroden von oben, das rechte zeigt sie von vorn. Die Kontaktelektroden liegen frei und können einfach kontaktiert werden.

Um die Zelle parallel zu einem einfallenden Lichtstrahl ausrichten zu können, wird die Halterung an einer Dreipunkt–Aufhängung befestigt. Wie in Abbildung 5.4 gezeigt ist, werden die Elektroden durch Papierklemmen mit einem Draht kontaktiert. Dies hat sich als die reproduzierbarste Methode erwiesen, eine gut leitenden Verbindung zu den Kontaktelektroden herzustellen, ohne diese zu beschädigen.



Abbildung 5.4: Die Halterung wird in eine Dreipunkt-Aufhängung eingespannt und die Steuerelektroden werden mit Kabeln kontaktiert.

5.2.4 Trockenkammer

Da die Luftfeuchtigkeit die Adhäsion der Teilchen erhöhen würde, wird die Modulationszelle in einer Trockenkammer untergebracht. Wie in Abbildung 5.5 zu erkennen, besitzt diese Kammer elektrische Durchführungen für die beiden Elektroden und den Heizwiderstand sowie einen Durchlass, um in der Kammer ein Vakuum zu erzeugen oder sie mit Stickstoff zu füllen.

Die Zelle wird für 24 Stunden bei einem Druck von etwa 1 mbar getrocknet, wodurch der größte Teil des Wassers von den Oberflächen der Elektroden und Teilchen entfernt wird. Optional kann während der Trocknung durch den Heizwiderstand auch die Temperatur der Zelle auf 100 °C erhitzt werden, allerdings wurde in diesem Fall keine Veränderung im Verhalten der Zelle beobachtet. Vor der Durchführung der Experimente wird die Kammer mit trockenem Stickstoff gefüllt. Auf diese Weise werden die Versuche in einer reproduzierbaren Umgebung durchgeführt.



Abbildung 5.5: Die Trockenkammer, in der die Experimente mit der Modulationszelle in einer trockenen Stickstoff-Atmosphäre durchgeführt werden.

Bevor die Kammer mit einem Deckel luftdicht verschlossen wird, werden die Elektroden mit der Dreipunkt–Aufhängung parallel zu einem Laserstrahl ausgerichtet, der durch ein Fenster in die Kammer eintritt. Der Strahl verläuft dann zwischen den beiden Elektroden, verlässt die Kammer durch ein zweites Fenster und wird schließlich von einer Photodiode detektiert.

5.2.5 Elektronische Ansteuerung

Die Steuerung der Modulationszelle, also das Ein- und Ausschalten der Spannung und somit des granularen Gases, erfolgt über einen PC, auf dem das Betriebssystem Linux läuft. Eine schematische Darstellung des gesamten experimentellen Aufbaus liefert die Abbildung 5.6.

Über einen C–Programmcode wird eine in den PC integrierte Multifunktions–Karte angesprochen, die zur Steuerung der Modulationszelle und zum Einlesen von Messdaten dient. Bei der Karte handelt es sich um die ME-2600i PCI der Firma Meilhaus, mit der analoge Signale über einen D/A–Wandler ausgegeben und über einen A/D–Wandler eingelesen werden können [ME].

Die ausgehenden Spannungssignale im Bereich von ± 5 V werden über zwei externe Verstärker auf ± 115 V erhöht. Bei den Verstärkern handelt es sich um zwei einfache nichtinvertierende Schaltkreise, in denen als Operationsverstärker ein PA40 der Firma APEX verwendet wird [PA40]. Das modulierte Lichtsignal des Lasers (4 mW) wird von einer schnellen Silizium–Photodiode detektiert, welche in der Lage ist, Signale bis zu 100 MHz aufzulösen. Das Signal der Photodiode wird dann von einem Oszilloskop oder der Messkarte aufgenommen und abgespeichert.



Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus mit allen wesentlichen Komponenten, deren Erklärung im Text erfolgt.

In der Abbildung 5.7 ist der zeitliche Verlauf von Ein– und Ausgangsspannung der beiden Verstärker dargestellt. Die erkennbare Verzerrung beim Anstieg der Ausgangspannung verzögert die Aufladung und somit den Aufbau des elektrischen Feldes innerhalb der Modulationszelle. Bei einer Spannungsdifferenz von 230 V zwischen den Elektroden wird das Feld so innerhalb von etwa 2 μ s aufgebaut und für eine Umkehrung des elektrischen Feldes innerhalb der Zelle werden maximal 5 μ s benötigt.



Abbildung 5.7: Verlauf der Ein- und Ausgangsspannung am Verstärker PA40. Zum Vergleich wurden die Spannungen normiert, die maximalen Werte betragen für die Eingangsspanung 3,2 V und für die Ausgangsspannung 115 V.

5.3 Einfluss der Adhäsionskräfte

Wie bereits in den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 erlärt wurde, spielen die Adhäsionskräfte eine entscheidene Rolle für das Verhalten der granularen Teilchen. In der Modulationszelle limitieren sie die Größe der verwendbaren Teilchen nach unten und das Verhältnis von Adhäsions- und elektrostatischen Kräften sorgt dafür, dass größere Teilchen leichter von den Elektroden gelöst werden.

Mit ihrer maximalen Größe von 7 μ m liegen die verwendeten Borcarbid Teilchen nur wenig über der minimalen Größe für Teilchen, die nach der Theorie reproduzierbar von den Elektroden gelöst werden können. Aus diesem Grund sind bei den Experimenten auch Effekte aufgetreten, die auf die Adhäsionskräfte zurückzuführen sind.

Lösen der Teilchen

Wird nach dem Zusammenbau und 24stündigem Trocknen der Zelle das erste Mal ein Spannungspuls an die Modulationszelle gelegt, so verändert sich die registrierte Lichtintensität im Allgemeinen nicht oder nur geringfügig. Das heißt, trotz elektrischen Feldes entsteht innerhalb der Zelle kein granulares Gas, die Adhäsionskräfte sind also größer als die elektrostatischen Kräfte.

Wie sich gezeigt hat, müssen die Teilchen erst gelöst werden, bevor mit jedem Spannungspuls eine reproduzierbare Veränderung in der Lichtintensität erreicht wird. Dieses Lösen der Teilchen geschieht durch eine Folge von Spannungspulsen, welche ein elektrisches Feld, auch mit wechselnder Richtung, erzeugen. Die Anzahl der benötigten Pulse und deren Länge variiert, in einigen Fällen reichen fünf 100 μ s Pulse, in anderen benötigt man 100 Pulse von 1 ms Länge. Die Abbildung 5.8 zeigt ein Beispiel, bei dem nur wenige Pulse benötigt wurden. Bereits nach drei Pulsen dauert der Abfall der Lichtintensität nur noch kurze Zeit und dieser Kurvenverlauf ist dann relativ konstant bei allen nachfolgenden Pulsen.

Da dieses Lösen der Teilchen nur bei einer neuen Zelle notwendig ist, scheinen die Adhäsionskräfte geringer zu sein, sobald die Teilchen einmal gelöst wurden. Dieser Effekt könnte darauf zurückgeführt werden, das sich die Adhäsion mit zunehmender Zeit verstärkt. Untersuchungen haben gezeigt, dass die Kontaktfläche zwischen Teilchen und Oberfläche sich mit der Zeit vergrößern [FUG01, HEI02]. Dies geschieht durch plastische Verformung und Diffusion an den Grenzschichten. Dagegen spricht allerdings, dass die Teilchen nicht wieder gelöst werden mussten, wenn die Zelle für einen Tag ruhen gelassen wurde.



Abbildung 5.8: Verlauf der gemessenen relativen Lichtintensität bei den ersten Drei Pulsen, die an eine neue Modulationszelle angelegt werden. Die Pulse haben jeweils eine Dauer von 800 μ s und sind durch den weißen Bereich gekennzeichnet. Dieses Verhalten ist zufällig und unterscheidet sich für jede neue Zelle.

Der vermutlich Grund für diese verstärkte Adhäsion ist daher der Einfluss von Wasser, das kapillare Brücken zwischen den Teilchen und der Oberfläche bildet. Bei der Trocknung der Zelle wird zwar ein Großteil des Wassers entfernt, allerdings wird immer noch eine geringe Schicht auf den Oberflächen vorhanden sein. Haben sich die Teilchen dann einmal von den Elektroden gelöst, so sind diese kapillaren Brücken zerstört und beim nächsten Kontakt befindet sich weniger Wasser zwischen Teilchen und Elektrode. Die Brücken verstärken sich zwar wieder mit der Zeit, allerdings dauert dies mehrere Tage oder Wochen [CMC].

Die Verstärkung der Adhäsion durch Wasser würde auch erklären, warum jede neue Zelle sich anders verhält und die Teilchen unterschiedlich stark haften. Die Luftfeuchtigkeit beim Zusammenbau der Zelle beeinflusst in diesem Fall die Stärke der kapillaren Brücken zwischen Teilchen und Elektroden.

Adhäsion bei kurzen Pulsen

Bei einigen Zellen wurde das Phänomen beobachtet, dass der Kontrast der Zelle sich zunehmend verschlechterte, wenn nur relativ kurze Spannungspulse (< 100 μ s) zur Erzeugung des granularen Gases verwendet wurden. Im Endeffekt war nach einer größeren Anzahl von kurzen Pulsen keine Modulation der Lichtintensität mehr zu erzielen. Durch Anlegen von wenigen längeren Pulsen wurde jedoch wieder der volle Kontrast erreicht. Dieser ganze Vorgang konnte auch mehrfach wiederholt werden.

Dieser Effekt ist wahrscheinlich auf eine verstärkte Adhäsion der Teilchen durch Wasser oder Verunreinigungen zurückzuführen. Werden in einem solchen Fall nur kurze Spannungspulse angelegt, so löst sich nur ein Bruchteil der Teilchen von den Elektroden, der andere Teil ist nicht in der Lage, die Adhäsion innerhalb der kurzen Zeit zu überwinden. Bei den folgenden Pulsen löst sich dann wieder nur ein Bruchteil des Bruchteils, bis schließlich keine Teilchen mehr in der Lage sind, sich während des kurzen Pulses zu lösen. Werden jedoch längere Pulse angelegt, so sind fast alle Teilchen in der Lage die Adhäsionskräfte zu überwinden.

Cluster

Ein weiterer Effekt, den die Adhäsionskräfte beeinflussen, ist die Bildung von Clustern innerhalb der Zelle. Ist die Teilchendichte innerhalb der Modulationszelle zu groß oder sind die Adhäsionskräfte zu stark, so kommt es zur Bildung von Clustern, wie sie in Abbildung 5.9 gezeigt sind. Die Teilchen innerhalb der Cluster kommen dann vollkommen zur Ruhe oder lassen sich kaum noch bewegen, da sie ihre kinetische Energie durch eine erhöhte Anzahl von Stößen schnell verlieren.



Abbildung 5.9: Mikroskopische Aufnahme von Clustern. Das linke Bild zeigt einen Cluster auf einer Elektrode, das rechte auf einer Isolationsschicht aus Glas. Die unterschiedliche Form ergibt sich aus der unterschiedlichen Leitfähigkeit der beiden Oberflächen.

Bei nicht isolierten Elektroden erhöhen die Cluster die Gefahr eines elektrischen Durchschlags oder sie erzeugen sogar eine Verbindung zwischen den beiden Elektroden, wodurch die Zelle zerstört wird. In jedem Fall absorbieren sie einen Teil des eingestrahlten Lichtes und verringern so die Effizienz der Zellen oder machen sie vollkommen unbrauchbar. Es hat sich gezeigt, dass der mittlere Abstand der Borcarbid–Teilchen auf den Elektroden nicht weniger als 10 μ m betragen sollte, um die Bildung von Clustern zu vermeiden.

5.4 Effizienz

Die Abbildung 5.10 zeigt einen Schnitt des gesamten experimentellen Aufbaus, inklusive Laser und Photodiode. Der verwendete Laser ist ein roter Diodenlaser mit einer Leistung von 4 mW und einem Strahldurchmesser am Ausgang von etwa 1 mm. Das Licht wird durch eine Linse mit einer Brennweite von f = 15 cm zwischen die Elektroden fokussiert. Dies reduziert den Querschnitt des Strahls zwischen den Glasplatten, wodurch weniger Licht durch Streuung oder Absorbtion am Glas verloren geht. Das austretende Licht wird von einer weiteren Linse mit einer Brennweite von f = 5 cm auf die Photodiode abgebildet. Durch diese einfache Optik erreicht die Zelle bei einem Elektrodenabstand von 100 μ m bereits eine Effizienz von 80%.



Abbildung 5.10: Schnitt des gesamten Versuchsaufbaus. Durch die erste Linse wird der Strahlquerschnitt des Lasers zwischen den Elektroden verringert, um die Effizienz zu erhöhen. Die zweite Linse sammelt das direkte und gestreute Laserlicht, nach Durchquerung der Zelle.

5.5 Kontrast

Der Kontrast der experimentellen Modulationszellen wird durch die Absorptionsfähigkeit des granularen Gases zwischen den Elektroden bestimmt. Wie in Abschnitts 4.3.2 hergeleitet, nimmt die Intensität des Lichtes innerhalb der Zelle exponentiell mit Laufstrecke und Absorptionskoeffizient ab. Bei der dort angenommenen Dichte der Teilchen sollte eine Absorptionslänge vom fünffachen des Elektrodenabstandes die Intensität auf unter 1% senken

Die Teilchendichte innerhalb der experimentellen Zellen ist einen Faktor drei bis vier geringer als bei den theoretischen Überlegungen. Deshalb muss die Absorptionslänge um diesen Faktor größer sein, um die gleiche Intensitätsabnahme zu erreichen. Mit einer Absorptionslänge von 5 mm und einem Elektrodenabstand im Bereich von 100 μ m, ist diese Bedingung mehr als erfüllt und die Intensität sollte somit auf weit unter 1% abfallen.

Nachdem eine Spannung an die Zelle gelegt wird, dehnt sich das granulare Gas in der Zelle aus und hat sich theoretisch nach der Zeit t_0 , die durch Gleichung 4.8 gegeben ist, vollständig zwischen den Elektroden ausgebreitet. Bis t_0 sollte die gemessene Lichtintensität somit abnehmen und von diesem Zeitpunkt an konstant sein.

Die Abbildung 5.11 zeigt den Verlauf der relativen Lichtintensität einer Zelle ab dem Zeitpunkt t_0 , der in diesem Fall bei 45 μ s liegt. Der Abstand der Elektroden beträgt 100 μ m und es wurde zum Zeitpunkt t = 0 ein Spannungspuls von 800 μ s angelegt. Wie zu erkennen, verhält sich die Intensität anders, als theoretisch erwartet. Zur Zeit t_0 beträgt sie immer noch etwa 2% der maximalen Intensität, und sie bleibt nicht konstant, sondern fällt bis zu einer Zeit von etwa 400 μ s weiter ab.



Abbildung 5.11: Darstellung der relativen Lichtintensität, nachdem bei t = 0 ein 800 µs langer Spannungspuls angelegt wurde. Theoretisch wird eine konstante Intensität ab t_0 erwartet. Der Ausschlag der Intensität bei etwa 0,1 ms entsteht durch die zufällige Bewegung der Teilchen in der Zelle und ist nicht reproduzierbar.

Die weitere Abnahme der Intensität nach dem Zeitpunkt t_0 kann zwei unterschiedliche Ursachen haben. Entweder, der theoretische Wert von t_0 ist zu klein, oder das granulare Gas hat zu diesem Zeitpunkt noch nicht seine endgültige Dichte erreicht.

Bei der Berechnung von t_0 ist der einzig unbekannte Faktor R_{\min} , welches der Radius der kleinsten Teilchen ist, die sich von den Elektroden lösen können (Gleichung 3.12). Sollten sich in der experimentellen Zelle nur Teilchen mit einem größeren Radius lösen, als theoretisch für R_{\min} angenommen wurde, so wäre das berechnete t_0 zu klein. Da der maximale Wert von R_{\min} jedoch durch die größten Teilchen in der Zelle begrenzt ist, kann auch t_0 nur einen maximalen Wert annehmen, und dieser berechnet sich zu etwa 50 μ s. Demnach wird der Intensitätsabfall nach t_0 wahrscheinlich durch eine Zunahme der Dichte des granularen Gases bewirkt, nachdem dieses bereits die gesamte Zelle ausfüllt. Anscheinend gibt es Teilchen auf den Elektroden, die sich erst mit einiger Verzögerung lösen.

Eine Möglichkeit, dies zu erklären, sind Adhäsionskräfte, die erst nach einiger Zeit oder durch die Kollision mit einem anderen Teilchen überwunden werden. Ein zweiter Grund für dieses verzögerte Ablösen kann ein schlechter elektrischer Kontakt zwischen den Teilchen und den Elektroden sein. In diesem Fall würde die Ladung und damit die elektrostatische Kraft auf die Teilchen nur langsam steigen.

Die minimale Intensität wird nach etwa 500 μ s erreicht. Wie aus Abbildung 5.12 zu ersehen, ergibt sich aus dem Verhältnis von maximaler und minimaler Intensität der Zelle ein Kontrast von nahezu 1600:1.



Abbildung 5.12: Die Abbildung zeigt die maximale und minimale Lichtintensität, die mit der Photodiode gemessen wurde. Daraus ergibt sich ein Kontrast von etwa 1600:1.

Die minimale Intensität, die mit einer Modulationszelle erreicht werden kann, ist zeitlich nicht konstant, sonder nimmt mit zunehmender Betriebszeit der Zelle immer mehr ab. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, werden Teilchen durch Stöße und elektrostatische Kräfte aus dem Raum zwischen den den Elektroden befördert. Dies verringert die Dichte des granularen Gases und die Absorption der Zelle mit der Zeit.

Die Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf der relativen Lichtintensität nachdem die angegebenen Anzahl von 800 μ s langen Pulsen angelegt wurde. Mit steigender Pulszahl verringert sich sowohl die Geschwindigkeit, mit der die Intensität abfällt, als auch die minimal erreichbare Intensität. Durch die zeitlich abnehmende Dichte der Teilchen sinkt der erreichbare Kontrast der Zelle, und die Schwankungen der Intensität vergrößern sich.



Abbildung 5.13: Abnahme de relativen Intensität nach der angegeben Anzahl von 800 μ s Pulsen. Durch die Abnehmende Dichte des granularen Gases sinkt die Intensität langsamer und nicht mehr so stark.

Die Geschwindigkeit, mit der sich der Kontrast verringert, ist abhängig von der ursprünglichen Dichte der Teilchen, dem Elektrodenabstand und der Dauer der angelegten Spannungspulse. Die Abbildung 5.14 zeigt die Abnahme der minimalen Intensität für eine andere experimentelle Zelle. Der Abstand der Elektroden bei dieser Zelle betrug ebenfalls 100 μ m und es wurden Pulse von 230 V angelegt, aber die Länge der Pulse betrug 2,5 ms.

Nach etwa 250 Pulsen befinden sich keine Teilchen mehr zwischen den Elektroden, die durch das elektrische Feld gelöst werden können. Somit kann kein granulares Gas mehr erzeugt werden und die Zelle ist nicht mehr in der Lage, die Lichtintensität zu modulieren.



Abbildung 5.14: Abnahme der minimal erreichbaren Intensität für eine weitere Zelle, bei der Pulse von 2,5 ms angelegt wurden.

5.6 Abfall der Lichtintensität

Der Abfall der Intensität wird durch die Ausbreitung des granularen Gases in der Zelle hervorgerufen und die Zeit, die dazu benötigt wird, ist nach Gleichung 4.9 proportional zur Wurzel des Elektrodenabstandes. Für schnelle Abfallzeiten sollte der Abstand daher möglichst gering sein. Falls beide Elektroden nicht isoliert sind, steigt mit sinkendem Abstand jedoch die Gefahr eines elektrischen Durchschlags und der daraus resultierenden Zerstörung der Zelle. Bei dem verwendeten experimentellen Aufbau liegt die untere Grenze für einen sicheren Betrieb der Modulationszelle bei etwa 80 μ m.

Die Abbildung 5.15 zeigt den typischen Verlauf der Lichtintensität, der von der Photodiode gemessen wird, nachdem zum Zeitpunkt t = 0 eine Spannung angelegt wird. Bei dieser Messung waren die Elektroden in einem Abstand von 100 μ m angebracht und es wurde ein Spannungspuls von 230 V für 80 μ s angelegt, wodurch ein elektrisches Feld von 2,3 V/ μ m erzeugt wurde. Wie zu erkennen, fällt die Intensität innerhalb von etwa 50 μ s ab, um dann nahezu konstant zu bleiben.



Abbildung 5.15: Typischer Abfall der relativen Lichtintensität nach Erzeugung eines granularen Gases. Der weiße Bereich kennzeichnet den Spannungspuls.

Im Folgenden wird der Abfall der Intensität für Modulationszellen mit einem Elektrodenabstand von 80 μ m und 100 μ m betrachtet, an die ein Spannungspuls von 230 V angelegt wurde. Es wird untersucht, wie gut die zeitliche Reproduzierbarkeit des Abfalls ist und wie der Abfall zwischen verschiedenen Zellen mit gleichem oder unterschiedlichem Elektrodenabstand variiert. Dabei werden die gemessenen Kurven mit dem in Abschnitt 4.3.3 entwickelten theoretischen Verlauf verglichen.

5.6.1 Theorie und Experiment

Um den theoretischen Verlauf der abfallenden Lichtintensität mit den gemessenen Kurven zu vergleichen, wird die Gleichung 4.7 verwendet. Die Theorie beschreibt den Abfall vom Zeitpunkt t = 0, zu dem eine Spannung an die Zelle angelegt wird, bis zum Zeitpunkt t_0 (Gleichung 4.8). Für diesen Zeitraum wird der theoretische Verlauf durch die zwei Parameter K und δt wie folgt an die Messwerte angepasst:

$$I_1 = I_0 e^{-K \frac{3.75\epsilon_0\beta l E^2}{sR_{\min}\rho} (t - \delta t)^2} .$$
 (5.2)

Der Zeitpunkt t = 0 ist bei allen Messungen der Zeitpunkt, an dem ein Signal vom Computer an die Verstärker gegeben wird. Diese bauen dann mit einer Verzögerung von etwa 2 μ s das elektrische Feld zwischen den Elektroden der Zelle auf (vgl. Abb. 5.7). Der Parameter δt in Gleichung 5.2 dient zum Ausgleich des verzögerten Anstiegs der Spannung und der daraus resultierenden Verzögerung in der Beschleunigung der Teilchen.

Für die verschiedenen Variablen im Exponenten der Gleichung 5.2 werden Werte eingesetzt, die sich aus dem experimentellen Aufbau der Modulationszelle ergeben. Dabei lassen sich einige Werte relativ genau angeben, andere dagegen nur abschätzen.

Die Größen s, ρ, l und E sind durch den Aufbau der Zelle bestimmt und lassen sich somit relativ genau ermitteln. Die spezifische Dichte der Borcarbid–Teilchen beträgt $\rho = 2,5$ g/cm³ und die Absorptionslänge l ist durch die Breite der Elektroden von 5 mm vorgegeben. Die elektrische Feldstärke E ergibt sich aus dem Verhältnis von Spannung (230 V) und Elektrodenabstand der Zelle (80 μ m bzw. 100 μ m). Die Strecke s ist die Distanz, über die sich das granulare Gas ausbreiten muss, um die Zelle vollständig auszufüllen (vgl. Abschnitt 4.3.3). Da sich in den Zellen auf beiden Elektroden Teilchen befinden, beträgt diese Strecke nur den halben Elektrodenabstand (40 μ m bzw. 50 μ m). Der relative Fehler auf jede dieser Größen beträgt maximal 5% und ist damit vernachlässigbar im Vergleich zu dem Fehler, den R_{\min} und β verursachen.

Diese beiden Größen lassen sich weniger genau bestimmen, da sie durch das Verhalten der Teilchen innerhalb der Zelle bestimmt werden, das wesentlich durch die wirkenden Adhäsionskräfte beeinflusst wird. Die Adhäsion ist jedoch zu einem gewissen Grad zufällig, wodurch die theoretisch angenommenen Werte von R_{\min} und β um einen Faktor zwei oder mehr von den experimentellen Werten abweichen können.

Der theoretische Wert von R_{\min} für die experimentellen Zellen, liegt nach Gleichung 3.12 zwischen 2 μ m und 3 μ m. Bei den Experimenten wurde jedoch beobachtet, dass sich auch kleiner Teilchen mit einem Radius von etwa 1 μ m von den Elektroden lösen. Da aber nicht klar ist, ob sich diese kleinen Teilchen reproduzierbar oder nur sporadisch lösen, werden in Gleichung 5.2 die theoretischen Werte eingesetzt. Wie in Abschnitt 5.5 dargestellt, verhält sich der Absorptionskoeffizient β nicht wie theoretisch vorhergesagt. Der maximale Wert von β wird nicht wie erwartet bei t_0 erreicht, sondern erst deutlich später. Darüber hinaus verringert er sich mit der Betriebsdauer der Zelle. In der Gleichung 5.2 wird daher ein Absorptionskoeffizient von $\beta = 1 \text{ mm}^{-1}$ eingesetzt. In Verbindung mit der Absorptionslänge l der Zelle wird so eine Intensitätsabnahme auf ungefähr 1% der Ausgangsintensität angenommen. Das entspricht in etwa der Abnahme, die für eine neue Zelle experimentell zum Zeitpunkt t_0 ermittelt wurde (vgl. Abb. 5.11).

Bei der Anpassung des theoretischen Verlaufs an die Messdaten bewirkt der Parameter K eine Korrektur der eingesetzten Werte. Im Wesentlichen ist der Betrag von Kein Maß dafür, wie genau die theoretischen Werte R_{\min} und β mit den experimentellen übereinstimmen. Die Werte der verwendeten Variablen sind in der Tabelle 5.2 noch einmal zusammengestellt.

Variable	$80 \ \mu m$	$100~\mu{\rm m}$	
E	$2,9~\mathrm{V}/\mathrm{\mu m}$	$2,3 \text{ V}/\mu\text{m}$	folgt aus U/Elektrodenabstand
s	$40 \ \mu m$	$50~\mu{ m m}$	halber Elektrodenabstand
βl	5	5	entspricht Intensitätsabnahme auf 1%
R_{\min}	$2,2 \ \mu m$	2,8 $\mu {\rm m}$	folgt aus Gleichung 3.12
ρ	$2,5 \text{ g/cm}^3$	$2,5 \text{ g/cm}^3$	Dichte von B_4C
t_0	$28 \ \mu s$	$45 \ \mu s$	folgt aus Gleichung 4.8

Tabelle 5.2: Übersicht der Werte, die für die Anpassung der Gleichung 5.2 an die Messwerte eingesetzt werden, und der Wert von t_0 bis zu dem diese Gleichung gültig ist. Jeweils für Zellen mit 80 μ m und 100 μ m Elektrodenabstand.

5.6.2 Reproduzierbarkeit innerhalb einer Zelle

Die Lichtintensität sollte bei jedem Schaltvorgang in reproduzierbarer Weise moduliert werden. Das bedeutet für die Modulationszelle, dass sich das granulare Gas bei jedem Spannungspuls gleich verhält, wodurch der Abfall der Intensität immer gleich aussehen würde. Die Abbildung 5.16 zeigt drei Verläufe der Lichtintensität für eine Zelle mit einem Elektrodenabstand von 100 μ m, die nach einer unterschiedlichen Anzahl von Pulsen aufgenommen wurden. An jede Messkurve wurde der theoretisch erwartet Verlauf des Abfalls angepasst.

Im Folgenden wird beschrieben, welche Schlüsse sich aus dem Vergleich von Theorie und Experiment ziehen lassen. Dabei werden vor allem die Variablen K und t_0 betrachtet. Der Wert des Parameters δt beträgt etwa 2 μ s, was der Zeit entspricht, die der Verstärker benötigt, um nach Anlegen eines Pulses das volle elektrischen Feld aufzubauen.



Abbildung 5.16: Abfall der Lichtintensität in einer Zelle mit steigender Anzahl von Pulsen. An jede Messkurve wurde die Gleichung 5.2 mit den angegebenen Parametern angepasst.

Wie nach Abschnitt 5.5 zu erwarten, wird der Abfall der Lichtintensität mit zunehmender Pulszahl langsamer, da sich die Dichte des granularen Gases und damit β mit zunehmender Betriebsdauer der Zelle verringert. Dieses wird auch durch das Verhalten des Parameters K wiedergegeben, der mit steigender Pulszahl abnimmt. Mit der begründeten Annahme, dass außer β alle Variablen der Tabelle 5.2 relativ konstant sind, beschreibt das Produkt $K\beta$ in der Gleichung 5.2 die Abnahme des realen Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Pulszahl. Der exakte Wert des Absorptionskoeffizienten lässt sich jedoch nicht bestimmen, da der Wert von K auch die Korrekturen der übrigen Variablen enthält.

Insbesondere die Abweichung des eingesetzten R_{\min} von dem tatsächlichen Radius der kleinsten Teilchen im granularen Gas hat einen Einfluss auf den Wert von K. In Abbildung 5.17 sind die Messwerte und die angepassten Kurven der Theorie noch einmal auf logarithmischer Skala dargestellt.

Der Zeitpunkt t_0 , zu dem die Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentellem Abfall der Lichtintensität endet, ist durch den berechneten Radius R_{\min} aus der Tabelle 5.2 bestimmt. Da die Übereinstimmung jedoch nur bis zum Zeitpunkt $t_1 = 25 \ \mu$ s gegeben ist, scheinen sich kleinere Teilchen zu lösen als theoretisch berechnet. Wird in Gleichung 4.8 $t_0 = t_1$ gesetzt, so errechnet sich der Radius der kleinsten Teilchen, die sich von den Elektroden lösen können, zu $R_{\min} \approx 0.9 \ \mu$ m. Dieser Wert entspricht auch den experimentellen Beobachtungen nach denen sich Teilchen dieser Größe von den Elektroden lösen. Demnach ist die Adhäsion der Teilchen in der Zelle geringer als die Theorie vorhersagt.



Abbildung 5.17: Messungen und theoretische Kurven aus Abbildung 5.16. Die Übereinstimmung mit der Theorie nur bis zum Zeitpunkt $t_1 < t_0$ zeigt, dass sich kleinere Teilchen von den Elektroden lösen, als theoretisch erwartet.

5.6.3 Variation zwischen verschiedenen Zellen

Bei Modulationszellen, die einen identischen Aufbau besitzen, sollte auch der Abfall der Lichtintensität identisch sein. In der Abbildung 5.18 ist der Intensitätsabfall für drei verschiedene Zellen mit einem Elektrodenabstand von 100 μ m dargestellt. Die Messungen wurden jeweils direkt nach dem Lösen des Pulvers in einer neuen Zelle vorgenommen, so dass noch keine Verdünnung des granularen Gases stattgefunden hat.



Abbildung 5.18: Abfall der Lichtintensität für drei Zellen mit einem Elektrodenabstand von 100 μ m. An jede Messkurve wurde der theoretische Verlauf angepasst.

Die Messungen zeigen eine recht gute Übereinstimmung und die Abweichungen entstehen vermutlich durch eine leicht unterschiedliche Teilchendichte innerhalb der verschiedenen Zellen, welche dann zu unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten führt. Beim Zusammenbau der Zellen wurde versucht immer eine annähernd gleich Teilchendichte in den Zellen zu erreichen. Geringe Schwankungen sind jedoch durch die Art, wie das Pulver auf die Elektroden aufgebracht wird, nicht ausgeschlossen.

5.6.4 Abhängigkeit vom Elektrodenabstand

Wird der Abstand *s* der Elektroden variiert, sollte nach Gleichung 4.7 der Abfall der Lichtintensität mit sinkendem Abstand zunehmend schneller geschehen. Bei den experimentellen Zellen ist der Abstand auf einen geringen Bereich begrenzt. Wird er zu klein, so entstehen elektrische Durchschläge, welche die Zelle unbrauchbar machen. Bei zu großem Abstand können die Teilchen aufgrund der begrenzten Spannungsversorgung und der daraus resultierenden begrenzten Feldstärke nicht mehr von den Elektroden gelöst werden.

In Abbildung 5.19 ist der Verlauf des Abfalls für zwei Zellen mit einem unterschiedlichen Elektrodenabstand von 80 μ m und 100 μ m dargestellt. Wie zu erwarten, erfolgt der Abfall der Lichintensität schneller bei geringerem Elektrodenabstand, was dem typischen Ergebnis bei den experimentellen Messungen entspricht. Durch die Schwankungen bei Zellen mit identischem Elektrodenabstand (vgl. Abb. 5.18) lassen sich aber auch Messungen mit $s = 80 \ \mu$ m finden, die einen langsameren Abfall zeigen als einige der Messungen bei $s = 100 \ \mu$ m.



Abbildung 5.19: Vergleich der abfallenden Lichtintensität für Zellen mit einem Elektrodenabstand von 80 μ m und 100 μ m.

5.7 Anstieg der Lichtintensität

Wird die Spannung zwischen den Elektroden auf Null gesetzt, so bleiben die Teilchen des granularen Gases an den Elektroden haften, sobald sie mit ihnen in Kontakt kommen. Dies bewirkt eine Verdünnung des granularen Gases und damit einen Anstieg der Lichtintensität. Die Abbildung 5.20 zeigt einen solchen Intensitätsanstiegs für eine Zelle mit einem Elektrodenabstand von 100 μ m, an die zur Zeit t = 0 ein 200 μ s langer Spannungspuls angelegt wurde.



Abbildung 5.20: Typischer Anstieg der relativen Lichtintensität nach einem Spannungspuls von 200 μ s bei t = 0.

Die Anstiegszeit der Intensität ist mehr als einen Faktor 1000 größer als die Zeit für den Abfall, da die Teilchen nicht durch ein äußeres elektrisches Feld getrieben werden. Sie werden nur durch die Bildkräfte und die Gravitation zu den Elektroden beschleunigt, wodurch es relativ lange dauert, bis alle Teilchen die Gas-Phase verlassen haben.

5.7.1 Beschleunigter Anstieg durch geringe Feldstärke

Um die Anstiegszeit zu verringern kann ein geringes elektrisches Feld in der Zelle erzeugt werden, wodurch die Teilchen zu den Elektroden getrieben werden. Allerdings darf diese Feldstärke nicht zu groß sein, da sonst wieder Teilchen von den Elektroden gelöst werden. Die theoretische Grenze für das Feld ist durch Gleichung 4.10 gegeben und beträgt für die verwendeten Teilchen ungefähr 0,8 V/ μ m.

Im Experiment wird an eine Zelle mit einem Elektrodenabstand von 100 μ m ein Puls von 300 μ s und einer Feldstärke von 2,3 V/ μ m angelegt. Direkt nach dem Puls wird die Feldstärke auf einen niedrigeren Wert gesenkt und für 15 ms wird dieses schwache Feld beibehalten, bevor es völlig abgeschaltet wird. In Abbildung 5.21 ist der Verlauf der ansteigenden Lichtintensität für verschiedene Feldstärken gezeigt. Wie zu erkennen, verringert sich die Anstiegszeit bis zu einer Feldstärke von 0,6 V/ μ m. Allerdings werden bei dieser Feldstärke nach etwa 10 ms wieder einige Teilchen gelöst und es kommt zu einer geringen Abnahme der Lichtintensität. Die experimentelle Grenze für die Feldstärke liegt somit etwas unter der theoretischen Grenze, was ein weiterer Beleg dafür ist, dass die realen Adhäsionkräft in der Z



Abbildung 5.21: Verlauf des Anstiegs nach einem Spannungspuls von 300 μ s bei einer Feldstärke von 2,3 V/ μ m. Nach dem Puls wird für 15 ms ein Feld der angegebenen Stärke angelegt.

Bei stärkeren Feldern kommt es zur erneuten Ablösung von Teilchen, die sich aus der Gas-Phase auf die Elektroden abgesetzt haben. Dadurch erfolgt der Anstieg der Intensität sehr ungleichmäßig und die maximale Intensität wird nicht erreicht, solange das elektrisches Feld anliegt.

Letztendlich steigt die Intensität jedoch sogar auf einen höheren Wert als zu Beginn. Dieser Effekt ist bei den Experimenten gelegentlich aufgetreten und hängt vermutlich mit der Verteilung der Teilchen auf den Elektroden zusammen. Selbst in der ausgeschalteten Modulationszelle wird ein Teil des einfallenden Lichtes von den Teilchen absorbiert, da das Licht des Lasers die Zelle nicht als gebündelter Strahl durchläuft (vgl. Abb 4.7 b). Die Anordnung der Teilchen auf den Elektroden kann somit zu gewissen Schwankungen in der Ausgangsintensität führen.

Nach Abbildung 5.21 kann durch Anlegen eines relativ schwachen elektrischen Feldes der Anstieg der Lichtintensität nur bis zu einem gewissen Grad beschleunigt werden. Die maximal erreichbare optische Anstiegszeit liegt bei etwa 2 ms und ist damit immer noch zwei Größenordnungen langsamer als die Abfallzeit.

5.7.2 Beschleunigter Anstieg durch isolierte Elektroden

Die einzige Möglichkeit, die Anstiegszeit weiter zu verkürzen, liegt in der Isolation mindestens einer der Elektroden. In diesem Fall wird das granulare Gas durch ein wechselndes elektrisches Feld erzeugt und durch ein gleichgerichtetes Feld werden die Teilchen zur Isolationsschicht beschleunigt. Dabei kann ein stärkeres Feld verwendet werden als bei nicht isolierten Elektroden, wodurch die Teilchen schneller aus der Gas-Phase beschleunigt werden. Sobald die Teilchen die Isolationsschicht erreichen, werden sie dort geladen haften bleiben, bis sie durch eine Umkehrung des Feldes wieder gelöst werden.

Die Abbildung 5.22 zeigt den Anstieg der Lichtintensität für vier verschiedene Zellen, bei denen jeweils eine der Elektroden mit einer Schicht der angegebenen Art und Dicke isoliert ist. Der Abstand zwischen Isolationsschicht und nicht isolierter Elektrode ist ebenfalls für jede Messkurve angegeben und entspricht dem Raum, in dem sich das granulare Gas bildet. Bis zum Zeitpunkt t = 0 wurde durch ein Wechselfeld ein granulares Gas erzeugt und so das Licht ausgeschaltet. Bei t = 0 wird dann ein gleichgerichtetes Feld der angegebenen Stärke angelegt, um die Teilchen zur isolierten Elektrode zu beschleunigen und das Licht wieder einzuschalten.



Abbildung 5.22: Anstieg der Lichtintensität bei vier verschiedenen Messungen mit jeweils einer isolierten Elektrode. Für jede Zelle ist die Dicke und Art der Isolationsschicht (Glas oder Polystyrol), die Ausdehnung des Raumes in dem sich das granulare Gas bildet und die Feldstärke in diesem Raum angegeben.

Der Anstieg der Intensität setzt nicht sofort nach dem Anlegen der Gleichspannung ein, sondern erst mit einer gewissen Verzögerung von einigen hundert Mikrosekunden. Dieses Verhalten ergibt sich aus der unterschiedlichen Ladung der Teilchen in der Gas-Phase. Abhängig von der Polarität werden die Teilchen entweder direkt zur Isolationsschicht beschleunigt, wo sie dann haften bleiben, oder sie werden zunächst zur nicht isolierten Elektrode beschleunigt und dort umgeladen. Diese Teilchen müssen demnach die doppelte Strecke zurücklegen und wechselwirken dabei mit den Teilchen, die sich direkt zur Isolationsschicht bewegen. Dies bewirkt den verzögerten Anstieg der Intensität, da sich die Dichte des granularen Gases zunächst nur geringfügig verändert.

Wie zu erwarten ist, lässt sich der Anstieg der Intensität durch die Isolation einer der Elektroden weiter beschleunigen. Mit steigender Feldstärke werden die Teilchen zunehmend schneller aus der Gas–Phase zu der isolierten Elektrode beschleunigt und so die Lichtintensität auf ihren maximalen Wert zurück gebracht. Die kürzeste gemessene Anstiegszeit liegt bei 100 μ s und ist damit nur noch etwa fünfmal länger als die Abfallzeit der Intensität.

Um die Anstiegszeit weiter zu verkürzen, müssten noch stärkere elektrische Felder verwendet werden oder beide Elektroden müssten mit einer Isolationsschicht versehen sein. In diesem Fall werden beim Anlegen eines gleichgerichteten Feldes keine Teilchen mehr umgeladen, sondern sie werden entsprechend ihrer Polarität zu einer der beiden Isolationsschichten beschleunigt, wo sie haften bleiben. Dies sollte die Anstiegszeit mehr als halbieren und somit in den zeitlichen Bereich der Abfallzeit bringen.

Aus diesem Grund wurden auch Experimente mit zwei isolierten Elektroden durchgeführt, allerdings ist es bisher nicht gelungen, reproduzierbare Ergebnisse zu erlangen. Im Folgenden wird kurz die Vorgehensweise und die Probleme bei diesen Experimenten beschrieben.

Werden beide Elektroden der Modulationszelle elektrisch isoliert, so können die Teilchen innerhalb der Zelle nicht mehr aufgeladen werden, sondern müssen ihre Ladung schon vor dem Zusammenbau der Zelle erhalten. Diese Ladung darf während des Betriebes der Zelle auch nicht verloren gehen, da die Teilchen sonst nicht mehr im elektrischen Feld beschleunigt werden können.

Im Experiment wurde zum Aufladen der Teilchen eine Modulationszelle mit nur einer isolierten Elektrode verwendet. Nachdem die Teilchen in dieser Zelle aufgeladen wurden und an der Isolationsschicht haften, wird die nicht isolierte Elektrode gegen eine isolierte ausgetauscht. Wie sich gezeigt hat, lassen sich danach durch Anlegen eines elektrischen Feldes einige Teilchen von der einen zur anderen Isolationsschicht bewegen, allerdings nicht wieder zurück. Vermutlich kommt es zwischen den Teilchen und den dielektrischen Schichten zu einem triboelektrischen Transfer von Ladungen, so dass die Teilchen zumindest einen Teil ihrer Ladung an die Schicht abgeben und folglich im Feld nicht mehr ausreichend beschleunigt werden. Dadurch sind sie nicht mehr in der Lage die Adhäsionskräfte zu überwinden und es kann keine Gas-Phase erzeugt werden. Um eine Modulationszelle mit zwei isolierten Elektroden zu betreiben muss demnach mehr über die triboelektrischen Eigenschaften der beteiligten Materialien gelernt werden. Es muss ein Kombination aus Teilchen und Isolationsschichten gefunden werden, bei der keine Ladung von den Teilchen auf die Schichten übergeht. Oder es muss sich ein Gleichgewicht im Ladungsaustausch einstellen, bei dem die Ladung der Teilchen ausreicht, um sie im elektrischen Feld zu beschleunigen.

5.8 Schaltzeiten

Ein wesentliches Merkmal von Modulatoren ist die Geschwindigkeit, mit der die Lichtintensität ein- und ausgeschaltet werden kann. Im Laufe der durchgeführten Experimente konnten die Schaltzeiten der Modulationzelle zunehmend verkürzt werden, und darüber hinaus wurden die Schaltvorgänge immer reproduzierbarer. Beim derzeitigen Stand der Technik bewirken baugleiche Zellen eine sehr ähnliche Modulation der Lichtintensität. Einzig die Lebensdauer der Zellen ist zeitlich begrenzt, da sich die Dichte des granularen Gases mit jedem Schaltvorgang verringert.

Die Abbildung 5.23 zeigt die bisher kürzesten Abfall– und Anstiegszeiten, die gemessen werden konnten. Die Elektroden dieser Zelle befanden sich in einem Abstand von 50 μ m, wobei eine der Elektroden mit einer 10 μ m starken Isolationsschicht aus Polystyrol bedeckt war.



Abbildung 5.23: Darstellung der modulierten Lichtintensität in einer Zelle mit einer isolierten Elektrode. Im oberen Teil ist der relative Verlauf des elektrischen Feldes gezeigt. Ein wechselndes Feld erzeugt das granulare Gas und bewirkt eine Abnahme der Intensität, ein gleichgerichtetes Feld lässt die Intensität wieder ansteigen.

Durch ein wechselndes elektrisches Feld mit einer Frequenz von 50 kHz wird zum Zeitpunkt t = 0 das granulare Gas erzeugt und die Lichtintensität fällt mit einer Schaltzeit von etwa 20 μ s ab. Nach dem Anlegen eines gleichgerichteten Feldes verdünnt sich das granulare Gas und die Lichtintensität steigt mit einer Schaltzeit von 100 μ s wieder an.

Vergleicht man die Schaltzeiten dieser Modulationstechnik mit anderen Techniken, so sind sie im Vergleich mit den akusto- oder elektrooptischen Modulatoren relativ langsam. Sie liegen jedoch im Bereich der Schaltzeiten für gängige Mikrospiegel und sind deutlich schneller als die üblichen Flüssigkristall-Modulatoren. Darüber hinaus befindet sich dieses Verfahren noch in der frühen Entwicklungsphase, so dass eine Verbesserung der Schaltzeiten durch neue Materialien oder einen geänderten Aufbau der Zelle wahrscheinlich ist.

Kapitel 6

Zeilenmodulator auf Basis eines granularen Gases

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer Modulationstechnik für die direktschreibende Lithographie, mit der parallele Belichtungen ermöglicht werden. Daher wird in diesem Kapitel das Prinzip eines Zeilenmodulators auf Basis eines granularen Gases beschrieben, mit dem eine große Anzahl von Lichtstrahlen parallel oder eine Lichtzeile partiell moduliert werden kann. Der Aufbau und die Funktionsweise ergibt sich aus den theoretischen Überlegungen und den experimentellen Ergebnissen der beiden vorhergehenden Kapitel.

Der im Folgenden beschriebene Modulator wurde experimentell noch nicht realisiert und ist somit nur ein Modell, das sich aus dem derzeitigen Wissensstand ergibt. Zur Entwicklung dieses Zeilenmodulators müssen die Vorgänge in der Modulationzelle, wie zum Beispiel die Teilchendynamik und der Ladungsaustausch zwischen verschiedenen Materialien, besser verstanden werden. Im Laufe dieses Lernprozesses kann sich der hier beschriebene Aufbau auch verändern.

6.1 Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Zeilenmodulators ist in Abbildung 6.1 dargestellt, wobei hier die Zeile aus acht einzelnen Modulatoren (Pixel) besteht, die in x-Richtung nebeneinander liegen. Im Prinzip können jedoch beliebig viele einzelne Zellen eine solche Zeile bilden. Das zu modulierende Licht durchquert die Zeile in diesem Fall in y-Richtung und wird in eingeschalteten Zellen durch das granulare Gas partiell moduliert.

Die Steuerelektroden, zwischen denen das granulare Gas erzeugt wird, sind in ihrer Geometrie nicht auf beiden Seiten identisch. Eine der beiden Elektroden besteht aus einer durchgehenden Fläche, die andere definiert durch ihre Struktur die Anzahl und Größe der parallel arbeitenden Modulationszellen. Dieser Aufbau ermöglicht die Schaltung der individuellen Zellen über die Adressierung einer einzelnen Pixel–Elektrode. Durch Änderung des Potentials dieser Elektroden kann das granulare Gas in bestimmten Bereichen der Zeile eingeschaltet, beziehungsweise ausgeschaltet werden.

Als größtes Problem bei der Realisierung einer Modulationszelle hat sich die Begrenzung des granularen Materials auf die Zelle herausgestellt (vgl. Abschnitt 4.2). Die einzige Möglichkeit die Ausdehnung des granulare Gases zu verhindern scheint der Einsatz von Begrenzungselektroden zu sein, welche die Steuerelektroden umgeben, zwischen denen das granulare Gas erzeugt wird. Durch diese Begrenzungselektroden kann eine Potentialbarriere geschaffen werden, wodurch die geladenen Teilchen auf die Modulationszelle beschränkt werden.



Abbildung 6.1: Prinzipieller Aufbau eines Zeilenmodulators. Zwischen den Steuerelektroden (a,b) wird durch unterschiedliche Adressierung der separaten Elektroden (a) in bestimmten Bereichen der Zeile ein granulares Gas (c) erzeugt, welches das in y-Richtung einfallende Licht moduliert. Durch Begrenzungselektroden (d) wird eine Potentialbarriere erzeugt, welche die geladenen Teilchen auf die Zelle beschränkt. Alle Elektroden sind durch eine Isolationsschicht (e) von den Teilchen getrennt, so dass kein Ladungsaustausch möglich ist.

Damit diese Begrenzung durch eine Potentialbarriere funktioniert, müssen alle Teilchen eine Überschussladung der gleichen Polarität besitzen. Sind zum Beispiel alle Teilchen innerhalb einer Zelle positive geladen, so werden sie von Begrenzungselektroden, die permanent auf einem, relativ gesehen, positiven Potential gehalten werden, am Verlassen der Modulationszelle gehindert. Dies lässt sich nur erreichen, falls alle Elektroden von einer Isolierschicht bedeckt sind, so dass ein Ladungsaustausch zwischen Teilchen und Elektroden verhindert wird. Die Teilchen müssen ihre Ladung vor dem Zusammenbau der Zelle erhalten und dürfen sie auch nicht innerhalb der Zelle abgeben, da sie ansonsten nicht mehr durch die elektrischen Felder beeinflusst werden können.

Der unterschiedliche geometrische Aufbau der oberen und unteren Steuerelektroden hat den Vorteil, dass die elektronische Ansteuerung der einzelnen Zellen vereinfacht wird. In Abbildung 6.2 ist dargestellt, wie die Potentiale der verschiedenen Elektroden gewählt werden, um das granulare Gas ein- und auszuschalten.

Die Erzeugung des granularen Gases geschieht durch eine Wechselspannung, die an die untere durchgehende Steuerelektrode angelegt wird und ein wechselndes elektrisches Feld bewirkt, falls die gegenüberliegende Pixel–Elektrode auf Null–Potential liegt. In diesem Feld werden die Teilchen beschleunigt und es bildet sich ein granulares Gas. Liegt die Elektrode eines Pixels dagegen auf einem positiven Potential, so wird nur das Feld in die eine Richtung aufgebaut, wodurch die Teilchen zur unteren Elektrode beschleunigt werden und dort bleiben. In diesem Teil der Zelle befindet sich somit kein granulares Gas und das Licht kann die Zelle ungehindert passieren. Gleichzeitig verhindert die positiv geschaltete Elektrode auch eine Ausbreitung der Teilchen aus den benachbarten Zellen, in denen sich die Teilchen in der Gas–Phase befinden. Auf diese Weise wird das granulare Gas nur in bestimmten Bereichen erzeugt und durch die elektrischen Felder auch auf diese Bereiche beschränkt.



Abbildung 6.2: Beschaltung der verschiedenen Elektroden eines Zeilenmodulators und das daraus resultierende Verhalten der geladenen Teilchen. Positiv belegte Elektroden bewirken eine Potentialbarriere für die positiven Teilchen und erzeugen so Bereiche, in die kein granulares Gas eindringen kann.

Ob sich die Teilchen innerhalb der Zelle in Wirklichkeit durch eine so einfache Geometrie der Elektroden genau kontrollieren lassen ist fraglich und lässt sich nur experimentell oder durch Simulationen beantworten. Der vorgestellte Aufbau hat den Vorteil, dass die einzelnen Zellen nicht durch Lücken oder zusätzliche Elektroden voneinander getrennt sind, sondern ineinander übergehen. Werden benachbarte Pixel identisch geschaltet, so verhalten sie sich wie ein einzelnes ausgedehntes Pixel.

6.2 Eigenschaften

Die wesentlichen Eigenschaften eines solchen Zeilenmodulators lassen sich durch die theoretischen Überlegungen und die experimentellen Ergebnisse abschätzen. Für die Geometrie, die angelegten Spannungen und die verwendete Teilchen und Materialen, wird dabei von der experimentellen Einzel-Zelle ausgegangen. Für den Zeilenmodulator werden daher die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Elektroden mit einer Fläche von 5 mm auf 10 mm angenommen, von denen eine in 100 separate Elektroden aufgeteilt ist. Jede dieser Pixel–Elektroden besitzt eine Fläche von 5 mm mal 80 μ m und ist durch einen Spalt von 20 μ m von ihren Nachbarn getrennt.

Die oberen und unteren Elektroden sind mit einer 10 μ m starken elektrisch isolierenden Schicht bedeckt und befinden sich in einem Abstand von 80 μ m zueinander. Somit legen die Teilchen von einer zur anderen Isolationsschicht eine Strecke von 60 μ m zurück. Zur Erzeugung der elektrischen Felder und Beschleunigung der Teilchen werden Spannungsdifferenzen bis zu 200 V an die Elektroden gelegt. Die zur Erzeugung des granularen Gases benötigte Wechselspannung wird mit 50 kHz betrieben.

Im Folgenden werden die Eigenschaften dieses Zeilenmodulators abgeschätzt. Es sind keine exakten Werte, aber sie vermitteln einen Eindruck von der möglichen Leistungsfähigkeit eines solchen Modulators.

6.2.1 Schaltzeiten

Da die Dimensionen und elektrischen Felder des angenommenen Zeilenmodulators denen der verwendeten experimentellen Zellen entspricht, wird die Abfallzeit der Lichtintensität, also die Zeit in der sich das granulare Gas ausbreitet, wie bisher im Bereich von 20 μ s liegen.

Da beim Zeilenmodulator alle Elektroden isoliert sind und alle Teilchen die gleiche Polarität besitzen, wird die Anstiegszeit jedoch geringer als die bisher gemessenen sein. Durch eine Gleichspannung werden die Teilchen direkt zu einer isolierten Elektrode beschleunigt und bleiben dort haften. Es müssen keine Teilchen mehr umgeladen und erneut beschleunigt werden, so dass die Anstiegszeit weniger als die Hälfte der bisherigen Zeiten betragen sollte.

Damit ist eine Anstiegszeit im Bereich von weniger als 50 μ s zu erwarten, sie wird jedoch etwas größer sein als die Abfallzeit, da die Teilchen eine gewisse Zeit benötigen, um sich auf der isolierten Elektrode abzusetzen.

6.2.2 Kontrast

Der maximale Kontrast eines Zeilenmodulators ist wie bei den experimentellen Zellen von der Dichte des granularen Gases und der Absorptionslänge abhängig. Daher wird der Kontrast des Zeilenmodulators sich ähnlich verhalten wie in Abschnitt 5.5 beschrieben und sollte bei mindestens 500:1 liegen.
6.2.3 Effizienz

Die Effizienz des Modulators ist im Wesentlichen von der Optik abhängig, mit der das Licht in die Zelle eingekoppelt wird. Bei den Experimenten wurden mit einer einfachen Linse schon Effizienzen von über 80% erreicht, so dass mit einer besseren Optik nahezu 100% möglich sein sollten.

Für eine Effizienz von 100% müsste das eingekoppelte Licht über die Länge der Zelle einen Querschnitt besitzen, der geringer als der Elektrodenabstand ist. Im Fall des angenommenen Zeilenmodulators muss der Strahl demnach einen Durchmesser von weniger als 50 μ m über eine Länge von 5 mm besitzen.

6.2.4 Leistungsaufnahme

Da alle Elektroden des Zeilenmodulators elektrisch isoliert sind, fließt kein Strom durch die Zelle. Die benötigte Leistung zum Betrieb der Zelle wird damit fast ausschließlich durch den Blindstrom verursacht, der durch die Wechselspannung entsteht. Mit einer Kapazität von 100 pF und einer Wechselspannung von 50 kHz bei 200 V ergibt sich somit eine Leistungsaufnahme von 0,4 W. Die dadurch verursachte Erwärmung der Zelle kann problemlos durch geeignete Kühlung kompensiert werden.

6.2.5 Modulierbare Lichtleistung

Zur Abschätzung der maximal modulierbaren Lichtleistung wird die Temperaturerhöhung der Teilchen während der Flugzeit von einer zur anderen Elektrode durch Gleichung 4.13 berechnet. Die Aussagekraft dieser Berechnung ist allerdings begrenzt, da nicht bekannt ist, welcher Bruchteil der Lichtleistung tatsächlich von den Teilchen absorbiert wird oder wie gut der thermische Kontakt zwischen den Teilchen und den Elektroden ist, über die die Wärme abgeführt wird.

Bei der Berechnung wird davon ausgegangen, dass der Zeilenmodulator Borcarbid– Teilchen mit der gleichen Teilchendichte wie bei den experimentellen Zellen verwendet. In diesem Fall beträgt die Gesamtmasse der Teilchen im Modulator $M \approx 0,1$ mg. Mit der maximalen Flugzeit der Teilchen von $t = 40 \ \mu$ s und der Wärmekapazität aus Tabelle 5.1 ergibt sich die Temperaturerhöhung rechnerisch zu etwa 0,4 K pro Watt modulierter Lichtleistung.

Letztendlich wird sich die modulierbare Lichtleistung nur experimentell ermitteln lassen, da sie von der Wellenlänge des Lichtes, der Teilchenart und dem Aufbau des Modulators abhängt.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer neuen Modulationstechnik für den Einsatz in der direktschreibenden Lithographie. Diese Technik sollte vor allem einen erhöhten Durchsatz im Vergleich zu den bisher verwendeten akustooptischen Modulatoren ermöglichen, aber wenn möglich auch weitere Vorteile, wie eine effizientere Nutzung der Lichtenergie, besitzen. Da die Schaltzeiten der akustooptischen Modulatoren bereits relativ gering sind, wurden besonders Techniken in Betracht gezogen, die den parallelen Betrieb einer großen Anzahl von Modulatoren ermöglichen.

Zu diesem Zweck wurden zunächst eine Reihe von Modulationstechniken auf ihre Eigenschaften und die potentielle Eignung für die direktschreibende Lithographie untersucht. Dazu zählten sowohl kommerziell erhältliche Methoden, die dem Stand der Technik entsprechen, als auch abgewandelte und eigene Ideen zu Modulationsverfahren. Letztendlich wurde entschieden, eine Technik zu entwickeln, die zur Modulation der Lichtintensität eine bisher nicht verwendetes Prinzip einsetzt.

Bei dieser neuen Technik wird das Licht durch ein granulares Gas moduliert, welches aus elektrisch geladenen Teilchen im Mikrometerbereich besteht und zwischen den parallelen Elektroden eines Plattenkondensators erzeugt wird. In Abwesenheit eines elektrischen Feldes haften die Teilchen an den Elektroden und das Licht kann die Zelle ungehindert passieren. Werden die Teilchen des granularen Systems durch ein elektrisches Feld beschleunigt, so entsteht ein granulares Gas, welches das eingestrahlte Licht absorbiert und streut.

Für den Betrieb einer experimentellen Modulationszelle wurden zunächst die Parameter untersucht, die einen Einfluss auf die Dynamik des granularen Systems innerhalb der Modulationszelle besitzen. Dazu zählen die Größe und Materialeigenschaften der verwendeten Teilchen, ihre Dichte innerhalb der Zelle und die wirkenden Adhäsionskräfte.

Eine reproduzierbare Erzeugung des granularen Gases in der Zelle ist nur möglich, falls die treibenden elektrostatischen Kräfte im richtigen Verhältnis zur Teilchendichte und den wirkenden Adhäsionskräften stehen. Andernfalls lösen sich die Teilchen nicht von den Elektroden, oder es kommt zur Bildung von Clustern innerhalb der Zelle. Reproduzierbare Ergebnisse wurden schließlich mit experimentellen Zellen erzielt, die in einer trockenen Stickstoff–Atmosphäre betrieben wurden. Dies verhindert eine Verstärkung der Adhäsionskräfte durch Luftfeuchtigkeit. Zur Erzeugung des granularen Gases wurden dabei Teilchen aus Borcarbid eingesetzt, das sehr gute Eigenschaften für diese Anwendung besitzt.

Da die Effizienz von etwa 80% und der gemessene Kontrast der Zelle von bis zu 1600:1 bereits ausreichend waren, wurden die meisten Experimente mit dem Ziel durchgeführt, die Reproduzierbarkeit und die Schaltzeiten zu verbessern.

Dabei ergab sich letztendlich für die Abfallzeit der Lichtintensität ein Wert von 20 μ s, gegeben durch die Zeit, in der sich die Teilchen von den Elektroden lösen und eine homogene Gas–Phase bilden. Die Rückkehr der Teilchen in eine Ruhelage auf den Elektroden nimmt dagegen etwas mehr Zeit in Anspruch, so dass die Anstiegszeit der Lichtintensität 100 μ s beträgt.

Als größtes Problem bei der Realisierung der Modulationszelle hat sie die zeitliche Reproduzierbarkeit der Schaltvorgänge herausgestellt. Mit zunehmender Betriebsdauer verringert sich die Dichte des granularen Gases innerhalb der Zelle, da Teilchen aufgrund von Wechselwirkungen aus der Zelle entfernt werden. Dies bewirkt eine stetige Verschlechterung des erreichbaren Kontrastes, bis letztendlich keine Teilchen mehr in der Zelle vorhanden sind und somit keine Modulation mehr möglich ist.

Zur Lösung dieses Problems müsste eine weiterentwickelte Modulationszelle so aufgebaut sein, dass kein Ladungstransfer zwischen den Teilchen und den Elektroden möglich ist. In diesem Fall müssen die Teilchen bereits vor der Einbringung in die Zelle eine Ladung besitzen, damit sie durch die elektrischen Felder beschleunigt werden können.

Dieser Aufbau würde es voraussichtlich ermöglichen, die Teilchen durch den Einsatz von Begrenzungselektroden und durch diese erzeugte Potentialbarrieren auf die Modulationszelle zu beschränken und so eine zeitliche Reproduzierbarkeit zu gewährleisten. Für den Aufbau und Betrieb einer solchen Zelle ist allerdings ein tieferes Verständnis der triboelektrischen Eigenschaften der verwendeten Materialien nötig.

Kann das Problem der zeitlichen Reproduzierbarkeit gelöst werden, so verspricht dieses Verfahren in Form eines Zeilenmodulators mit einer großen Anzahl parallel betriebener Modulatoren gute Eigenschaften für die direktschreibende Lithographie.

Literaturverzeichnis

- [ALB97] R. Albert et al., Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media, Phys. Rev. E 56, 6271 (1997)
- [ARA00] I.S. Aranson et al., Electrostatically driven granular Media: Phase Transition and Coarsening, Phys. Rev. Lett. 84, 3306 (2000)
- [ARA02] I.S. Aranson and J.S. Olafsen, Velocity Fluctuations in Electrostatically Driven Granular Media, Phys. Rev. E 66, 613021 (2002)
- [ARE99] Areteassociates, Fingerprint-acquisition apparatus for access controll, Patent US5937557 (1999)
- [B4C] Borcarbid (engl: Boron Carbide), 1-7 Mikrometer Pulver, Alfa Aesar 40504
- [BAG02] J. Bagdahn and W.N. Sharpe, Reliability of Polycrystalline Silicone under Long-Term Cycling Loading, Proceedings IEEE International Conference MEMS 2002, p. 447
- [BAL01] **A. Baldassarri et al.**, Driven granular gases with gravity, Phys. Rev. E **64**, 011301 (2001)
- [BER78] L. Bergmann, C Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 -Optik, de Gryter (1978)
- [BUC95] C. Buchner, Entwicklung eines schnellen optischen Deflektors, Dissertation Universität Heidelberg (1995)
- [CAI01] R.G. Cain et. al, Microscopic and macroscopic aspects of stick-slip motion in granular shear, Phys. Rev. E 64, 016413 (2001)
- [CAS88] J.A. Castellano, Liquid crystal display applications: The first hundred years, Molecular Crystals and Liquid Crystals 165, 389 (1988)
- [CMC] **The Center for Microcontamination Control**, Particle adhesion and removal in post-CMP Applications, www.cmc.neu.edu

- [CND] Center for Nonlinear Dynamics, http://chaos.ph.utexas.edu
- [DMT75] B.V. Derjaguin et al., Effect of contact deformations on the adhesion of particles, J. Colloid Interface Sci. 53, 314 (1975)
- [DOU98] M.R. Douglass, Lifetime estimates and unique failure mechanisms of the Digital Micromirror Device (DMD), IEEE International Reliability Physics Proc., p. 9 (1998)
- [ECK00] T. Eckardt et al., Improving Tribological Properties of Sputtered Boron Carbide Coatings by Process Modifications, www.hauzertechnocoating.com/pers03.htm (2000)
- [EINK] E–Ink Corporation, Cambridge, www.eink.com
- [ENI94] **B.J. Ennis et al.**, Particle Technology **90**, 32 (1994)
- [ERB01] T. Erber, Hookes law and fatigue limits in micromechanics, Eur. J. Phys. 22, 491 (2001)
- [FUG01] Fugian-Yang et al., Adhesion of a rigid cylinder to an incompressible film, Mater. Res. Soc. Symposium Proceedings 649 (2001)
- [GEN99] P.G. de Gennes, Granular matter: a tentative view, Reviews of Modern Physics 71, 374 (1999)
- [GEN01] J. Geng et al., Memory in two-dimensional heap experiments, Phys. Rev. E 64, 060301(R) (2001)
- [GER93] C. Gerthsen and H. Vogel, *Physik*, Springer–Verlag, 17. Auflage (1993)
- [GOL93] I. Goldhirsch and G. Zanetti, Clustering Instability in Dissipative Gases, Phys. Rev. Lett. 70, 1619 (1993)
- [GOOD] Goodfellow, Katalog 2000/2001
- [GRA96] **H. Grab**, Herstellung steiler Strukturflanken von 3D–Mikrostrukturen mit der direktschreibenden Laserlithographie, Diplomarbeit Universität Heidelberg (1996)
- [HAL98] T.C. Halsey and A.J. Levine, *How Sandcastles Fall*, Phys. Rev. Lett. 80, 3141 (1998)
- [HEC89] E. Hecht, Optik, Addison–Wesley GmbH (1989)
- [HEI99] L.O. Heim et al., Adhesion and Friction Forces between Spherical Micrometer-Sized Particles, Phys. Rev. Lett. 83, 3328 (1999)

- [HEI02] L.O. Heim et al., Adhesion forces between individual gold and polystyrene particles, Journal of Adhesion Science and Technology 16, 829 (2002)
- [HOR95] L.J. Hornbeck, Projection displays and MEMS: timely convergence for a bright future, Proc. SPIE 2641, 2 (1995)
- [HOR97] L.J. Hornbeck, Digital Light Processing for High-Brightness, High-Resolution Applications, Proc. SPIE 3013, 27 (1997)
- [HOR98] L.J. Hornbeck, From cathode rays to digital micromirrors: A history of electronic projection displaytechnology, Texas Instruments Technical Journal 15, 7 (1998)
- [HOW01] **D.W. Howell et al.**, Dynamics of electrostatically driven granular media: Effects of humidity, Phys. Rev. E **63**, 050301(R) (2001)
- [IMS99] Fraunhofer–Institut f
 ür Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, Cantilever Beam Micromirror Spatial Light Modulators, www.ims.fhg.de (1999)
- [IMS00] Fraunhofer–Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, 1D and 2D Micro Scanning Mirror, www.ims.fhg.de (2000)
- [IPP95] I. Ippolito et al., Granular temperature: Experimental analysis, Phys. Rev. E 52, 2072 (1995)
- [JAE96] H.M. Jaeger and S.R. Nagel, Granular solids, liquids and gases, Reviews of Modern Physics 68, 1259 (1996)
- [JKR71] K.L. Johnson et al., Surface energy and the contact of elastic solids, Proc. R. Soc. London A 324, 301 (1971)
- [JON03] R. Jones, From Single Particle AFM Studies of Adhesion and Friction to Bulk Flow: Forging the Links, Granular Matter 4, 191 (2003)
- [KNI95] J.B. Knight et al., Density relaxation in a vibrated granular material, Phys. Rev. E 51, 3957 (1995)
- [LAU93] R. Laughlin, FTIR Modulator, Patent US5221987 (1993)
- [LEE91] Lieng-Huang Lee, Fundamentals of Adhesion, Plenum Press, New York (1991)
- [LI03] J. Li et al., Periodic and Disordered Structures in a Modulated Gas-Driven Granular Layer, Phys. Rev. Lett. 90, 134301 (2003)

- [LIU94] C.H. Liu and S.R. Nagel, Sound and vibration in granular materials, J. Phys.: Condens. Matter 6, 433 (1994)
- [LJU01] U. Ljungblad et al., New Architecture for Laser Pattern Generators for 130nm and Beyond, Photomask Bacus News (SPIE) 17 (2001)
- [LUD03] S. Luding and H.J. Herrmann, Cluster-Growth in Freely Cooling Granular Media, Chaos 9, 673 (2003)
- [MAS99] **T.G. Mason et al.**, Critical angle of wet sandpiles, Phys. Rev. E **60**, 5044 (1999)
- [ME] ME–2600i PCI, Multi-E/A–Karte; isolierte 12 bit/300 kHz A/D; 12 bit D/A; Digital-E/A, www.meilhaus.com/me
- [MIG98] M.A. Mignardi, From ICs to DMDs, TI Tech. Journal 15, 56 (1998)
- [NEL95] W.E. Nelson, R.L. Bhuva, Digital micromirror device imaging bar for hard copy, Proc. SPIE 2413, 58 (1995)
- [OLA98] J.S. Olafsen and J.S. Urbach, Clustering, Order, and Collapse in a Driven Granular Monolayer, Phys. Rev. Lett. 81, 4369 (1998)
- [OLA00] J.S. Olafsen and J.S. Urbach, Velocity distributions and density fluctuations in a granular gas, Phys. Rev. E 60, 2468 (2000)
- [ONO90] G.Y. Onoda and E.G. Liniger, Random Loose Packings of Uniform Spheres and the Dilatancy Onset, Phys. Rev. Lett. 64, 2727 (1990)
- [PA40] **APEX PA40**, Hochspannungs–Operationsverstärker, bis 250 V bei 120 mA, slew rate typisch 40 V/ μ s; www.apexmicrotech.com
- [PED96] Pedrotti, Busch, Schmidt, Optik Eine Einführung, Prentice Hall (1996)
- [PRI00] R. Prioli et al., The role of capillary condensation of water in the nanoscale friction and wear properties of boron carbide films, J. Appl. Phys. 88, 679 (2000)
- [ROS87] A. Rosato et al., Why the Brazil Nuts Are on Top: Size Segregation of Particulate Matter by Shaking, Phys. Rev. Lett. 58, 1038 (1987)
- [ROU00] F. Rouyer and N. Menon, Velocity Fluctuations in a Homogeneous 2D Granular Gas in Steady State, Phys. Rev. Lett. 85, 3676 (2000)
- [SAP03] M.V. Sapozhnikov et al., Dynamic self-assembly and patterns in electrostatically driven granular media, Phys. Rev. Lett 90, 114301 (2003)

- [SCH96] N. Schörghofer and T. Zhou, Inelastic collaps of rotating spheres, Phys. Rev. E 54, 5511 (1996)
- [SCH99] Schenk, Dürr, Kück, A Novel Electrostatically Driven Torsional Actuator, Proc. 3. Int. Conf on MOEMS, p. 3 (1999)
- [SPE98] **K.W. Spennemann**, Multifrequenzbetrieb von akustooptischen Bauteilen, Diplomarbeit Universität Heidelberg (1998)
- [TSA02] J. Tsaur et al., 2D Micro Scanner Actuated by Sol-gel Derived Double Layered PZT, Proceedings IEEE International Conference MEMS 2002, p. 548 (2002)
- [UBC99] University of British Columbia, Method and apparatus for contrallable frustration of total internal reflection, Patent US5999307 (1999)
- [WTEC] World Technology Evolution Center, www.wtec.org
- [YOD01] L.A. Yoder et al., DLP technolgy: applications in optical networking, Proc. SPIE 4457, 54 (2001)
- [ZIK94] O. Zik et al., Rotationally Induced Segregation of Granular Materials, Phys. Rev. Lett. 73, 644 (1994)

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich all denen danken, die zur Entstehung und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. S. Hunklinger für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Diskussionen in den Gruppenbesprechungen und die Möglichkeit diese Arbeit bei HIMT durchzuführen.

Herrn Dr. R. Wijnaendts van Resandt für das interessante Thema, die zur Verfügungstellung der Ressourcen von Heidelberg Instruments und wertvolle Ideen.

Herrn R. Kaplan für die Unterstützung bei technischen und sonstigen Fragen aller Art und die sehr konstruktive Durchsicht des Skripts dieser Arbeit.

Den Herren V. Schultheiß und T. Wolf für die Hilfe bei der Durchführung verschiedener Arbeiten im Bereich der Dünnfilmtechnik.

Der Mechanischen Werkstatt von HIMT für die stets schnelle Bearbeitung der Komponenten für den experimentellen Aufbau.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Hunklinger für die Integration ins KIP, sowie die Hilfe bei verschiedenen Problemen der Elektronik oder Vakuumtechnik.

Den Mitarbeitern von HIMT für die gute Arbeitsatmosphäre und die immer sehr interessanten und unterhaltsamen Diskussionen am Mittagstisch.

Ansgar, Johannes, Michael und Tillmann danke ich für das gemeinsam durchgestandene Studium und den Spaß den wir dabei hatten.

Mein besonderer Dank gilt Christiane, die in den letzten Jahren immer für mich da war.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die immer hinter mir stand und mich stets unterstützt und ermutigt hat. Ich bedauere es sehr, dass mein Opa das Ende dieser Arbeit nicht mehr erleben konnte.