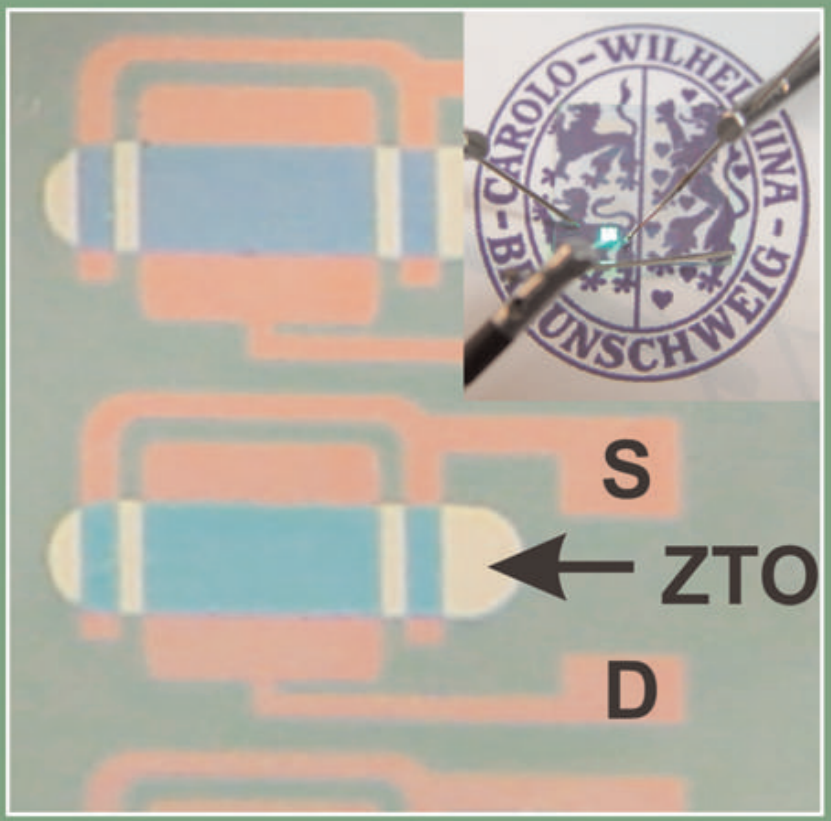
Patrick Görrn

Transparente Elektronik für Aktiv-Matrix-Displays



Cuvillier Verlag Göttingen

Transparente Elektronik für Aktiv-Matrix-Displays

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Ing. Patrick Görrn
aus Perleberg

Eingereicht am:	18. 08. 2008
Mündliche Prüfung am:	16. 09. 2008
Referenten:	Prof. Dr.-Ing. W. Kowalsky
	Prof. Dr. A. Waag

2008

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008
Zugl.: (TU) Braunschweig, Univ., Diss., 2008

978-3-86727-758-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2008
Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-758-7

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Braunschweig. Etwa 2 Jahre zuvor wurden erste transparente Dünnschichttransistoren auf Basis von Oxid-Halbleitern entwickelt, welche, insbesondere für die Anwendung in Aktiv-Matrix-Displays auf Basis organischer Leuchtdioden, vielversprechende Eigenschaften aufweisen.

Die Arbeitsgruppe von Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Kowalsky hatte zu dieser Zeit bereits eine langjährige Erfahrung mit organischen Halbleitern. Mir hatte sich, im Rahmen meiner Diplomarbeit über organische Laser die Gelegenheit geboten, mich mit der entsprechenden Technologie vertraut zu machen.

Nun bekam ich die Möglichkeit, auf Basis der gepulsten Laserdeposition, später auch der Atomlagendeposition, transparente Oxid-Schichten verschiedener Funktionalität herzustellen und mich mit der Kontaktierung bzw. Dünnschichtverkapselung organischer Leuchtdioden zu beschäftigen, vor allem aber mit ihrer aktiven Ansteuerung durch transparente Elektronik.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Kowalsky und meinem Arbeitsgruppenleiter Dr. Thomas Riedl für das in mich gesetzte Vertrauen und die wissenschaftliche Unterstützung. Die Ergebnisse dieser Arbeit hätten ohne die tatkräftige Hilfe durch Frau Ursula Heydecke sowie zahlreiche Kollegen, insbesondere Dipl.-Ing. Torsten Rabe und Dipl.-Ing. Jens Meyer, nicht erreicht werden können. Ich möchte allen Institutsangehörigen für ihre Unterstützung und die freundschaftliche Atmosphäre am IHF danken.

Herrn Prof. Dr. Waag danke ich für das Ko-Referat und Herrn Prof. Dr. Enders für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Die liebevolle Unterstützung durch meine Freundin Janette Hubatsch hat mir bei der Fertigstellung meiner Dissertation sehr geholfen.

Ich danke meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht und mich stets gefördert haben.

Mein besonderer Dank gilt meiner Oma Lotte Neumann, die immer für mich da war. Sie ist am 14. September 2006 verstorben.

Ich werde dich niemals vergessen !

Braunschweig, im August 2008 Patrick Görrn

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen **4**

2.1 Der Dünnschichttransistor 4

2.1.1 Der idealisierte Dünnschichttransistor 5

2.1.2 Der reale Dünnschichttransistor 8

2.2 Nicht kristalline Halbleiter 11

2.2.1 Vergleich zwischen amorpher und polykristalliner Phase am Beispiel Silizium 12

2.3 Oxid-Halbleiter als Wide Bandgap Materialien 15

2.3.1 Transparente leitfähige Oxide (TCOs) 15

2.3.2 Transparente niedrig dotierte Oxid-Halbleiter (TSOs) 20

3 Technologische und meßtechnische Aspekte **25**

3.1 Abscheidung von Dünnschichten 25

3.1.1 Thermisches Aufdampfen 25

3.1.2 Depositionsverfahren für Oxide 26

3.1.3 ALD 26

3.1.4 Sputtern 30

3.1.5 PLD 31

3.2 Strukturierung der Dünnschichten 48

3.2.1 Photolithografie 49

3.2.2 Verwendete Strukturen 51

3.3 Messtechnische Charakterisierung 53

3.3.1 Charakterisierung der Komposition des aktiven Kanals 54

3.3.2 Charakterisierung weiterer Eigenschaften von Dünnschichten 56

3.3.3 Charakterisierung von Bauelementen und Schaltungen 56

4 Transparente Dünnschichttransistoren **57**

4.1 Das TCO AZO zur Kontaktierung transparenter TFTs 57

4.2 TFTs aus den TSOs ZnO und SnO_2 in der Teststruktur 61

4.3 ZTO-TFTs in der Teststruktur . . . 64
4.3.1 Wirkung des Sauerstoff-Plasmas . . . 66
4.3.2 Stabilität gegen Bias-Stress und Temperatur . . . 72
4.3.3 Stabilität unter Beleuchtung . . . 82
4.3.4 Einfluss der Atmosphäre . . . 89
4.4 TFTs anderer TAOS in der Teststruktur . . . 93
4.4.1 ZITO . . . 93
4.4.2 IZO . . . 94
4.4.3 GaZTO . . . 95
4.5 Optimierung der Abscheidung dichter Dielektrika . . . 97
4.5.1 Einfluß des Dielektrikums auf den TFT . . . 98
4.5.2 Bauweise mit strukturiertem Gate . . . 99
4.5.3 Verkapselte TFTs . . . 100
4.5.4 Topgate TFTs . . . 101

5 Moderne Aktiv-Matrix-Displays 103
5.1 Nicht selbst emittierende Displays . . . 103
5.1.1 Flüssigkristall-Displays . . . 104
5.1.2 Elektrophoretische Displays . . . 105
5.2 Selbst emittierende Displays . . . 106
5.2.1 Elektrolumineszenzdisplays . . . 107
5.2.2 Organische Leuchtdioden . . . 108
5.3 Passiv-Matrix-Displays . . . 111
5.4 Aktiv-Matrix-Displays . . . 112
5.4.1 LCDs . . . 112
5.4.2 EPDs . . . 115
5.4.3 OLEDs . . . 115

6 Oxide für transparente Aktiv-Matrix-OLED-Displays 120
6.1 Kontakte für organische Leuchtdioden . . . 122
6.2 Aktive Ansteuerung transparenter organischer Leuchtdioden . . . 125
6.2.1 Integration transparenter Elektronik und transparenter organischer Leuchtdioden . . . 125
6.2.2 Implementierung einer spannungsgesteuerten aktiv-Matrix Ansteuerung auf Basis von ZTO . . . 130

7 Zusammenfassung 136

Literaturverzeichnis 144

1 Einleitung

Moderne, hochauflösende Flachbildschirme basieren auf einer Matrix aktiver, durch großflächige Elektronik angesteuerter Pixel. Heute sind es vor allem die durch Dünnschichttransistoren (TFTs) auf Basis amorphen Siliziums adressierten Flüssigkristallanzeigen (LCDs), die einen der am schnellsten wachsenden Bereiche der gesamten Elektrotechnik darstellen.

Allerdings werden die organischen Leuchtdioden (OLEDs) aufgrund höherer Effizienz, günstigerer Blickwinkelabhängigkeit und schnellerer Schaltzeiten bereits seit längerem als potentielle Nachfolger der LCDs gehandelt. Die selbstemittierenden OLEDs kommen ohne externe Beleuchtung und absorbierende Polarisationsfilter aus. Da sie aus transparenten Dünnschichten aufgebaut werden können, sind durchsichtige Pixel realisierbar. Die aktive Ansteuerung von OLEDs ist jedoch wesentlich komplexer als bei den Flüssigkristall-Zellen. Stellen die niedrigen Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeiten unter $1\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ von TFTs auf Basis amorphen Siliziums für die LCDs kaum ein Problem dar, gestalten sie jedoch die Ansteuerung von OLEDs sehr schwierig. Darüber hinaus macht die Absorption des Siliziums im sichtbaren Spektralbereich eine Realisierung hochauflösender durchsichtiger OLED-Displays nahezu unmöglich.

Erst seit kurzem werden mit den transparenten, amorphen Oxid-Halbleitern (TAOS) Dünnschichttransistoren hergestellt, die die günstige Homogenität amorpher TFTs mit Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeiten über $10\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ vereinen. Darüber hinaus erlauben sie die Herstellung hochtransparenter großflächiger Elektronik. Durch die Kombination dieser Technologie mit transparenten OLEDs rückt die Vision durchsichtiger Displays in greifbare Nähe.

Von Designaspekten abgesehen, könnten transparente Displays die Wahrnehmung der Wirklichkeit durch zusätzliche Informationen ergänzen. Man spricht auch von erweiterter Realität *(engl. augmented reality)*. Diese kann dem Menschen in Kombination mit Kamera, Bilderkennungssoftware und 3d-Simulation eine heute unvorstellbar präzise gesteuerte Interaktion mit seiner Umwelt erlauben, den Laien zur Reparatur komplexer Maschinen befähigen, den Chirurgen unterstützen.

Ziel und Gliederung der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit besteht im Nachweis der Realisierbarkeit hochauflösender durchsichtiger OLED-Displays unter Verwendung einer transparenten elektronischen Ansteuerung auf Basis von Oxid-Halbleitern. Zu diesem Zweck wird eine Technologie zur Herstellung transparenter TFTs entwickelt und die Eignung der Bauelemente bezüglich ihrer elektrischen Eigenschaften, vor allem aber ihrer Stabilität unter Bias-Stress und Beleuchtung sowie unter veränderter Atmosphäre, untersucht. Eine aktive Pixelsteuerung wird hergestellt und analysiert sowie die Integration jeweils transparenter TFTs und OLEDs demonstriert.

Mit der Sauerstoff-Plasma unterstützten gepulsten Laserdeposition (*engl. Plasma Assisted Pulsed Laser Deposition, PAPLD*) wird eine neue Technologie zur Herstellung transparenter, amorpher Oxid-Halbleiter vorgestellt. Das Verfahren ermöglicht ein Schichtwachstum mit geringem Sauerstoffdefizit und senkt somit die Störstellendichte im Oxid-Halbleiter. Bauelemente auf Basis von Zink-Zinnoxid stehen dabei im Mittelpunkt des Interesses. Sie werden bezüglich ihrer elektrischen Eigenschaften und ihrer Stabilität untersucht und in Hinblick auf eine Anwendung in hochauflösender durchsichtiger OLED-Displays optimiert.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Erläuterung der physikalischen Grundlagen von Dünnschichttransistoren. Es schließen sich Ausführungen über nicht kristalline halbleitende Materialien an. Dabei werden bereits technologische Anforderungen an die Schichtenherstellung von Oxid-Halbleitern angesprochen. Diese werden im dritten Kapitel am Beispiel verschiedener Depositionsverfahren genauer betrachtet. Die photolithographische Strukturierung der abgeschiedenen Dünnschichten wird beschrieben und die beiden in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Transistor-Strukturen mit ihren jeweiligen technologischen Vorzügen gegenübergestellt. Den Abschluss bildet die messtechnische Charakterisierung von Dünnschichten, Bauelementen und Schaltungen.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Untersuchungen an transparenten Dünnschichttransistoren präsentiert. Die funktionalen Komponenten: Kontakte, Kanal und Dielektrikum werden in ihrem Einfluss auf die Eigenschaften der TFTs untersucht. Durch Vergleich verschiedener polykristalliner und amorpher Oxid-Halbleiter wird die Fokussierung auf Zink-Zinnoxid begründet, seine hervorragende Eignung für die in Kapitel 6 vorgestellte Anwendung bewiesen.

In Kapitel 5 erfolgt eine tiefer gehende Darstellung ausgewählter Displaytechnologien. Dabei wird auch die jeweilige Funktion einer aktiven Ansteuerung erklärt. Als Ergebnis dieses Kapitels werden sich die organischen Leuchtdioden (OLEDs) als zur Herstellung

effizienter, durchsichtiger Anzeigen geeignete Displaytechnologie herauskristallisieren und Anforderungen an die Treiberschaltungen für OLEDs diskutiert.

Das sechste Kapitel legt den Fokus auf transparente Aktiv-Matrix-OLED-Displays. Dabei steht zunächst die passive Anwendung von Metalloxiden für Elektroden transparenter OLEDs im Vordergrund. Der Nachweis über die Realisierbarkeit transparenter aktiver Pixel auf Basis von ZTO-TFTs erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die Integrierbarkeit jeweils transparenter OLEDs und TFTs demonstriert, anschließend ein aktiver, spannungsgesteuerter, transparenter Pixel-Treiber auf Basis von ZTO realisiert. Bezüglich seines dynamischen Verhaltens und Ausgangsstromes können die realisierbare Auflösung, Bildwiederholrate und erreichbare Helligkeit eines transparenten Aktiv-Matrix-OLED-Displays auf Basis dieser Schaltung abgeschätzt werden.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel sollen die Grundlagen der großflächigen Elektronik erläutert werden, die zur Herstellung der Backplane moderner Aktiv-Matrix-Displays auf Basis von LCDs (Liquid Chrystal Displays) oder OLEDs (Organic Light Emitting Diodes) erforderlich ist. Das dafür grundlegende Bauelement ist der Dünnschichttransistor (engl. Thin Film Transistor) oder TFT. Die Notwendigkeit, TFTs auf amorphen Substraten herzustellen, wird schließlich zur Frage nach den Eigenschaften nicht kristalliner Halbleiter führen. Als spezielles Beispiel werden letztlich die amorphen Oxid-Halbleiter genauer beschrieben. Diese zeichnen sich nicht nur durch sehr günstige elektrische Eigenschaften aus, sondern sind darüber hinaus im sichtbaren Spektralbereich transparent. Sie erlauben also die Herstellung einer durchsichtigen Backplane, wie sie für hochauflösende, transparente Displays erforderlich ist.

2.1 Der Dünnschichttransistor

Die theoretischen Grundlagen des Dünnschichttransistors lieferte Julius Edgar Lilienfeld bereits im Jahre 1928 [1]. Die erste praktische Realisierung gelang P. K. Weimer 1962 auf Basis von mikrokristallinem Cadmiumsulfid (CdS) [2].

Dünnschichttransistoren bestehen aus einem halbleitenden Kanal, der an ein Dielektrikum grenzt. Der Kanal ist mit den leitfähigen Kontakten Source und Drain verbunden, das Dielektrikum trennt ihn vom dritten, dem sogenannten Gate-Kontakt. Je nachdem, ob der Gate Kontakt bei unten liegendem Substrat über oder unter dem Kanal liegt, unterscheidet man zwischen *top-* und *bottom-gate* Bauweise. Eine weitere Variationsmöglichkeit ergibt sich bezüglich der Anordnung der Source- und Drain-Kontakte. Sind diese durch die Doppelschicht aus Kanal und Dielektrikum vollständig vom Gate getrennt, spricht man vom *staggered*-Aufbau. Im Fall einer *coplanar*-Struktur liegen sie zwischen Kanal und Dielektrikum, werden also nur durch das Dielektrikum vom Gate getrennt [3].

Damit ergeben sich also insgesamt 4 mögliche TFT-Strukturen. Die Abbildung 2.1 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit am häufigsten untersuchte und damit schwerpunktmäßig behandelte *staggered bottom-gate* Struktur. Es wird noch an einigen Stellen auf technolo-

gische Vor- und Nachteile anderer Bauarten hingewiesen werden, was die nun anstehende theoretische Beschreibung betrifft, ist eine diesbezügliche Unterscheidung, wie sich gleich zeigen wird, nicht notwendig.

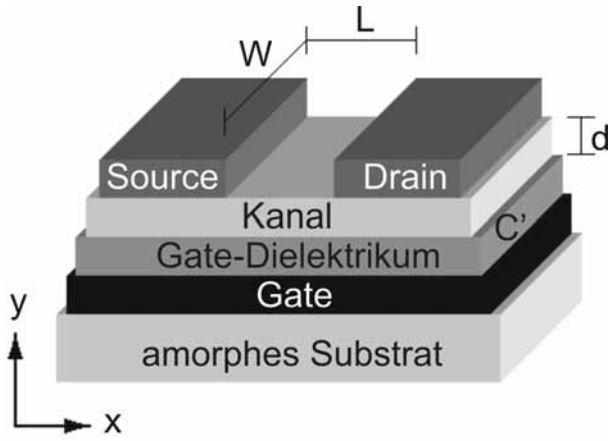


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Dünnschichttransistors in *staggered bottom-gate* Bauweise.

2.1.1 Der idealisierte Dünnschichttransistor

Der zu untersuchende physikalische Mechanismus findet in dem in Abbildung 2.1 gezeigten, von W und L aufgespannten Bereich des Kanals statt, der nicht mit den Kontakten Source und Drain bedeckt ist. Ein zwischen Drain und Source erzeugtes Feld im Kanal zeigt vorzugsmäßig in x-Richtung. Lediglich in der Nähe der Kontakte, biegen die Feldlinien in positive y-Richtung ab, um senkrecht in die Kontakte zu laufen. Bei allen in dieser Arbeit untersuchten TFTs waren $L > 10\,\mu$m und $d < 100\,$nm. Damit ist die Bedingung $L >> d$ in sehr guter Näherung erfüllt; das Abbiegen der Feldlinien kann vernachlässigt werden. Wir können also für die theoretische Beschreibung von der wirklichen Dünnschichtanordnung zu einer vereinfacht angenommenen Geometrie übergehen, die in Bild 2.2 dargestellt ist. Ein von U_{ds} verursachtes Feld verläuft nur noch in x-Richtung, damit ist eine Unterscheidbarkeit zwischen *staggered*- und *coplanar*-Struktur nicht mehr gegeben. Die Vernachlässigbarkeit des Substrates macht auch eine Unterscheidung zwischen *top*- und *botto-gate*-Struktur hinfällig.

Die geforderte Bedingung $L >> d$ ist letztlich auch für die nun folgende Analyse mit Hilfe der *gradual channel approximation* vorauszusetzen, die eine Separation des zweidimensionalen Feldproblems in zwei eindimensionale erlaubt. Desweiteren werden ideal ohmsche Source- und Drain-Kontakte, sowie eine von der Ladungsträgerdichte und der

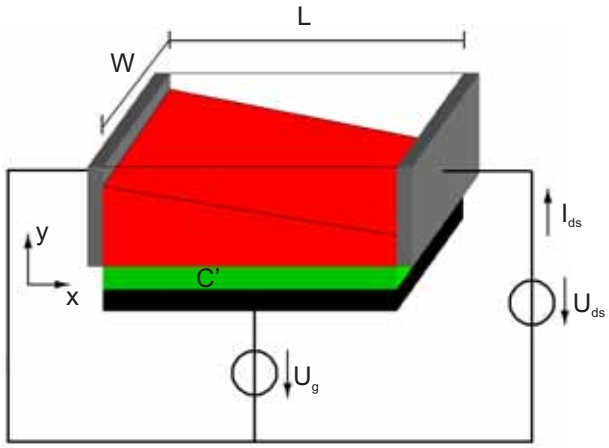


Abbildung 2.2: vereinfacht angenommene Geometrie zur mathematischen Beschreibung eines Dünnschichttransistors.

Feldstärke unabhängige Beweglichkeit der Ladungsträger gefordert. Die hier beschriebene Beweglichkeit wird, wie sich später zeigen wird, von weiteren Größen beeinflußt, weshalb sie von der Ladungsträgerbeweglichkeit μ von vornherein zu unterscheiden ist, und statt dessen als Feldeffektbeweglichkeit μ_{fe} bezeichnet werden soll.

Die Spannung U_g beeinflusst über die durch die flächenbezogene Kapazität C' gebildete Anordnung unmittelbar die Konzentration freier Ladungsträger im Kanal. Je nach Polarität der Spannung kann sie also die intrinsische Leitfähigkeit des Kanals erhöhen oder verringern. Bei der Schwellspannung U_{th} fängt dieser gerade an zu leiten. Ist der Kanal im Fall $U_g = 0$ nicht leitend (n-Kanal mit $U_{th} > 0$ oder p-Kanal mit $U_{th} < 0$), spricht man von einem selbstsperrenden TFT, andernfalls von einem selbstleitenden. Die Ladung im Kanal ist also folglich der *korrigierten Gatespannung* $U_g - U_{th}$ proportional.

Die auf die Fläche bezogene Ladung Q' ist bei kleinen U_{ds} unabhängig von x. Bei größeren U_{ds} kommt es entsprechend der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden zur Anreicherung der Ladungsträger an einer Elektrode und zur Verarmung an der jeweils anderen. Dies soll in Bild 2.2 durch die rot gezeichnete Ladunsträgerdichte dargestellt werden. Bei immer höheren U_{ds} kommt es schließlich gar nicht mehr zu einer Steigerung des Stromes I_{ds}, man spricht von Kanalsättigung.

Q' ist also im allgemeinen Fall eine Funktion von x. Um sie zu ermitteln, bestimmt man zunächst die Spannung, die bei x über dem Dielektrikum abfällt. Dazu bildet man eine Masche um das Dielektrikum von 0 bis x. Die Gate-Seite liegt dabei auf der *korrigierten Gatespannung* $U_g - U_{th}$. Auf der dem Kanal zugewandten Oberfläche fällt zwischen 0 und x die Spannung $U(x)$ ab, die von U_{ds} hervorgerufen wird.

Damit ergibt sich

$$Q'(x) = C'[(U_g - U_{th}) - U(x)]. \tag{2.1}$$

In einem infinitesimalen Bereich dx herrscht dann entsprechend dU das elektrische Feld $E(x) = \frac{dU}{dx}$. Benutzen wir die eben eingeführten Feldeffektbeweglichkeit μ_{fe} der Ladungsträger im Kanal völlig analog zur Ladungsträgerbeweglichkeit μ im Volumen, so erhalten wir auch hier eine Driftgeschwindigkeit von.

$$v(x) = \mu_{fe}\frac{dU}{dx}. \tag{2.2}$$

Aufgrund der Kirchhoffschen Regel kann sich der Strom I_{ds} innerhalb des Kanals nicht ändern. Der in jedem Kanalelement gleiche und damit von x unabhängige Drainstrom ist

$$I_{ds} = Q'(x)v(x)W = Q'(x)\mu_{fe}\frac{dU}{dx}W. \tag{2.3}$$

Setzt man nun $Q'(x)$ aus Gleichung 2.1 ein, ergibt sich die Differentialgleichung mit getrennten Variablen

$$\frac{dU}{dx} = \frac{I_{ds}}{\mu_{fe}C'W} \cdot \frac{1}{(U_g - U_{th}) - U(x)}, \tag{2.4}$$

die durch Integration von $U_{x=0} = 0$ bis $U_{x=L} = U_{ds}$ gelöst werden kann. Man erhält eine Gleichung für den Drainstrom in Abhängigkeit von Drain-Source- und Gate-Spannung:

$$I_{ds} = \mu_{fe}C'\frac{W}{L}[(U_g - U_{th})U_{ds} - U_{ds}^2/2]. \tag{2.5}$$

Diese Gleichung gilt nur, wenn es im gesamten Kanalbereich gemäß Gleichung 2.1 zu einer Ladungsanreicherung kommt, entsprechend also $|U_g - U_{th}| > |U(x)|$ erfüllt ist. Man spricht in diesem Fall vom linearen Arbeitsbereich bzw. Triodenbereich.

Diese Bedingung ist nicht erfüllt im sogenannten Sättigungsbereich, der dadurch gekennzeichnet ist, dass in Teilen des Kanals (beginnend bei $x = L$) keine Ladungsanreicherung mehr stattfindet. Die Grenze zwischen Trioden- und Sättigungsbereich ist also dadurch gegeben, dass genau am Kanalende $Q'(L)$ verschwindet, also $U(x = L) = U_g - U_{th}$ ist. Durch das entsprechende Ändern der oberen Integrationsgrenze beim Lösen der Differentialgleichung 2.4 wird eine Beschreibung des Sättigungsstromes ermöglicht. An dieser Stelle soll eine erneute Umbenennung der Beweglichkeit erfolgen. Aus rein messtechnischen Gründen soll zwischen einer im Triodenbereich bestimmten und gemäß Gleichung 2.5 ausgewerteten Feldeffektbeweglichkeit μ_{fe} und der im Sättigungsbereich gemessenen Sättigungsfeldeffektbeweglichkeit μ_{sat} unterschieden werden. Theoretisch sind diese Größen, insbesondere

unter der Voraussetzung feldunabhängiger Beweglichkeiten identisch. Es werden also ausgehend von Gleichung 2.5 $\mu_{fe} \rightarrow \mu_{sat}$ und $U_{ds} \rightarrow U_g - U_{th}$ substituiert und wir erhalten den Sättigungsstrom:

$$I_{ds} = \frac{1}{2}\mu_{sat}C'\frac{W}{L}(U_g - U_{th})^2 \tag{2.6}$$

Eine weitere Erhöhung von U_{ds} führt dann nicht mehr zu einer Zunahme von I_{ds}, da die zusätzliche Spannung über einem zunehmenden Bereich ohne Ladungsträgeranreicherung an der Drainelektrode abfällt.

2.1.2 Der reale Dünnschichttransistor

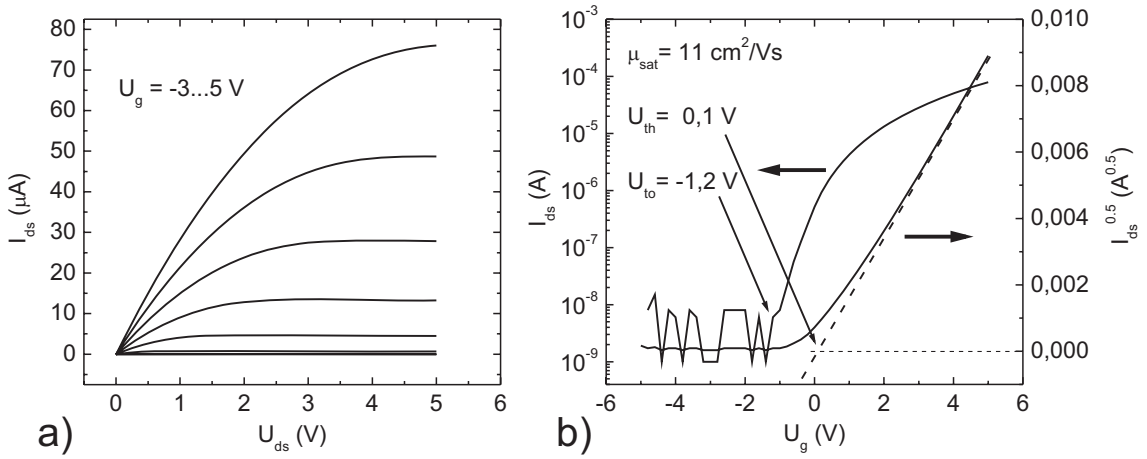


Abbildung 2.3: Kennlinien eines Dünnschichttransistors, a) Ausgangskennlinienfeld, b) Transfercharakteristik.

Es sollen nun typische Eigenschaften von realen Dünnschichttransistoren und ihre charakteristischen Kenngrößen aufgezeigt werden. Bild 2.3 a zeigt das Ausgangskennlinienfeld eines TFTs. Bei fester Gatespannung wird zunächst die U_{ds} variiert und dabei I_{ds} gemessen. So gewonnene Kennlinien werden für verschiedene Gatespannungen aufgenommen. Da die meisten der Anwendungen eines Transistors seinen Sättigungsbereich nutzen, ist dieser für den Anwender besonders interessant. Er kann durch eine einzige Messung der sogenannten Transfercharakteristik analysiert werden. Diese muß vollständig im Sättigungsbereich stattfinden, so dass die Kenntnis des Ausgangskennlinienfeld eines TFTs hilfreich für die korrekte Messung der Transfercharakteristik ist. Bei der Messung des Stromes I_{ds} variiert man nun die Gatespannung und legt während dessen eine Spannung U_{ds} an, die den TFT für den gesamten Messbereich in der Sättigung hält. Bild 2.3 b zeigt das Ergebnis

in den beiden üblichen Darstellungsformen, erstens der logarithmischen Auftragung von I_{ds} und zweitens der linearen Darstellung seiner Quadratwurzel. Der Triodenbereich wird ausgeblendet. Aus der logarithmischen Auftragung ist ein Aus-Strom im Bereich einiger nA und eine Einsetzspannung U_{to} von -1,2 V abzulesen. Der endliche Aus-Strom des realen TFTs kommt in der Regel durch Gateleckströme zustande. Natürlich lassen sich kleine Ströme nicht beliebig genau messen. In der Praxis stoßen Ströme im Breich weniger 100 pA tatsächlich an die Auflösungsgrenze des mit dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten meßtechnischen Aufbaus. Das bedeutet, es sind die Ströme, die mit nicht kontaktierten Messspitzen, also im Leerlauffall gemessen werden. Über den wirklichen Aus-Strom des TFTs geben sie keine Aussage. Entsprechend der obigen Betrachtung ergibt sich für die Wurzel von I_{ds}:

$$\sqrt{I_{ds}(U_g)} = m(U_g - U_{th})\epsilon\left(U_g - U_{th}\right). \tag{2.7}$$

Dabei ist $\epsilon(x)$ die Sprungfunktion. Nähert man die Transfercharakteristik eines TFTs mit dieser einfachen Fit-Funktion nach Gleichung 2.7 an, so erhält man unmittelbar die Schwelle U_{th} und den Anstieg m der oberhalb der Schwelle linearen Funktion, welche in Bild 2.3 b gestrichelt dargestellt ist. Der Parameter m kann mit Hilfe der flächenbezogenen Kapazität C' des TFTs und seiner geometrischen Dimensionierung $\frac{W}{L}$ leicht in die Sättigungsfeldeffektbeweglichkeit μ_{sat}

$$\mu_{sat} = \frac{2m^2}{C'\frac{W}{L}} \tag{2.8}$$

umgerechnet werden. Für den gezeigten TFT ergibt sich eine Schwelle von 0,1 V und eine Beweglichkeit von 11 cm^2/Vs. Wenn im Folgenden von einer Beweglichkeit die Rede ist, soll stets die Sättigungsfeldeffektbeweglichkeit gemeint sein, die Ladungsträgerbeweglichkeit wird als solche explizit benannt werden.

Die augenfälligste Abweichung des realen TFTs vom idealen tritt im Bereich zwischen der Schwellspannung U_{th} und der Einsetzspannung U_{to}. Bei unserem TFT also zwischen -1,2 V und 0,1 V. Man nennt ihn den Subthreshold-Bereich. Ein Parameter zu seiner Beschreibung ist der sogenannte Subthreshold-Slope. Es ist der minimale inverse Anstieg von I_{ds} in logarithmischer Darstellung

$$S = \left.\frac{\partial U_g}{\partial log(I_{ds})}\right|_{min}. \tag{2.9}$$

Bei einem idealen TFT tritt der Subthreshold-Bereich nicht auf, da hier Schwellspannung und Einsetzspannung identisch sind ($U_{to} = U_{th}$). Der Subthreshold-Slope ist in diesem Fall

also 0 V/Dekade.

Woher kommt nun aber dieses Verhalten? Bei der Betrachtung des Schwellverhaltens ist davon ausgegangen worden, dass eine im Kanal bereits vorhandene Dichte freier Ladungsträger mit einer Gatespannung in Höhe der Schwellspannung über die kapazitive Anordnung gerade vollständig entfernt wird. Nimmt man einen n-Kanal Transistor an, so nennt man diese n_{c0}, also die Dichte freier Elektronen. Unter Nutzung der Elementarladung e und der Schichtdicke des Kanals d nach Bild 2.1 lässt sich eine flächenbezogene Ladung errechnen und völlig analog zum Vorgehen bei der Gleichung 2.1 in die Schwellspannung U_{th} übersetzen.

$$U_{th} = -\frac{ed}{C'} n_{c0}. \tag{2.10}$$

Das Verhalten des realen TFTs erinnert an ein Erhöhen der Schwelle während des Durchgangs der angelegten Gatespannung durch den Subthreshold-Bereich. Bei einem Blick auf die Gleichung 2.10 fällt n_{c0} als die einzige Größe auf, die möglicherweise von U_g abhängen könnte. Einer einfachen Vorstellung aus [4] zufolge, kann die reproduzierbare Messung eines nichtidealen Subthreshold-Bereiches mit $U_{to} \neq U_{th}$ durch das Einfangen von Elektronen während der Messung des Subthreshold Bereiches der Transfercharakteristik erklärt werden, das im Folgenden auch als *Trapping* bezeichnet werden soll, das Freiwerden eingefangener Ladungsträger als *Detrapping*. Dabei ist n_{t0}, die maximale Besetzungsdichte der Elektronen einfangenden Zustände im Fall von Nullbias. Die Einsetzspannung ergibt sich zu

$$U_{to} = -\frac{ed}{C'}(n_{c0} + n_{t0}). \tag{2.11}$$

Die Differenz aus Schwell- und Einsetzspannung ist also der Dichte n_{t0} trappender Störstellen proportional. Verschiedene Störstellen können durch *Trapping* und *Detrapping* von Ladungsträgern im Kanal, seinen Grenzflächen und dem Dielektrikum auch zu länger anhaltenden Verschiebungen der Schwelle des realen TFTs führen. Bei der Aufnahme einer Transfercharakteristik kann es deshalb zum Entstehen einer Hysterese kommen. Eine andauernder Gleichspannung am Gatekontakt kann zu Schwellverschiebungen einiger Volt führen, die nur teilweise reversibel sind. Als Folge dieses Phänomens kommt es, vor allem in aktiv angesteuerten OLED-Displays, zum „Einbrennen“ eines Bildes. Die momentane Helligkeit eines Pixels beeinflusst dabei seine zukünftige Leuchtdichte, so dass im Folgebild des Displays Strukturen erkennbar bleiben. Dieses Phänomen wird in Displays als *Image Sticking* bezeichnet. Die Kenntnis der Instabilität eines TFTs gegen Bias-Stress ist daher von wesentlicher Bedeutung und beim Schaltungsentwurf zu berücksichtigen. Durch

technologische Maßnahmen kann die Störstellendichte im Kanal des TFTs gesenkt und so seine Stabilität erhöht werden. Außerdem kann eine Veränderung von Schwelle und auch Beweglichkeit durch schaltungstechnische Maßnahmen ausgeglichen werden.

2.2 Nicht kristalline Halbleiter

Die Notwendigkeit, den halbleitenden Kanal eines TFTs auf einem amorphen Substrat abzuscheiden, schließt die Verwendung einkristalliner Schichten aus. Dies kann die Nutzung *amorpher* Halbleiter bedeuten, die über keinerlei Fernordnung verfügen. Es gibt aber auch sowohl Technologien, die derartige Schichten in sogenannte *polykristalline* Schichten verwandeln können als auch Materialien die von sich aus im polykristallinen Zustand wachsen. Als polykristallin bezeichnet man einen Festkörper, der aus vielen Einzelkristallen, auch *Körner* genannt, besteht, die jeweils durch Korngrenzen voneinander getrennt sind. Je nach Korngröße wird in der Literatur zum Teil eine eigene Begrifflichkeit, wie Nano- oder Mikrokristallinität eingeführt. Das soll hier nicht der Fall sein, wir wollen uns auf eine Unterscheidung zwischen amorphen und polykristallinen Materialien beschränken.

Die Technologie der Dünnschichttransistoren basierte, ähnlich wie die Mikrotechnologie, über weite Zeitabschnitte (seit 1979 [5]) fast ausschließlich auf dem Elementhalbleiter Silizium. Ein wesentlicher Schritt dieses durchaus noch anhaltenden Prozess war der Übergang von amorphem auf polykristallines Silizium im Jahre 1989 [6]. Auch bei den seit 1983 untersuchten auf organischen Halbleitern basierenden Feldeffektbauelementen [7] setzten sich schnell die polykristallin wachsenden Monomere (*small molecules*) oder Polymere durch. Zum genaueren Überblick über die organischen Halbleiter sei erneut auf [8] verwiesen. Hier soll uns zusammenfassend genügen, dass diese Materialklasse eine äußerst günstige Fertigung verspricht, jedoch aufgrund ihrer niedrigeren Beweglichkeiten eher für Anwendungen mit geringeren Ansprüchen an die Elektronik geeignet ist. Es ist daher nicht verwunderlich, dass organische TFTs ihre Anwendung bei den EPDs zu finden scheinen [9]. Die jüngste Materialklasse, mit der erst 2003 die ersten TFTs hergestellt werden konnten, sind die Metalloxide [10, 11]. Die ersten Oxid-TFT basierten auf Zinkoxid (ZnO), einem polykristallin wachsenden Material. Zu diesem Zeitpunkt schienen amorphe Materialien für den Herstellung von aktiven Kanälen in Dünnschichttransistoren überholt. Interessanter Weise entwickelten sich die Oxid-TFTs jedoch in die, verglichen zum Silizium, entgegengesetzte Richtung, weg von polykristallinen, hin zu amorphen Materialien. Es war die Geburtsstunde jener als *TAOS (engl. Transparent Amorphous Oxide Semiconductor)* bezeichneten Materialgruppe, die im Moment trotz ihrer Amorphizität in vielen Parametern überlegene Bauelemente liefert.

Die offensichtlich vielschichtigen Unterschiede zwischen amorphen und polykristallinen Schichten mit ihren jeweiligen Vorzügen und Nachteilen sollen Thema des folgenden Vergleiches sein.

2.2.1 Vergleich zwischen amorpher und polykristalliner Phase am Beispiel Silizium

Verschiedene Materialien besitzen eine unterschiedlich ausgeprägte Neigung zur Kristallisation. Während stark ionische Verbindungen wie NaCl praktisch ausschließlich kristallin vorkommen, sind es die rein kovalent gebundenen Materialien wie Silizium, die in der Lage sind, amorphe Schichten oder auch Gläser zu bilden. Polykristallines Wachstum wird bei diesen Materialien in der Regel erst bei relativ hohen Prozesstemperaturen erreicht. Bei den uns später interessierenden Oxiden sind Bindungen mit teilweise ionischem Charakter vorhanden. Sie sind daher prinzipiell in der Lage auch bei Raumtemperatur polykristallin zu wachsen. Das Erzwingen des amorphen Schichtwachstums geschieht letztlich durch das Vermischen verschiedener solcher Oxide, die sich infolge ihrer jeweils unterschiedlichen Kristallstrukturen gegenseitig im kristallinen Wachstum behindern und als *Glasbildner* wirken. Das Ergebnis sind ionische amorphe Halbleiter.

Eine vergleichende Analyse des Einflusses der Struktur der Schicht ist im Fall der Oxide also schwierig, da der Übergang zum Amorphen nicht ohne Änderung der Zusammensetzung des Materials passiert. Unterschiede bei den Bauelementen können somit nicht allein der Struktur zugeordnet werden. Aus diesem Grund soll eben diese Betrachtung statt dessen am Beispiel des Siliziums erfolgen.

Es soll nun zunächst ein kurzer Ausblick in die Technologie der amorphen und polykristallinen Silizium-Dünnschichten gemäß [12] gegeben werden.

Wasserstoffhaltiges amorphes Silizium a-Si:H wird mittels PECVD *(Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition)* bei typischerweise 220°C bis 350°C abgeschieden. Der Wasserstoff, der einen Anteil von 10-30 at.% besitzt, dient der Passivierung offener Bindungen *(dangling bonds)* im Silizium. Die auf a-Si:H basierenden TFTs werden also bei Temperaturen hergestellt, die deutlich unter dem Limit der für Displays üblichen Glassubstrate von etwa 650°C liegen.

Die amorphe Phase im Silizium ist metastabil. Sofern die notwendige Aktivierungsenergie zur Verfügung steht, findet eine Kristallisierung, also die Bildung von poly-Si statt. Dieses lässt sich durch verschiedene technologische Ansätze realisieren. Das direkteste Verfahren ist SPC *(Solid-Phase Crystallization)*. Hier wird durch die Umgebungstemperatur in

einem Ofen die Kristallisation ausgelöst. Varianten sind durch besonders schnelles Aufheizen (RTA, Rapid Thermal Annealing) oder die Anwesenheit kleiner Mengen von Metallen als Kristallisationskeim an der a-Si:H Oberfläche (MIC, Metal-Induced Crystallization) gekennzeichnet. Das wesentliche Problem der SPC besteht in der Tatsache, dass Substrat und Silizium-Dünnschicht die gleiche Temperatur besitzen und das Substrat damit die Kristallisation limitiert. Dieses wird bei dem Verfahren der ELC *(Excimer Laser Crystallization)* geschickt umgangen. Ein gepulster Excimer Laser, wie er auf Seite 32 beschrieben wird, strahlt von oben auf die Silizium-Dünnschicht, welche die UV-Strahlung sehr gut absorbiert. Innerhalb des kurzen Pulses wird praktisch die gesamte Energie auf die Dünnschicht übertragen, welche schmilzt, kristallisiert, sich schnell wieder abkühlt ohne dass das Substrat thermisch zu stark belastet wird. Die so hergestellten Schichten weisen größere Kristallite (einige μm) und auch bei gleichen Korngrößen höhere Beweglichkeiten der entsprechenden TFTs im Vergleich zu mit SPC hergestelltem poly-Si auf.

Vergleicht man nun TFTs auf Basis von a-Si:H und poly-Si, so fällt als erstes die um etwa zwei Größenordnungen höhere Beweglichket der polykristallinen TFTs (mit ca $100\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ gegenüber $1\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$) auf.

Wir werden später feststellen dass ein derart starker Unterschied in der Beweglichkeit (von einkristallin zu amorph sogar über drei Größenordnungen) nicht bei allen Materialsystemen typisch ist, sondern vielmehr eine Besonderheit rein kovalenter Halbleiter wie des Siliziums. Gehen wir deshalb zu einer detaillierteren Betrachtung über.

Überlappen die Elektronenorbitale zweier unmittelbar benachbarter Atome, so spalten sich aufgrund des Pauli Prinzips die Energieniveaus identischer Elektronenzustände der freien Atome in bindende und antibindende Zustände auf. Beim kristallinen Festkörper, in dem alle Atome streng periodisch angeordnet sind, bewirkt die Vielzahl der Atome eine vielfache Aufspaltung in weitere Unterniveaus, welche energetisch derart naheliegend sind, dass sich ein energetisches Quasikontinuum bildet. Freie Elektronen können sich bei vernachlässigbar geringem Energieaufwand über diese Energieniveaus hinweg bewegen und gelten somit als delokalisiert.

Mit dem Fehlen der periodischen Ordnung entfällt diese Art des Transports im amorphen Silizium aufgrund der hohen Direktionalität der seine kovalenten Bindungen verursachenden sp^3-Hybridorbitale. Jede Abweichung der idealen Bindungswinkel, wie sie in amorphen Materialien zwangsläufig auftritt, bedingt daher die Bildung neuer elektronischer Energieniveaus, die sich als energetisch tiefer liegende Fallenzustände bemerkbar machen. Der Ladungsträgertransport erfolgt also nicht mehr über delokalisierte Zustände, sondern wird vielmehr durch Hopping-Prozesse zwischen benachbarten lokalisierten Energieniveaus do-

miniert. Deshalb ist zur Steigerung der Elektronenbeweglichkeit im Volumen und somit der Beweglichkeit der TFTs der Übergang zur, wenn schon nicht einkristallinen, so doch wenigstens polykristallinen Phase so erstrebenswert.

Neben der Steigerung der Beweglichkeit der TFTs kann die Instabilität gegenüber Bias-Stress im polykristallinen Fall deutlich reduziert werden, da innerhalb der Körner eine reduzierte Störstellendichte vorliegt.

Dem gegenüber steht eine deutlich schlechtere Homogenität verschiedener Bauelementeigenschaften. Das betrifft die Beweglichkeit, die Schwelle, den Aus-Strom und die Änderung vieler dieser Eigenschaften unter Bias-Stress. Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Grenzflächen in TFTs eine besondere Rolle spielen. Nun kommen die Korngrenzen als ganz neue Art von Grenzfläche hinzu, die wegen ihrer lateralen Struktur je nach TFT einen ganz unterschiedlichen Einfluss nehmen können. Es ist denkbar, dass zwei TFTs unmittelbar nebeneinander auf dem Substrat liegen, der eine mit seinem gesamten Kanal auf einem Korn und mit folglich exzellenten Eigenschaften [13], insbesondere was Stabilität betrifft. Der andere kann in seinem Verhalten durch Korngrenzen dominiert und damit in allen Eigenschaften deutlich unterlegen sein. Die Korngrenzen führen nicht nur zum Trapping von Ladungsträger und erhöhen so die Schwelle, sie stellen auch eine Potentialbarriere für den Transport dar und verringern so die Beweglichkeit. Insbesondere hängt ihre Auswirkung auf den Sättigungsbereich empfindlich von ihrer genauen Lage im Kanal, genauer gesagt ihrer Entfernung vom Drain-Kontakt ab [14]. Insbesondere die Anzahl der Korngrenzen im Kanal beeinflußt erheblich das Verhalten des TFTs, je kürzer die Kanäle, desto größer die durch Korngrenzen verursachte Variation der Schwellspannungen [15]. Da Position und Größe der Körner auf dem Substrat und damit relativ zu den Kanälen statistisch verteilt sind, folgt aus der polykristallinen Struktur der Kanäle eine Inhomogenität der TFTs.

Die Beweglichkeit spricht für die Verwendung polykristalliner Halbleiter, die Homogenität der Bauelementeigenschaften dagegen.

Für die Realisierung transparenter Displays ist der Halbleiter Silizium aufgrund seiner hohen Absorption im sichtbaren Spektralbereich denkbar ungeeignet. Zwar wurden bereits hochauflösende semitransparente OLED-Displays auf Basis amorphen Siliziums demonstriert, die eine seitliche Platzierung transparenter Pixel neben der opaquen Elektronik ausnutzen. Die so erreichte Transmission liegt jedoch bei nur 23 % [16]. Anwendungen, wie transparente Displays in der Windschutzscheibe eines PKW, erfordern, schon aus Gründen der Verkehrssicherheit, eine Transmission im Bereich von mindestens 70 %. Die Realisierung semitransparenter Displays auf Basis absorbierenden Siliziums zeigt jedoch das hohe Interesse an durchsichtigen Anzeigen.

2.3 Oxid-Halbleiter als Wide Bandgap Materialien

Nach der Einführung in die zur Realisierung von Dünnschichttransistoren zur Verfügung stehenden Materialsysteme und der näheren Betrachtung amorphen und polykristallinen Siliziums soll nun die Gruppe der Oxid-Halbleiter in den Mittelpunkt des Interesses rücken. Auch bei dieser Materialklasse interessieren uns nahezu ausschließlich die Eigenschaften von amorphen oder polykristallinen Dünnschichten. Eine wesentliche Eigenschaft vieler Oxid-Halbleiter ist ihre *Transparenz*, also eine niedrige Absortion für sichtbares Licht. Wir werden an späterer Stelle feststellen, dass ein veränderter Bandabstand im amorphen Zustand sowie eine durch Störstellen oder Ladungsträger hervorgerufene Absorption eine komplexere Behandlung der Absorption erfordern, für die folgende Definition soll aber eine Betrachtung der Fundamentalabsorption in kristallinen Fall genügen.

Der Bandabstand W_g von Metalloxiden kann sehr einfach mit Hilfe der Differenz der Elektronegativität von Sauerstoffs und Metall abgeschätzt werden [17]. Fundamentalabsorption erfolgt für Photonen der Wellenlänge λ, die eine Energie $\frac{hc}{\lambda} > W_g$ besitzen, wobei h das Planckesche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Für die stark gebundenen Oxide unedlerer Metalle, die einen Bandabstand von mindestens 3,1 eV aufweisen, erfolgt eine Fundamentalabsorption demnach erst für ultraviolette Strahlung mit $\lambda < 400\,\mathrm{nm}$. Sichtbares Licht wird nicht fundamental absorbiert, die entsprechenden Oxide als *transparent* bezeichnet.

Wie wir in Kapitel 5 sehen werden, kommt kein einziges der Konzepte zur Herstellung von Flachbildschirmen ohne transparente Elektroden aus. Diese Kontakte werden aus TCOs, transparenten und leitfähigen, also hoch dotierten Oxid-Halbleitern hergestellt. Ausgehend von diesen passiven Kontakten wollen wir uns anschließend den aktiven aus Oxid-Halbleitern hergestellten Bauelementen und damit den niedrig dotierten Oxid-Halbleitern, oder auch *intrinsischen TSOs (Transparent Semiconducting Oxides)* widmen. Die technologische Herausforderung der Reduzierung der freien Ladungsträgerdichte n_{c0} und damit des Betrages der Schwelle nach Gleichung 2.10 erfordert die genaue Kenntnis der auf die Dotierung der Schicht wirkenden Parameter.

2.3.1 Transparente leitfähige Oxide (TCOs)

Die erste kommerzielle Anwendung von TCOs entstand bereits in den frühen vierziger Jahren des 20. Jahrhunderts, als transparente Schichten aus Antimon-dotiertem Zinnoxid (SnO_2:Sb) zum Enteisen von Flugzeugscheiben verwendet wurden [18]. Noch heute wird Zinnoxid, inzwischen meist mit Fluor dotiert (SnO_2:F), zur Beschichtung von Fensterglas

verwendet, selbst wenn keine unmittelbare Ausnutzung seiner Leitfähigkeit, wie im ersten Beispiel stattfindet. Vielmehr ist es seine Fähigkeit, aufgrund der hohen Elektronendichte eine merkliche Reflexion von Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz im infraroten Spektralbereich durchzuführen. Das Fenster ist durchsichtig, lässt aber wenig Wärme in die Umgebung abstrahlen und hilft so, Energiekosten zu senken. Tatsächlich ist dieses heute eine der bedeutendsten Anwendungen für TCOs.

Zur Kontaktierung von Solarzellen werden dotiertes Zinnoxid (SnO_2:F) und Zinkoxid (ZnO), aber auch ITO eingesetzt, bei den Flachdisplays, wie erwähnt, momentan fast ausschließlich ITO. Neben Indium-, Zink-, und Zinnoxid wird auch das giftige Cadmiumoxid zu den TCOs gezählt. Das Galliumoxid nimmt insofern eine Sonderstellung ein, als dass es selbst nahezu nicht leitfähig ist, jedoch in Legierungen mit den bereits genannten Oxiden TCOs bilden kann. Dazu kommen verschiedene Dotanten und somit bildet sich eine beachtliche Artenvielfalt an n-TCOs, die in [19] ebenso wie die lochleitenden p-TCOs verglichen und referenziert werden. Letztere besitzen jedoch deutlich geringere Leitfähigkeiten und sind daher bislang von untergeordneter Bedeutung.

In dieser Arbeit soll der Fokus auf den beiden n-TCOs Indium-Zinnoxid (ITO) und mit Aluminium dotiertem Zinkoxid (AZO) sein. Bevor eine Unterscheidung stattfindet, sollen zunächst die wesentlichen Größen transparenter leitfähiger Oxide genannt werden. Natürlich stehen an erster Stelle eben die Transparenz und die Leitfähigkeit.

Was die Transparenz angeht, so sind verschiedene Aspekte zu berücksichtigen. Zwar sind die Oxide, die uns hier interessieren, mit Ausnahme des Cadmiumoxids *wide bandgap*-Materialien, so dass eine Fundamentalabsorption erst im Ultravioletten zu erwarten ist. Allerdings setzt streng genommen schon der Begiff des Bandabstandes, wie auch der Bänder selbst nach obiger Ausführung eine kristalline Ordnung voraus. In amorpher Form ist der Bandabstand leicht verkleinert, die Flanke der Fundamentalabsorption im UV verläuft flacher und kann von der kurzwelligen Seite bis in den Sichtbaren Spektralbereich hineinragen.

Desweiteren können Störstellen selbst den polykristallinen *wide bandgap* Oxid-Halbleiter zur Absorption im Sichtbaren bringen, wie Bild 2.4 von Pulvern aus Indium-, Zink-, und Zinnoxid beweist. Zum Kontrast wird Aluminiumoxid gezeigt, das praktisch ideal transparent ist und deshalb ein entsprechend weißes Streulicht erzeugt. Beim Zinkoxid ist dagegen eine leichte Gelbfärbung zu erkennen, die über Zinn- zu Indiumoxid jeweils ausgeprägter erscheint. Beim Indiumoxid könnte möglicherweise auch ein reduzierter Bandabstand vorliegen, der eine Fundamentalabsorption im Blauen hervorruft [20]. Wenigstens bei den übrigen Oxiden ist diese Gelbfärbung jeweils dem Vorhandensein von Störstellen zuzu-

Abbildung 2.4: Nahezu ideal transparentes Aluminiumoxid und die drei leitfähigen *wide bandgap*-Oxide.

schreiben, welche im Zinkoxid eindeutig auf *Sauerstoff-Mangel* zurückzuführen sind. Das ursprünglich fast weiße Zinkoxid gibt beim Erhitzen Sauerstoff ab und nimmt dabei eine zunehmend gelbe Farbe an, die bei Abkühlung nahezu völlig verschwindet. Dieser Effekt wird als *Thermochromie* bezeichnet. Bei 800 °C entsteht ein Zinküberschuß von $7 \cdot 10^{-5}$, also $Zn_{1,00007}O$. Besonders deutlich kann die Farbe durch Heizen im Zink-Dampf von gelb über grün und braun bis rot verändert werden. Dabei wird ein Zinküberschuß von bis zu $3 \cdot 10^{-2}$ erreicht ($Zn_{1,03}O$) [21].

Die beschriebene Auswirkung der Nichtstöchiometrie auf die Absorption von ZnO, kann tendenziell bei vielen Metalloxiden beobachtet werden. Bei den TCOs hat dieses Phänomen sicherlich einen negativen Einfluss auf die Transparenz, elektrisch wird es infolge der hohen Dotierung dieser Materialien aber weitestgehend maskiert.

Eine weitere Einflussgröße auf die Transparenz, die bereits angesprochen wurde, ist die von den Ladungsträgern ausgehende Absorption. Dieses Phänomen reicht von der langwelligen Seite her in den Sichtbaren Spektralbereich hinein und nimmt natürlich mit der Ladungsträgerdichte zu. Wenn also bei zu maximierender Leitfähigkeit $\sigma = e\mu n_{c0}$ eine möglichst niedrige Dichte freier Elektronen n_{c0} zu fordern ist, so ist dies wiederum gleichbedeutend mit der Frage nach der maximalen Ladungsträgerbeweglichkeit für Elektronen μ, e ist die Elementarladung.

Ausgehend von dieser Überlegung geben Bellingham *et al.* für eine ausreichend niedrige Ladungsträgerabsorption die Forderung $n_{c0} < 2 \cdot 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ an und folgern mit der entsprechenden durch Streuung an ionisierten Störstellen limitierten Elektronenbeweglichkeit von $\mu < 90\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ auf eine in einem n-TCO maximal erreichbare Leitfähigkeit von 29.000 S/cm, wohlgemerkt im einkristallinen Fall [22].

Neben Transparenz und Leitfähigkeit ist die Austrittsarbeit von TCOs von besonderer

Bedeutung, vor allem wenn sie, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, zur Kontaktierung von OLEDs verwendet werden sollen.

ITO vs AZO

Indium-Zinnoxid (ITO), welches hauptsächlich aus Indiumoxid (In_2O_3) mit einem 10 %igen Masseanteil an Zinnoxid (SnO_2)besteht, ist das in der Displaytechnik meist verwendete TCO. Es lässt sich durch *Sputtern*, einem sehr günstigen und auf sehr große Flächen skalierbarem Verfahren abscheiden, welches in Abschnitt 3.1.4 genauer beschrieben wird.

Einkristallines ITO erreicht mit $\mu = 42\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ und $n_{c0} = 1,9 \cdot 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ eine Leitfähigkeit von 13.000 S/cm [23] und liegt damit nur etwa einen Faktor zwei unter dem für n-TCOs angegebenen theoretischen Limit. Auf amorphen Substraten kann es, je nach Wachstumsbedingungen in amorpher oder polykristalliner Form wachsen. Bei Raumtemperatur lassen sich amorphe Filme herstellen, die bei vergleichsweise niedrigen Ladunsträgerdichten Ladungsträgerbeweglichkeiten von bis zu $\mu = 33,7\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ bei einer Leitfähigkeit von 103 S/cm aufweisen [24]. Amorphes ITO geht allerdings bereits bei der im Vergleich zum Silizium sehr tiefen Temperatur von etwa 230 °C in den polykristallinen Zustand über. Dabei sinkt der Widerstand infolge eines starken Anstiegs der Ladungsträgerdichte, während die Ladungsträgerbeweglichkeit sogar leicht abnimmt [25].

Standardmäßige kommerziell erhältliche mit ITO beschichtete Glassubstrate werden deshalb nach der Beschichtung ausgeheizt und erreichen bei einer Schichtdicke von $d = 130\,\mathrm{nm}$ einen Flächenwiderstand von $16\,\Omega/\square$ und eine Transmission von etwa 80 %. Die Leitfähigkeit σ von optimiertem ITO entspricht also etwa 4.800 S/cm, bei einer typischen Beweglichkeit von $30\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ und einer Ladunsträgerdichte von $1,0 \cdot 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Besonders erstaunlich ist die im Vergleich zu einkristallinem ITO nur um etwa 20 % geringere Ladungsträgerbeweglichkeit von amorphem ITO, insbesondere wenn man sich an die drei Größenordnungen beim Silizium erinnert. Eine Erklärung für diesen Sachverhalt wird in Abschnitt 2.3.2 gegeben. Die Austrittsarbeit von ITO liegt bei etwa 4,9 eV [26] und damit in der Nähe des Wertes edler Metalle wie Gold oder Platin. ITO ist deshalb ein sehr guter Lochinjektor für organische Leuchtdioden.

Der größte Nachteil von Indium-Zinnoxid ist allerdings sein Preis. Genauer gesagt der Preis des *Indiums*, welches einen Anteil von 74,4 % der Masse des ITO ausmacht. Bild 2.5 zeigt die Preisentwicklung dieses Materials in der jüngsten Vergangenheit. Zu beachten ist die absolute Skala. Neben der Seltenheit von Indium hat insbesondere die hohe Nachfrage der LCD-Industrie nach ITO sowie die Tatsache, daß Indium nahezu ausschießlich für

optoelektronische Anwendungen verwendet wird und damit fein verteilt und nahezu nicht recyclebar vorliegt zu dieser Entwicklung geführt.

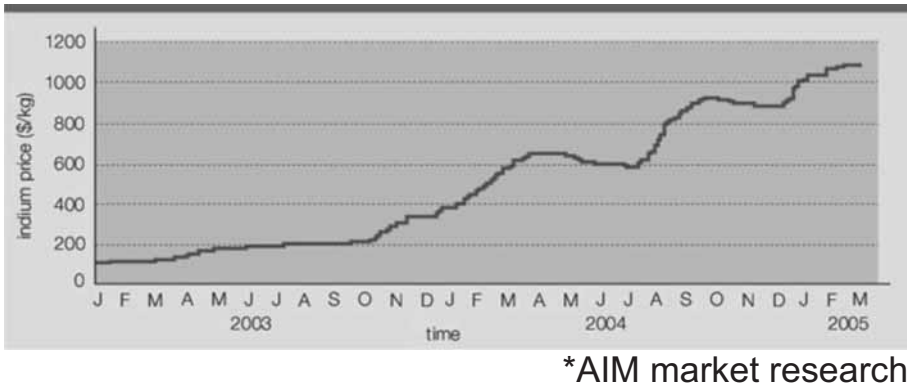


Abbildung 2.5: Preisentwicklung von Indium. Im dargestellten Zeitraum fand etwa eine Preiserhöhung um den Faktor 10 statt.

Es gibt seit längerem die Bemühungen, diesem Trend durch die Entwicklung indiumfreier TCOs entgegenzuwirken. Von den oben genannten TCOs bildenden Metallen ist Zink das in der Erdkruste mit Abstand am häufigsten vorkommende. Es ist beispielsweise etwa 1.300 mal häufiger vorhanden als Indium und die Einsetzbarkeit von Zinkoxid schon deshalb wünschenswert [27]. Als n-Dotanden für das polykristallin wachsende Zinkoxid kommen die Elemente der 3. Hauptgruppe Aluminium, Gallium und Indium in Frage, am häufigsten wird jedoch Aluminium verwendet. Wir wollen uns hier deshalb ausschließlich mit Zinkoxid beschäftigen, das zu einem Anteil von [Al]/([Al]+[Zn])= 3...12 % mit Aluminium dotiert ist und als AZO bezeichnet werden soll.

Die im Idealfall mit AZO erreichbare Leitfähigkeit entspricht in etwa den mit ITO realisierbaren Werten, seine Absorption ist tendenziell kleiner. Allerdings sei an dieser Stelle erwähnt, dass aus verschiedenen Gründen ein direkter Vergleich dieser Größen schwierig ist. Zum einen ist beim AZO nicht ohne Grund vom Idealfall die Rede. Da es die hohe Ladungsträgerbeweglichkeit seiner polykristallinen Struktur verdankt, hängen viele seiner Eigenschaften sehr empfindlich von den Prozessparametern während der Abscheidung ab, welche Einfluss auf die Korngröße innerhalb der Schicht nehmen können. Die Beeinflussung insbesondere der elektrischen Eigenschaften durch die Korngröße kann auch in ihrer Abhängigkeit von der Schichtdicke, welche in Abschnitt 4.1 beschrieben wird, erkannt werden.

Zum anderen sind sowohl AZO als auch ITO für spezielle Anwendungen durch Einstellen der Ladungsträgerdichte auf niedrige Absorption oder maximaler Leitfähigkeit optimierbar. Das bedeutet *keines* dieser Materialien ist generell leitfähiger oder transparenter. AZO

besitzt eine Austrittsarbeit von in der Regel unter 4,4 eV [26] und ist damit schlechter zur Lochinjektion in organische Lochtransportmaterialien geeignet als ITO.

Zusammenfassend ist AZO deutlich kostengünstiger als ITO, sein Einsatz deshalb in allen Displays wünschenswert. Nachteilhaft sind allerdings die schwieriger kontrollierbaren und reproduzierbaren Eigenschaften. Das OLED-Display stellt innerhalb der in Kapitel 5 vorgestellten Display-Typen die höchsten Anforderungen an das Elektrodenmaterial, weil es hohe Ströme tragen und gleichzeitig eine Ladungsträgerinjektion bewerkstelligen muss. Der Ersatz von ITO durch AZO wird sich deshalb vor allem bei den OLEDs schwierig gestalten. Das in 6.1 beschriebene Ergebnis einer *indiumfreien*, vollständig durch AZO kontaktierten transparenten OLED zeigt aber die prinzipielle Realisierbarkeit von AZO Kontakten an OLEDs.

2.3.2 Transparente niedrig dotierte Oxid-Halbleiter (TSOs)

Nachdem man Dünnschichten aus Oxid-Halbleitern über 60 Jahre lang ausschließlich in ihrer hochdotierten, in der Regel entarteten Form als „transparente Leiter“ verwendet hat, wurde erst 2003 mit auf Zinkoxid basierenden TFTs die halbleitende Eigenschaft dieses Materials in aktiven Bauelementen ausgenutzt [10, 11].

Im Gegensatz zur Abscheidung von TCOs liegt nun die technologische Herausforderung in der *Reduzierung* der Ladungsträgerdichte n_{c0} und damit des Betrages der Schwelle nach Gleichung 2.10. Die Kenntnis der als Dotanten wirksamen Spezies ist dabei natürlich hilfreich. Atome der 3. Hauptgruppe haben wir bereits genannt, sie ersetzen ein Zinkatom und stellen bei Ionisierung ein freies Elektron zur Verfügung. Wäre das Vorhandensein solcher *beabsichtigter Dotierung* der einzige Ursprung freier Ladungsträger, so müsste man in einem zur Abscheidung leitfähigen AZOs optimierten Prozess einfach das Aluminium weglassen und erhielte intrinsisches, polykristallines Zinkoxid.

Tatsächlich gibt es eine Einflussgröße auf die Leitfähigkeit von Oxid-Halbleitern, die bereits im Jahre 1933 detailliert untersucht wurde. Baumbach *et al.* nutzten jeweils aus Zink- und Cadmiumoxid gepresste und gesinterte, letztlich also polykristalline Stäbe, zur Leitfähigkeitsmessung unter definierten Atmosphärenbedingungen [28]. Sie fanden bei beiden Materialien eine mit steigendem Sauerstoff-Partialdruck fallende elektrische Leitfähigkeit und eine ungewöhlich hohe Leitfähigkeit in reduzierender Umgebung. Diese bestand im Fall von ZnO aus einem H_2-H_2O-Gemisch, beim CdO aus Cd-Dampf. Ihre Vorstellung eines freie Elektronen zur Verfügung stellenden Metallüberschusses in der Zinkoxidschicht hat bis heute Bestand.

Wie bereits erwähnt macht der Mangel an Sauerstoff chemisch reines Zinkoxid nicht nur leicht absorbierend im sichtbaren Spektralbereich sondern darüber hinaus elektrisch leitend. Ähnliches gilt für die übrigen leitfähigen Oxide. Aus dieser Beobachtung ergeben sich zum einen Konsequenzen für das Wachstum geeigneter aktiver Kanäle als auch für das Verhalten der späteren TFTs. Beim Wachstum sind Bedingungen zu schaffen, die den effektiven Einbau von Sauerstoff ermöglichen, also die Abscheidung nahezu stöchiometrischer Schichten. Dies geschieht in der Regel durch die Zugabe von Sauerstoff während des Prozesses. Unterstützt wird die Oxidation durch Heizen des Substrates während der Abscheidung, siehe Kapitel 3 oder ein nach der Abscheidung stattfindendes Ausheizen der Probe im Sauerstoff oder in Luft [29, 30] oder eine Kombination aus beidem [31].

Die ersten TFTs aus polykristallinem Zinkoxid wiesen bereits dem amorphen Silizium in vielem Parametern überlegene Eigenschaften auf, insbesondere Beweglichkeiten von über $20\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ [32]. Die im Zusammenhang mit Silizium-TFTs angesprochenen Nachteile des Vorhandenseins von Korngrenzen auf die Homogenität der Bauelementeigenschaften besitzt jedoch in ähnlicher Weise bei den Oxid-TFTs ihre Gültigkeit [33]. Es kommt zu einer starken Abhängigkeit der Bauelement-Eigenschaften von der Kanallänge [34]. Durch die angesprochene Eigenschaft der dem Sauerstoff ausgesetzten Oberfläche, den Kanal zu verarmen, werden für kurze Kanäle mit Längen unter $5\,\mu$m immer schlechtere Sättigungs- und Schwellverhalten beobachtet, die auf das Vorhandensein einer erhöhten Ladungsträgerdichte hinweisen, obwohl besagte kritische Kanallänge noch Größenordnungen über der Korngröße liegt. Die optimierten TFTs längerer Kanäle unterliegen einem größeren Einfluss der Oberfläche und stehen deshalb unter dem Verdacht, sehr empfindlich auf die sie umgebende Atmosphäre zu reagieren. Neben der für alle polykristallinen TFTs typischen Inhomogenität kommt bei den Oxid-Halbleitern höchstwahrscheinlich eine im Vergleich zum amorphen Material erhöhte Empfindlichkeit gegen Sauerstoff-Mangel in der Umgebung hinzu, die sich insbesondere bei einer in der Display-Technologie häufig notwendigen Verkapselung, also Abschirmung der Bauelemente gegen Sauerstoff, als sehr nachteilig herausstellen kann.

Während am Beispiel des Siliziums das polykristalline Material aufwendig aus dem amorphen gebildet werden musste, sind die ersten Kanäle aus einfachen Oxid-Halbleitern schon bei Raumtemperatur als jeweils polykristalline Schichten entstanden, hingegen erfordert die Herstellung amorpher Schichten den Einsatz spezieller technologischer Maßnahmen. Amorphe Oxid-Halbleiter sollen im folgenden behandelt werden.

Transparente, amorphe Oxid-Halbleiter (TAOSs)

Die einfachen leitfähigen Oxide von Zink, Zinn und Indium bilden als Verbindungen mit dem Sauerstoff *binäre* Halbleiter. Sie sollen von nun an darüber hinaus jedoch als primäre Oxid-Halbleiter bezeichnet werden, da diese Bezeichnung in der Literatur sehr gebräuchlich ist. Die drei leitfähigen primären Oxide bilden das untere Dreieck, der in Bild 2.6 dargestellten Pyramide. Sie wachsen, wie erwähnt, polykristallin.

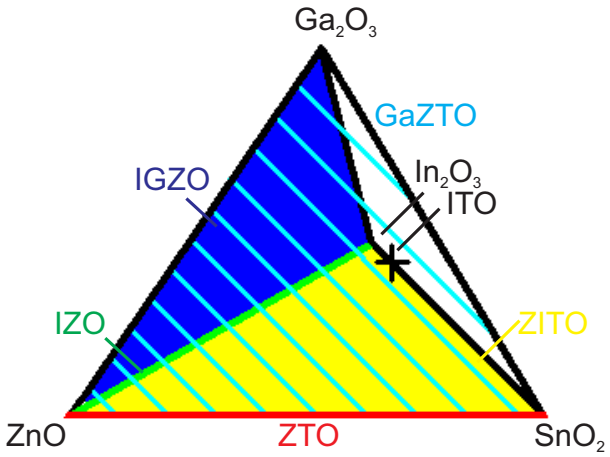


Abbildung 2.6: Primäre Oxid-Halbleiter und daraus resultierende binäre und ternäre Systeme.

Wenn man amorphe TSOs herstellen möchte, so wird man sich an eine Beobachtung am leitfähigen Oxid ITO, dessen Zusammensetzung in Bild 2.6 durch ein schwarzes Kreuz markiert ist, erinnern. Es ist ein Gemisch zweier primärer Oxide und damit per Definition ein binärer Oxid-Halbleiter. Das Resultat dieser Mischung ist die bereits angesprochene Glasbildung, die ITO infolge des 10 %igen Zinnoxid-Anteils wenigstens bei tiefen Temperaturen amorph wachsen läßt. Für TSOs wünschenswerte Ladungsträgerdichten lassen sich häufig nur bei höheren Temperaturen herstellen, weshalb z.T. eine stärkere Glasbildung als beim ITO erforderlich sein wird, entsprechend einer Zugabe des Glasbildners in höheren Konzentrationen. Die aus physikalischer Sicht interessantere Eigenschaft des ITOs betrifft seine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit im amorphen Zustand. Dieses Phänomen wird für Oxidhalbleiter wie ITO, welche Schwermetallkationen der Konfiguration $(n-1)d^{10}ns^0$ mit n>4 enthalten, in [33, 35] anschaulich erklärt. Zum einen ergibt die Forderung zur Höhe der Hauptquantenzahl räumlich sehr ausgedehnte Orbitale, die einen Überlapp der Metallorbitale nicht nur zu Sauerstofforbitalen, sondern, entscheidend für die Beweglichkeit, auch zu benachbarten Metallorbitalen ermöglichen.

Der für die amorphe Phase entscheidende Vorteil ist jedoch bedingt durch die kugelförmi-

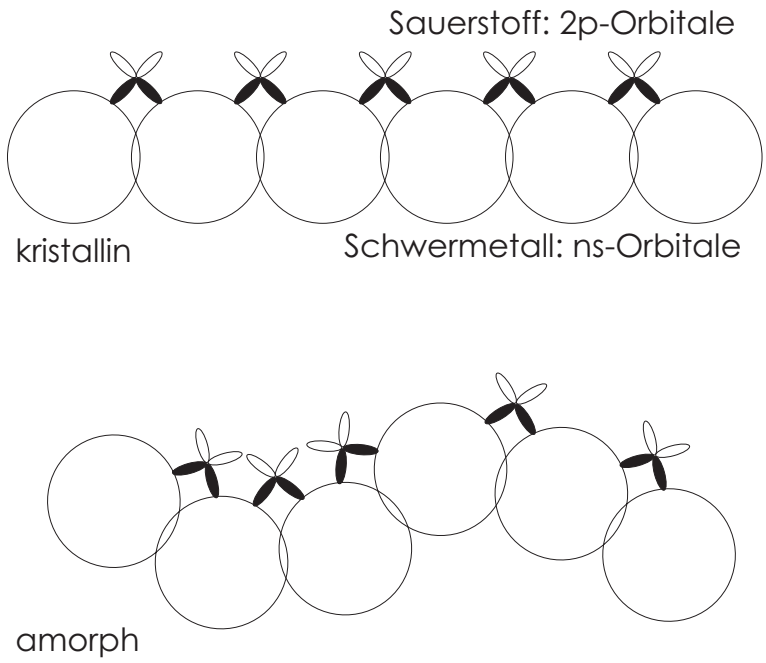


Abbildung 2.7: Veranschaulichung zur Erklärung der geringen Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Morphologie. Ein vergleichbarer Überlapp für die kristalline und amorphe Struktur ermöglicht den Transport über delokalisierte Elektronenzustände auch in der amorphen Phase.

ge Symmetrie der s-Orbitale der Kationen. Aus dieser Isotropie folgt eine nur geringfügige Abhängigkeit des Überlapps der metallischen Orbitale von den idealen Bindungswinkeln, wie es durch Abbildung 2.7 veranschaulicht werden soll. Verglichen mit kovalenten Halbleitern wie Silizium mit seinen gerichteten sp^3-Hybridorbitalen oder den halbleitenden Oxiden leichterer Metallen wie Zink, in denen der Transport durch die ebenfalls gerichteten $2p$-Orbitale des Sauerstoff geprägt ist, ist in dieser neuen Materialgruppe auch im amorphen Fall ein Transport über delokalisierte Elektronenzustände gegeben und dadurch eine wesentlich höhere Beweglichkeit ermöglicht.

Im Beispiel des TCOs ITO liegt das Indium in der genannten Konfiguration als Kation vor. Neben Indium kann aber auch Zinn diese Funktion übernehmen. Deshalb bilden Zink-Zinnoxid *(ZTO)* [29, 36–42] und Indium-Zinkoxid *(IZO)* [43–45] die wichtigsten binären TAOS, in Bild 2.6 rot bzw. grün dargestellt. Durch die Hinzunahme des selbst nahezu nicht leitfähigen Galliumoxids können Legierungen aus drei primären Oxiden, die *ternären* Systeme gebildet werden. Die meist verwendeten sind Gallium-Zink-Zinnoxid *(GaZTO)* [31], Zink-Indium-Zinnoxid *(ZITO)* [46] und Indium-Gallium-Zinkoxid *(IGZO)* [33, 47–52], die in Bild 2.6 cyan schraffiert, gelb bzw. blau dargestellt sind. Das letztgenannte IGZO ist das

im Moment meist verwendete TAOS. Der thematische Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf ZTO. Die genaue Auseinandersetzung mit dieser Vielfalt an Materialien wird in Kapitel 4 erfolgen.

Amorphe und polykristalline Schichten aus Oxid-Halbleitern haben tendenziell die gleichen jeweiligen Vor- und Nachteile wie bei Silizium. Allein der deutlich geringere Unterschied in der Beweglichkeit hat zu der Entwicklung weg vom Zinkoxid und hin zu den TAOS geführt. Nutzt man diese TAOS für aktive transparente Kanäle, TCOs für die Kontakte und transparente Gate-Dielektrika wie Al_2O_3 oder TiO_2, so können transparente Dünnschichttransistoren homogener Eigenschaften hergestellt werden. In Displays kann Licht durch die transparente Elektronik hindurch ausgekoppelt werden. Dadurch ermöglicht sie eine Steigerung des Füllfaktors bottom-emittierender Displays und sogar die Herstellung hochtransparenter Aktiv-Matrix-Displays. Dieser Anwendung werden wir uns in Kapitel 6 zuwenden.

Die TAOS besitzen, insbesondere für den Einsatz in Displays, viel versprechende Eigenschaften. Die Auswirkungen der mit sauerstoff-defizitärem Wachstum erzeugten Störstellen bringen aber hohe Anforderungen an das Abscheideverfahren mit sich. Deshalb sollen nun zunächst die technologischen Gesichtspunkte besprochen werden.

3 Technologische und meßtechnische Aspekte

Im vorangegangenen Grundlagenkapitel wurden Aufbau und Funktionsweise von Dünnschichtransistoren beschrieben. Mit dem Vergleich zwischen amorphen und polykristallinen TFTs und der Beschreibung der Eigenschaft spezieller Oxid-Halbleiter, auch amorph hohe Beweglichkeiten zu ermöglichen, wurden letztere als besonders geeignete Materialien zur Realisierung großflächiger Elektronik herausgestellt. Bevor wir uns den Oxid-TFTs selbst und ihrer Anwendung in transparenten Displays zuwenden, sollen im folgenden Kapitel zunächst technologische und messtechnische Aspekte erläutert werden.

3.1 Abscheidung von Dünnschichten

3.1.1 Thermisches Aufdampfen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Materialien durch *thermisches Aufdampfen* abgeschieden. Das Heizen des Ausgangsmaterials erfolgt resistiv oder durch einen Elektronenstrahl (Elektronenstrahlverdampfung). Das betrifft zum einen *metallische* Kontakte für nicht transparente Oxid-TFTs oder Testflächen zur Charakterisierung von Dielektrika, sowie zur Kontaktierung organischer Leuchtdioden und Filmwellenleiter. Zum anderen wurden die organischen Schichten durch Molekularstrahldeposition (*OMBD*) (engl. Organic Molecular Beam Deposition) thermisch aufgedampft. Diese Verfahren sind im Detail in [53] behandelt und sollen hier deshalb nur erwähnt sein.

Es ist prinzipiell möglich, das thermische Aufdampfen auch für die Herstellung von Oxid-Schichten zu verwenden. Dielektrika mit sehr großen Bandabständen wie Al_2O_3 können durch Elektronenstrahlverdampfung hochtransparente Schichten ergeben. Leitfähige Oxide, wie beispielsweise ITO sind durch thermisches Aufdampfen aber schwer stöchiometrisch herstellbar. Selbst bei der Abscheidung im O_2-Hintergrunddruck findet eine Reduktion statt [53], der entstehende Sauerstoffmangel ergibt stark absorbierende Schichten verringerter Beweglichkeit. Vor allem die geringe Energie der auf das Substrat auftreffenden Partikel im Bereich einiger 10 meV verhindert eine effiziente Oxidation während des Schichtwachstums.

3.1.2 Depositionsverfahren für Oxide

Während kristallines Wachstum die Einhaltung der Stöchiometrie erleichtert, muss bei der Abscheidung leitfähiger Oxide auf amorphen Substraten eine effiziente Oxidation sozusagen „erzwungen“ werden. Dieser „Zwang“ erfolgt durch Zugabe von Sauerstoff während der Abscheidung und insbesondere durch Verwendung höherenergetischer Teilchen, die eine vollständigere Reaktion auf der Oberfläche bewerkstelligen können. Typisch für solche Abscheideverfahren sind die Kathodenzerstäubung, auch als *Sputtern* bezeichnet und die *PLD (engl. Pulsed Laser Deposition)*. Es gibt aber noch einen weiteren sehr interessanten Lösungsansatz, der ohne den Einschlag von Partikeln hoher Energie auf das Substrat auskommt. Es ist ein der Ordnung einer Epitaxie ähnlicher, selbstorganisierter Ansatz, der durch die gerichtete Anordnung der atomaren Monolage eines reaktiven *Precursors* und deren anschließende vollständige Umsetzung mit einem Reaktionspartner, meist Wasser, ein im Idealfall stöchiometrisches Oxid bildet. Das entsprechende Verfahren wird als *ALD (engl. Atomic Layer Deposition)* bezeichnet.

Die im folgenden dargestellten Depositionsverfahren, die speziell für die Abscheidung von Oxiden sehr erfolgreich sind, sind aufsteigend nach der kinetischen Energie der einschlagenden Partikel geordnet. Hohe Energien erleichtern die Herstellung stöchiometrischer Schichten und sind damit für die Abscheidung von TCOs und insbesondere den instrinsischen TSOs, speziell den TAOS vorteilhaft. Niedrige Energien schädigen das Substrat weniger, welches im Fall der Abscheidung der Elektrode auf einer OLED aus sehr empfindlichen organischen Schichten bestehen kann. Darüber hinaus sind Depositionsverfahren mit geringer kinetischer Partikelenergie weniger *gerichtet*. Befindet sich zum Beispiel ein Kristallit auf dem Substrat, dann wird durch eine anschließende wenig gerichtete Abscheidung von diesem Kristallit kein „Schatten“ geworfen, in dem wenig oder kein Material platziert werden kann. Vielmehr werden Unebenheiten umschlossen und so nicht nur dichte Dielektrika sondern auch hochwertige Diffusionsbarrieren für Sauerstoff und Wasser hergestellt.

3.1.3 ALD

Die ALD nutzt die chemische Reaktion zweier gasförmiger Verbindungen an der Substratoberfläche aus und zählt deshalb zu den CVD-Verfahren (engl. chemical vapor deposition). Anders als bei der klassischen CVD werden die Reaktionspartner aber im Wechsel in den Reaktor geleitet. Ein *Precursor* wird zunächst an der Oberfläche des Substrates bzw. der bereits wachsenden Dünnschicht chemisorbiert. Durch die Umsetzung mit einem Reaktionspartner, meist Wasser oder Ozon, kommt es zur Bildung des gewünschten Oxides.

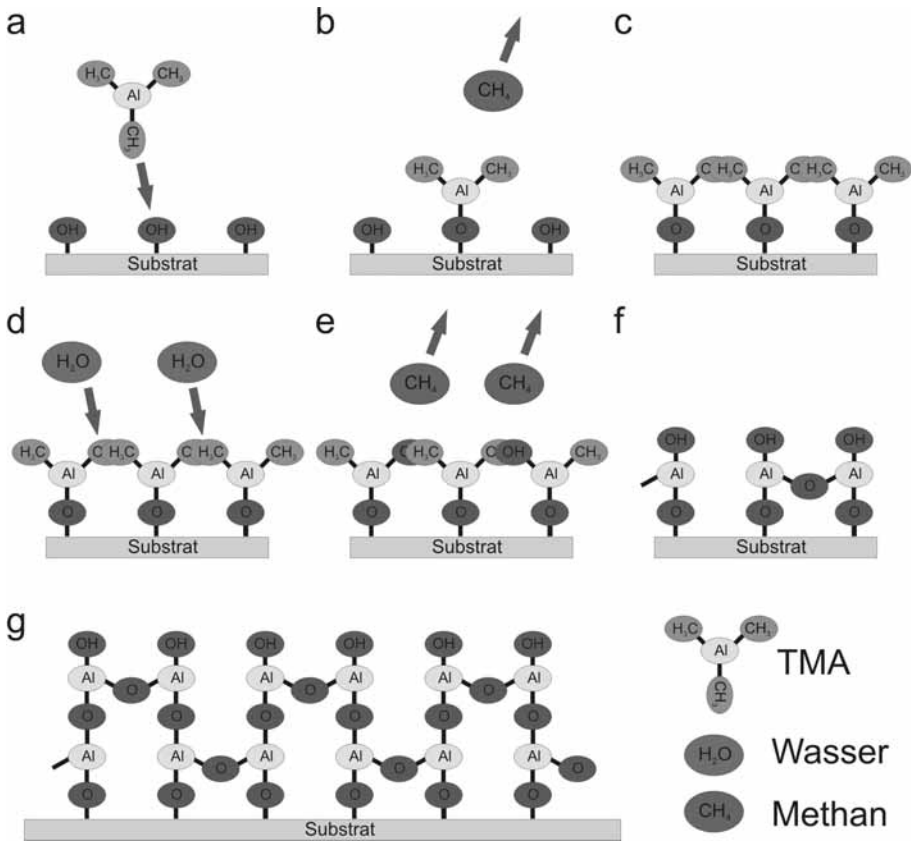


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip der ALD am Beispiel der Abscheidung von Al_2O_3 unter Verwendung des Precursors Trimethylaluminium (TMA).

Bild 3.1 illustriert diesen Prozess am Beispiel der Abscheidung von Al_2O_3 unter Verwendung des Precursors Trimethylaluminium (TMA) und des Reaktionspartners Wasser. Die Teilbilder 3.1 a bis 3.1 c zeigen die Chemisorption von TMA an Hydroxyl-Gruppen der Substratoberfläche unter Abspaltung von Methan. In Bild 3.1 c ist dieser Vorgang abgeschlossen, alle Chemisorption ermöglichende Bindungen haben reagiert. Nach dem Spülen des Reaktors wird nun Wasserdampf eingeleitet, der gemäß den Teilbildern 3.1 d bis 3.1 f mit den Methylgruppen des TMA zu Hydroxylgruppen reagiert. Sofern es die Bindungsverhältnisse erlauben, kann eine Hydroxylgruppe mit einer Methylgruppe reagieren und so Sauerstoff in die Schicht einbauen. Die übrigen Hydroxylgruppen ermöglichen eine zyklische Fortsetzung des Prozesses, der also nach der Evakuierung mit dem erneuten Einleiten von TMA gemäß a fortgesetzt wird. Im Idealfall entsteht als Ergebnis dieses nächsten Zyklus eine stöchiometrische Al_2O_3-Schicht, bei der entsprechend der Stöchiometrie auf zwei Aluminiumatome jeweils drei Sauerstoffatome kommen.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten ALD-Experimente wurde die Anla-

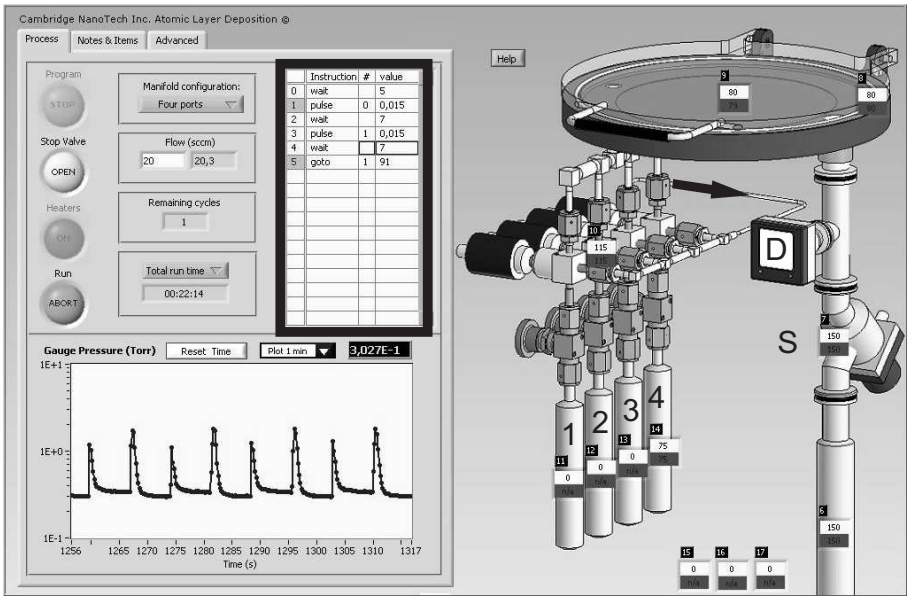


Abbildung 3.2: Screenshot des Interfaces zur Steuerung der verwendeten ALD mit Schematischem Aufbau, Schichtprogramm und Druckverlauf.

ge Savannah 200 der Firma *Cambridge NanoTech Inc.* genutzt. Die Abbildung 3.2 zeigt den Screenshot des Interfaces zur Steuerung dieser Anlage. Rechts im Bild ist der Schematische Aufbau dargestellt. Die flüssigen, meist leicht flüchtigen, Precursor und Wasser befinden sich in den mit den Ziffern 1 bis 4 markierten Edelstahlzylindern, die durch externe Heizmäntel erwärmt werden können. An der mit einem Pfeil gekennzeichneten Stelle wird Stickstoff über einen *Mass Flow Controller* in die Zylinderköpfe geleitet, die über Absperrventile mit den Zylindern verbunden sind. Seitlich über den Zylinderköpfen befinden sich die pneumatischen 3-Wege-ALD-Ventile. Im Normalfall strömt der Stickstoff parallel durch alle vier ALD-Ventile in den Reaktor. Selbst bei geöffnetem Absperrhahn wird kein Material aus den Zylindern mitgeführt. Erst bei kurzem Öffnen des Hochgeschwindigkeits-ALD-Ventils, für typischerweise 15 bis 100 ms wird eine Verbindung zum Zylinderkopf hergestellt und so gasförmiges Material aus dem Zylinderkopf mit dem Stickstoff in den Reaktor geführt. An die zweite rechts dargestellte Öffnung im Reaktor ist das Pumpensystem angeschlossen, welches über eine Druckmeßröhre (D) und ein Stopventil (S) zu einer Drehschieberpumpe führt. Gemäß dem Schichtprogramm im Rahmen werden nun im Wechsel ALD-Ventile geöffnet, wodurch sich der im unteren Teil des Bildes dargestellte Druckverlauf im Reaktor ergibt. Im Fall des gezeigten Programmes werden nach jeweils 7 Sekunden im Wechsel Wasser und TMA für jeweils 15 ms eingeleitet, bis nach 91 Zyklen das Programm beendet wird. Ergebnis dieses Prozeßes ist eine 10 nm dicke bei 80 °C abgeschiedene Al_2O_3-Schicht. Durch Schließen des Stopventils wird die Kammer mit Stickstoff

bis auf Atmosphärendruck befüllt und das Substrat kann aus dem Reaktor entnommen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit der ALD die dielektrischen Oxide Al_2O_3, Ta_2O_5 und ZrO_2 das TCO AZO sowie das TSO ZnO abgeschieden und seine prinzipielle Einsetzbarkeit als aktiver Kanal eines TFTs demonstriert. Aufgrund der angesprochenen Eigenschaft, Unebenheiten zu umschließen, ist die ALD perfekt geeignet, um dichte Dielektrika und Dünnschichtverkapselungen herzustellen.

Der wesentliche Nachteil der ALD gegenüber den nun folgenden Verfahren ist der unzureichende Einbau von Sauerstoff in die Oxid-Schicht. Dieses wird bei den Dielektrika aus verschiedenen Gründen wenig auffällig. Zum ersten werden isolierende Oxide mit großen Bandabständen von den Metallen niedriger Elektronegativität gebildet, genau den Metallen also, die sehr heftig mit Sauerstoff reagieren. Die durch beschriebene chemische Reaktion verursachte Oxidation findet im Fall der Herstellung dielektrischer Schichten deshalb in höherem Maße statt als bei der Bildung von Oxiden kleineren Bandabstandes. Darüber hinaus führt ein etwaiger Mangel an Sauerstoff in einem isolierenden Material wie Al_2O_3 weder zur Generation beweglicher Ladungsträger, noch zu einem merklichen Anstieg der Absorption.

Es ist leicht vorstellbar, dass eine Oxidation nicht vollständig stattfindet. Vielmehr könnte der Sauerstoff zwischen den rechten beiden Al-Atomen fehlen und statt dessen offene Bindungen zurücklassen. Das Wachstum an den OH-Gruppen ginge auch ohne die Bildung einer stöchiometrischen Schicht weiter. Dieses Problem tritt verstärkt bei den leitfähigen Oxiden mit ihrem verhältnismäßig kleineren Bandabstand im Bereich von 3,1 eV auf. Wie in Kapitel 2.3 dargestellt ist ein solcher Sauerstoff-Mangel noch dazu weit weniger verzeihlich als bei den Dielektrika, da er zu erhöhter Absorption und ungewollter Dotierung, sowie verringerter Beweglichkeit führt. Es sei hier vorweggenommen, dass die mit ALD hergestellten TCO-Schichten deutlich geringere Leitfähigkeiten als vergleichbare gesputterte oder mit PLD hergestellte Filme aufweisen. Insbesondere die Herstellung niedrigdotierter TSOs scheint mit Hilfe der ALD nur möglich, wenn Sauerstoff effektiver in die Schicht eingebaut werden kann. Konzepte, wie die Verwendung oxidierender Reaktionspartner, die deutlich reaktiver sind als Wasser, scheinen in diesem Zusammenhang sehr vielversprechend, obgleich sie im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wurden. Dies kann beispielsweise Ozon sein oder ein RF-Sauerstoff-Plasma. Ein ähnlicher Ansatz wird uns bei der Behandlung der Plasma unterstützten PLD in Abschnitt 3.1.5 begegnen.

3.1.4 Sputtern

Kathodenzerstäubung oder der heute gebräuchlichere, aus dem englischen stammende Begriff *Sputtern* bezeichnet das „Herausschlagen“ von Partikeln eines Targets infolge des Beschusses mit den Ionen eines Plasmas und die Abscheidung dieser Partikel auf einem Substrat. Es zählt zu den PVD-Verfahren (engl. physical vapor deposition). Der schematische Aufbau einer Sputterkammer wird durch Bild 3.3 wiedergegeben. Das mit der Kathode verbundene Target besteht aus dem aufzubringenden Material, beispielsweise ITO. Zwischen Kathode und Gehäuse wird ein elektrisches Feld angelegt, das Elektronen beschleunigt. Diese bilden in der umgebenden dünnen Argon-Atmosphäre (typisch 10^{-1} mbar) durch Stoßionisation Argon-Ionen. Die dabei frei werdenden Elektronen werden ebenso beschleunigt und ionisieren weitere Argon-Atome. Die lawinenartige Bildung eines Argon-Plasmas ist die Folge. Im Fall eines isolierenden Targetmaterials kann das Plasma nicht durch ein Gleichfeld (DC-Sputtern) sondern muß durch ein Wechselfeld (RF-Sputtern) gezündet werden, dem die leichten Elektronen, nicht jedoch die positiven Argon-Ionen folgen können. Letztere werden in jedem Fall durch ein Gleichfeld in Richtung Target beschleunigt. Beim Einschlag übertragen sie ihre kinetische Energie mit einer Kaskade von Stößen auf oberflächennahe Atome des Targets. Sofern dabei die zur Aufhebung ihrer Bindung an das Target erforderliche Energie überschritten wird, verlassen diese Atome das Target und bewegen sich auf das Substrat zu. Ihre kinetische Energie am Ort des Substrats liegt mit 1...10 eV typischerweise im Bereich chemischer Bindungsenergien [54]. Das hat verschiedene Konsequenzen für Substrat und Schichtwachstum.

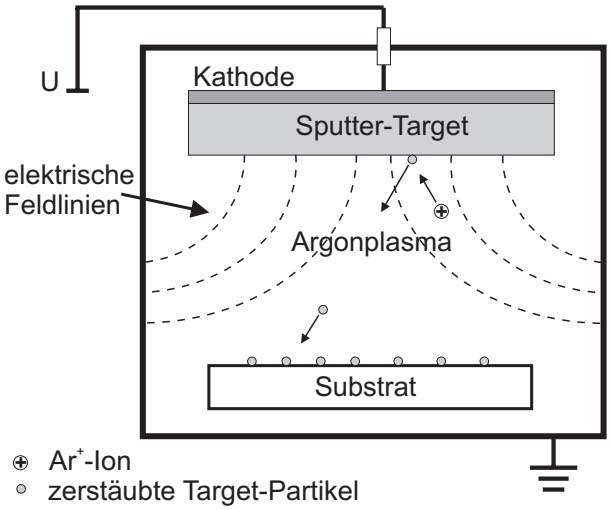


Abbildung 3.3: Prinzip des Sputterns.

Zum einen kann es eine schädigende Wirkung auf das Substrat mit sich bringen, ins-

besondere, wenn letzteres aus der zu kontaktierenden organischen Schichtenfolge einer OLED besteht. Die Energie der einschlagenden Partikel kann die der typischen Bindungen in organischen Materialien deutlich übersteigen und somit die Moleküle zestören. Das Vorhandensein der durch das Argon-Plasma emittierten UV-Strahlung und etwaige oxidierende Spezies können darüber hinaus Photooxidationsprozesse starten. In [53] wird die Entwicklung eines schonenden Sputter-Prozesses von ITO für invertierte OLEDs mit einer Sputteranlage der Firma Leybold (LEYBOLD Z590) beschrieben, der auch bei den in dieser Arbeit präsentierten invertierten bzw. transparenten OLEDs zur Anwendung kam. Grundidee ist das besonders schonende und langsame Sputtern der ersten Monolagen auf der abgeschiedenen Organik, also der Beschuss mit Partikeln niedriger kinetischer Energie sowie die Nutzung einer rein inerten Atmosphäre, die zwar zu einem Abbremsen der aus dem Target austretenden Partikel, nicht aber zur Oxidation der gesputterten Dünnschicht oder der darunter liegenden Organik führt. Aus mehreren Gründen kann ein solch schonender Prozess keine stöchiometrische Oxid-Schicht hervorbringen. Erstens stammt der einzige Sauerstoff im System aus dem Target und dieses weist bereits einen Mangel an Sauerstoff gegenüber ideal stöchiometrischem ITO auf. Da Sauerstoff leicht flüchtig ist, und die Abscheidung im Unterdruck erfolgt, muss man zweitens davon ausgehen, dass der vorhandene Sauerstoff nur anteilig in die Dünnschicht übergeht. Drittens ist fraglich, ob einmal in die Schicht eingebauter Sauerstoff beim weiteren Beschuss vollständig dort verbleibt. Schließlich ist schon die Abgabe von Sauerstoff bei leichtem Erwärmen im Unterdruck ein für leitfähige Oxide bekanntes Phänomen [21].

Will man hochwertige Oxid-Halbleiter durch Sputtern herstellen, so muss man also weiteren, gasförmigen Sauerstoff hinzugeben, man spricht von *reaktivem Sputtern*, welches allerdings die Gefahr des *negativen Ionen-Sputterns* mit sich bringt. Da Sauerstoff wegen seiner hohen Elektronegativität leicht negative Ionen bildet, und diese vom Target abgestoßen werden, können sie die gerade wachsende Schicht vom Substrat absputtern. Von diesem Phänomen abgesehen, stellt reaktives Sputtern ein Verfahren dar, das ein Überangebot an Sauerstoff und insbesondere an reaktiven Sauerstoff-Spezies (Radikale und Ionen) zur Verfügung stellen kann. Darüber hinaus werden die abgeschiedenen Partikel mit kinetischen Energien in die Schicht eingebaut, die mit bis zu 10 eV höher als die typischen Energien chemischer Bindungen sind und deshalb eine Oxidation „erzwingen können“.

3.1.5 PLD

Die gepulste Laser-Deposition (PLD) bildet das im Rahmen dieser Arbeit schwerpunktmäßig untersuchte Verfahren zur Deposition von Oxid-Dünnschichten. Wie beim Sputtern,

wird ein Target benutzt, das aus den abzuscheidenden Oxiden besteht. In unserem Fall sollen die tablettenartigen Targets mit einem Durchmesser von 1 Zoll und einer Höhe von circa 4 bis 7 mm als *Pellets* bezeichnet werden. Sie werden durch Mischen der Ausgangsmaterialien, Pressen mit einer Kraft von etwa 150 kN und anschließendem Sintern bei 1100 °C in Sauerstoff für etwa 12 Stunden hergestellt. Zum Vermischen der Oxide, ausgenommen Al_2O_3, wurde ein Achatmörser verwendet. Letzteres wurde aufgrund seiner hohen Härte nur durch Schütteln eines geschlossenen Gefäßes mit dem anderen Oxid, meist ZnO vermischt, so dass keine Verunreinigung infolge Materialabtrages aus dem Mörser entsteht. Ebenso vergleichbar zum Sputtern ist die Tatsache, dass nun innerhalb einer Vakuumkammer Energie auf die Pellets übertragen wird, die zur Erzeugung von Spezies aus dem Pellet führt, welche auf dem Substrat abgeschieden werden. Völlig unterschiedlich ist die Art der Energieübertragung und der daraus resultierenden Spezies. Diese erfolgt durch das Einstrahlen hochenergetischer Pulse eines UV-Lasers. Meist kommen dafür Excimer-Laser zum Einsatz, die bereits auf Seite 13 erwähnt wurden.

Der Begriff *Excimer* bezeichnet die nur angeregt existierenden Moleküle, die das laseraktive Medium des Excimer-Lasers bilden. Heute sind es meist Edelgashalogenide. Ein Gasgemisch aus dem entsprechenden Edelgas und Halogen bzw. Halogenenwasserstoff und Neon, z.T. Stickstoff wird bei einem Druck von 2 bis 4 Atmosphären in einer röhrenförmigen Laser-Kavität durch eine Gasentladung angeregt. Die so entstehenden Excimere bilden das angeregte Laserniveau. Sie können durch spontane Emission von UV-Strahlung oder Stöße Energie abgeben und besitzen eine Lebensdauer von etwa 2,5 ns. Nach dieser Energieabgabe zerfallen die Excimere nach nur 0,1 ps. Damit bildet sich ein sehr günstiges Lasersystem, dessen Grundzustand praktisch unbesetzt ist und folglich die Möglichkeit bietet, sehr hohen Gewinn zu erzeugen. Excimer-Laser können nur gepulst betrieben werden, typische Pulsweiten liegen im Bereich von wenigen 10 ns. Weitere Details über Excimer-Laser im Speziellen, wie auch zum Thema PLD im Allgemeinen sind sehr ausführlich in [55] aufgeführt. Der während dieser Arbeit verwendete Excimer-Laser „COMPex 102“ von LAMBDA PHYSIK basiert auf Kryptonfluorid (KrF) mit der dafür typischen Emissionswellenlänge von 248 nm. Er liefert 10 bis 50 ns breite Pulse einer Energie von bis zu 300 mJ bei einer Pulsrate bis zu 20 Hz und folglich einer mittleren Leistung von 6 W. Typischerweise wurde bei der PLD eine Energie von 150 mJ im „konstanten Energiemodus“ des Excimer-Lasers genutzt. Dabei wird die über einen Strahlteiler im Laser gemessene Ausgangsleistung über die Hochspannung für die Gasentladung auf einen konstanten Wert geregelt. Im Zuge des „Alterns“ der Gasfüllung in der Kavität kommt es mit der Zeit zu einer stetigen Erhöhung der notwendigen Spannung bis zu den maximal möglichen 30 kV. Die Energie von 150 mJ liegt deutlich unter der Maximalenergie des Lasers (bei frischer

Füllung und maximaler Spannung) und kann deshalb mehrere Wochen lang genutzt werden, bis eine neue Gasfüllung nötig ist. Dabei hat die Erfahrung gezeigt, das ein Betrieb des Lasers bis zum Ausfall infolge des Erreichens der Maximalspannung nicht zu empfehlen ist, da bereits ab 28 kV eine leichte Veränderung des Strahlprofils des Lasers auftritt und ein reproduzierbares Arbeiten gefährdet. Bereits zu diesem Zeitpunkt sollte die Gasfüllung erneuert werden.

Der Ausgangsstrahl des Lasers wird in einem verrohrten Strahlengang über mehrere Spiegel und Linsen auf das Pellet innerhalb der PLD Anlage fokussiert. Der schematische Aufbau der funktionalen Elemente der PLD ist in Bild 3.4 ebenso dargestellt (links) wie ihre ungefähre Position innerhalb der Ultrahoch-Vakuumkammer (rechts) mit der besagten Verrohrung (1), dem Schrittmotor für die Pelletbewegung (2) und der Sauerstoff-Plasmaquelle (3). Letztere wollen wir zunächst vernachlässigen und uns mit der PLD beschäftigen, erst später werden wir zur Plasma unterstützen PLD, oder *PAPLD* (Plasma Assisted Pulsed Laser Deposition) übergehen.

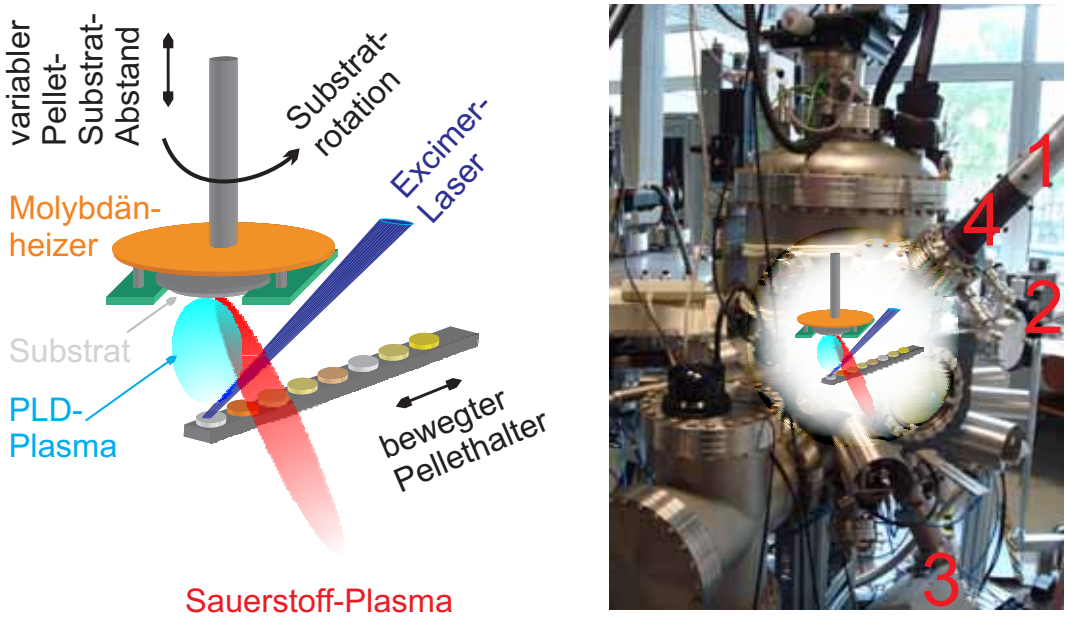


Abbildung 3.4: Schematische Aufbau der funktionalen Elemente der PLD und ihre ungefähre Position innerhalb der Ultrahoch-Vakuumkammer.

Innerhalb des schwarz eloxierten Ansatzflansches, der die Verrohrung mit dem Quarzfenster der Anlage verbindet (4), befindet sich ein weiteres Rohr mit einer Quarzlinse, welches in seiner Position verschoben und mit den Rändelschrauben fixiert werden kann. So ist der Fokus des Excimer-Lasers verschiebbar und die auf dem Pellet angeregte Fläche in einem weiten Bereich steuerbar. Überschreitet die eingestrahlte Energiedichte eine für das Pel-

letmaterial charakteristische *Ablationsschwelle*, so kommt es zur Ablation von Material und zur Bildung des cyan dargestellten PLD-Plasmas, das Atome, Moleküle, Elektronen, Ionen und Partikel enthält. Es expandiert in einer Keulenform breitet sich durch das Volumen der UHV-Anlage (Basisdruck $2 \cdot 10^{-10}$ mbar) aus, welches während des Prozesses mit Sauerstoff gefüllt ist der über einen Mass Flow Controller durch die Plasmaquelle in die Kammer eingeleitet wird. Der Sauerstoff-Hintergrunddruck ist unabhängig davon, ob die Plasmaquelle ausgeschaltet (PLD) oder eingeschaltet (PAPLD) ist und liegt je nach Durchfluss im Bereich von $2 \cdot 10^{-5}$ bis $8 \cdot 10^{-4}$ mbar. Schließlich kommt es zur Deposition des PLD-Plasmas auf dem rotierenden, geheizten Substrat, dessen Abstand vom Pellet bei der PLD zwischen etwa 10 cm und 25 cm einstellbar ist. Der dem Bediener angezeigte Messwert für die Temperaturregelung wird direkt am Molybdänheizer aufgenommen. Er liegt daher etwas höher als die Sustrattemperatur. Durch auf dem Substrat angebrachte Temperaturmessstreifen kann der tatsächliche Wert der Sustrattemperatur abgelesen und entsprechend der Tabelle 3.1 mit dem Messwert verglichen werden. Die später angegebenen Temperaturen sind stets Substrattemperaturen.

gemessene Temperatur	Substrattemperatur
20 °C	20 °C
100 °C	80 °C
200 °C	150 °C
300 °C	250 °C
400 °C	350 °C
500 °C	450 °C

Tabelle 3.1: Substrattemperatur für ausgewählte Messwerte am Ort des Molybdänheizers.

Für eine detaillierte Beschreibung der komplexen Vorgänge, die der PLD zugrunde liegen sei an dieser Stelle auf [55] verwiesen. Die folgende Betrachtung soll den Leser vielmehr befähigen, die möglichen Einflüsse der zahlreichen Parameter auf das aus den drei Teilprozessen Ablation, Expansion und Deposition bestehende Gesamtsystem zu erkennen.

Ablation

Beginnen wir mit der Ablation, also der Wechselwirkung des Laserpulses der Energie von 150 mJ mit dem Target. Die Wirkung dieses Prozesses auf die Pellets ist im Bild 3.5 vielfach dargestellt. Pellet d besteht aus Aluminiumoxid, einem besonders schwer abla-

tierbaren Material mit einem Bandabstand von etwa 8,7 eV. Zu Ablation derartiger Materialien wird die Linse auf Position II gestellt, so dass ihr Fokus nur knapp über dem Pellet liegt. Die getroffene Fläche wird sehr klein und die Anregungsdichte so hoch, dass das Aluminiumoxid nicht nur aus dem polykristallinen Pellet, sondern sogar aus einkristallinem Safir abgeschieden werden kann, wie das auf dem Pellet plazierte Stück eines Safir-Wafers beweist. An diesem während der PLD nicht bewegten und komplett durchlöcherten Safir kann leicht die in Linsenposition II angeregte Fläche zu nur 1,2 mm^2 ausgemessen werden. Bei 150 mJ ist also eine Energiedichte von etwa 12,5 J/cm^2 erreichbar. Die zur Abscheidung der uns hauptsächlich interessierenden Oxid-Halbleiter notwendige Energiedichte liegt aufgrund ihrer viel geringeren Ablationsschwellen deutlich niedriger, im Bereich von etwa 2 J/cm^2. Eine Reduzierung der Laserleistung ist nur bedingt möglich, 100 mJ sind die minimale Ausgangsleistung, absorbierende oder reflektierende Optiken im Strahlengang bei Excimer-Lasern wenig praktikabel. Darüber hinaus würde die Einstellung der Energiedichte über eine Verringerung der Energie auf Kosten der Abscheiderate gehen. Die Fläche wird also durch Variation der Linsenposition vergrößert. Dafür wird der Fokus vor das Pellet gezogen. So soll vermieden werden, dass reflektierte Strahlung auf der Kammerwand oder anderen Teilen innerhalb der UHV-Anlage einen Fokus findet und diese ablatiert.

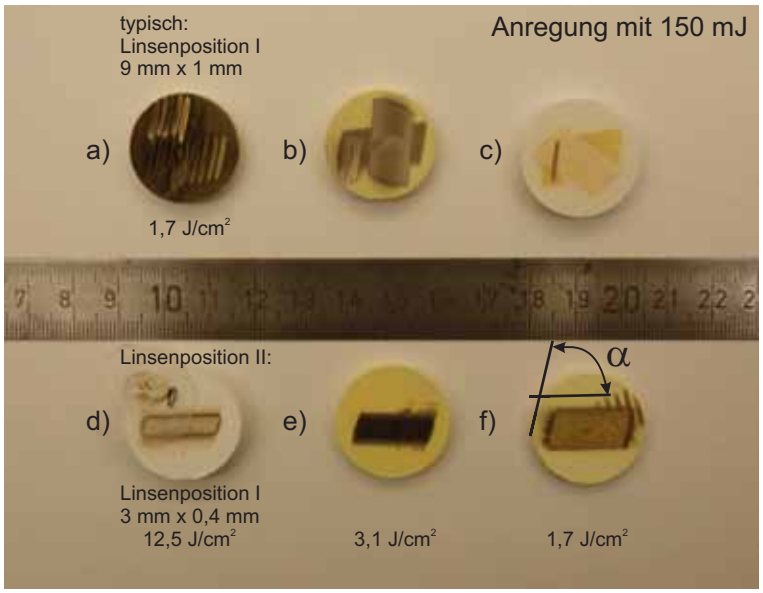


Abbildung 3.5: Ablation vom Pellet für verschiedene Linsenpositionen und Materialien. Homogenisierung der Abtragung durch Einsatz der Pelletbewegung.

Teilbild a) zeigt ein während der Ablation in der Linsenposition I nicht bewegtes und dann nach „Einbrennen“ des Lasers mehrfach um ca. 2 mm verschobenes Pellet. Das Aus-

messen der langgezogenen Fläche ergibt etwa 9 mm^2 also 1,7 J/cm^2. Dieser Wert hat sich als zur Abscheidung von Oxid-Halbleitern sehr günstig herausgestellt. Abscheidung bei höheren Anregungsdichten erhöht, wie wir sehen werden, die Gefahr der Bildung von unerwünschten Partikeln auf dem Substrat, durch sogenanntes *Splashing*. Niedrigere Anregungsdichten sind mit einer weiteren Vergrößerung der Fläche durch Verstellen der Linsenposition erreichbar. Die Länge des angeregten Streifens kann dabei größer eingestellt werden als der Pelletdurchmesser, so dass folglich die Gefahr der Ablation von Edelstahl aus dem Pellethalter besteht. Striche von circa 20 mm x 2 mm sind aber problemlos auf dem Pellet platzierbar. Die entsprechende Anregungsdichte beträgt weniger als 0,4 J/cm^2. Bei so niedrigen Anregungsdichten konnte keine Abscheidung festgestellt werden, die Schlußfolgerung liegt nahe, dass sie unterhalb der Ablationsschwellen der abgeschiedenden Materialien liegt. Bei konstanter Laserenergie von 150 mJ lässt sich durch Verschieben des die Linse haltenden Rohres problemlos der gesamte für die Anwendung der PLD von Oxid-Halbleitern geeignete Bereich der Anregungsdichte einstellen. Sofern es nicht explizit anderes erwähnt wird, ist im folgenden immer von der an diesem Rohr mit „I“ markierte Linsenposition, also der Anregungsdichte 1,7 J/cm^2 die Rede.

Das zum Ausmessen der bestrahlten Fläche ausgenutzte „Einbrennen“ des Lasers in das Pellet bringt im PLD-Prozess erhebliche Schwierigkeiten mit sich. Die Einkerbungen in dem in Bild 3.5 a) dargestellten Pellet sind etwa 0,5 mm tief und entstanden nach nur 5000 Laserpulsen besagter Energie, die zugehörige Schichtdicke auf dem Substrat beträgt etwa 100 nm. Das während der Ablation am Pellet entstehende und mit dem Auge sichtbare PLD-Plasma strahlt im Mittel senkrecht von der Pelletoberfläche ab. Wird der Laser auf den Rand einer der gezeigten Einkerbungen gerichtet, so wird das PLD-Plasma in beliebiger Richtung vom Pellet “gestreut“ und eine Abscheidung auf dem Substrat erheblich gestört. Definiertes und reproduzierbares Abscheiden durch PLD erfordert das Vorhandensein einer glatten Pelletoberfläche zu jedem Zeitpunkt und nicht nur zum Prozessbeginn.

Daher wird eine Pelletbewegung eingeführt, die in unserem Fall translatorisch vorgesehen ist. Der Pellethalter wird mit einem Schrittmotor in Vorwärtsrichtung derart verfahren dass zwei aufeinander folgende Laserpulse nicht auf die selbe Position auf dem Pellet auftreffen. So wird mit dem Laser ein Streifen auf dem Pellet abgetragen, dessen Breite im Idealfall der maximalen Ausdehnung des angeregten Bereiches entspricht, bei Linsenposition I wären es 9 mm. Um dieses zu erreichen, muss bereits bei der Abbildung des Lasers auf das Pellet eine Optimierung des in Bild 3.5 f gezeichneten Winkels α zwischen der Richtung der Pelletbewegung und der Ausrichtung des auftreffenden Streifens vom Laser erfolgen. Der so erreichte Winkel weicht mit 75° nur leicht von den idealen 90 ° ab, die Flächenausnutzung der Pelletoberfläche während der Abscheidung ist also zu $sin(\alpha) = 96,6\,\%$

effizient. Für eine homogene Ablation muss desweiteren gesichert sein, dass das Inkrement der schrittweisen Pelletbewegung klein ist gegen die Breite des angeregten Striches von typischerweise 1 mm. Schließlich ist noch zu fordern, dass die Periodendauer der Pelletbewegung kein exaktes Vielfaches der inversen Pulsrate des Lasers ist. Damit ist selbst bei weitem Verfahren des Pellets zwischen den Pulsen über mehr als 1 mm Länge, also bei völligem Ausschluss einer Überschneidung der durch benachbarte Pulse angeregten Flächen eine homogene Abtragung vom Pellet gewährleistet. In dieser Betriebsart stammt die auf der Fläche eingebrachte Wärme von einem einzelnen Laserpuls. Eine Steigerung der Temperatur unter der Pelletoberfläche infolge der Einflußnahme mehrerer Laserpulse, wird damit weitestgehend ausgeschlossen, *der thermische Einfluß des Lasers auf das für die PLD notwendige und unumgängliche Minimum reduziert.*

Das Resultat homogener Abtragung durch eine optimierte Pelletbewegung ist an den Pellets in Bild 3.5 b) bis f erkennbar. Es entsteht ein gleichmäßiger etwa 9 mm breiter Streifen mit einer für das Material charakteristischen Färbung, der durch Abscheidung des Metalls beim „Zerreißen“ der Metalloxidmoleküle entsteht. ZnO-Pellets werden dabei silbergrau-glänzend (b), SnO_2 wird gelblich (c), ZTO zeigt eine klare Mischung beider Färbungen (f), In_2O_3 wird schwarz (e). Alle Pellets zeigen nach der Ablation eine an ihrer Oberfläche stark gesteigerte Leitfähigkeit. Der Pellethalter kann aus der Wachstumskammer in eine dafür vorgesehene, durch ein Schieberventil abtrennbare Pellet-Kammer herausgezogen werden. So ist ein Pelletwechsel möglich, ohne den Druck der Wachstumskammer zu verschlechtern. Die Steuerung der Pelletbewegung erfolgt durch ein LabView-Programm. Nach Öffnen des Schieberventils wird der Halter auf eine der 8 Pelletpositionen gefahren, die im Programm voreingestellt sind und eine exaktes Auftreffen des Lasers in der Mitte des ausgewählten Pellets bewerkstelligt. Nun werden die Weite und Geschwindigkeit der Bewegung eingestellt und gestartet. Dann erst wird der Laser eingeschaltet. Die seitliche Position des Pellethalters kann noch von Hand verstellt werden, um eine effiziente Ausnutzung der Oberfläche zu ermöglichen. Ein weiterer durchaus gewünschter Effekt ist das Drehen leichter Pellets einer Masse von nicht mehr als 7 g beim Heraus- und Hineinfahren des Halters.

Bild 3.6 zeigt den Blick durch ein Sichtfenster auf den Halter in der Pellet-Kammer. Zu sehen sind die drei vorderen der acht Pellets, welche eine typische homogen ablatierte und effizient ausgenutzte Oberfläche aufweisen. Vom rechten Pellet wurden hier bereits etwa 3 μm ZTO auf Substraten abgeschieden, welches in etwa 50 TFT-Prozessen entspricht. Die gleichzeitige Nutzung von acht Pellets, die einfache Herstellbarkeit, der schnelle Einbau und die hohe Reproduzierbarkeit der Ablation ermöglichen eine effiziente Materialforschung mit hohem experimentellem Durchsatz.

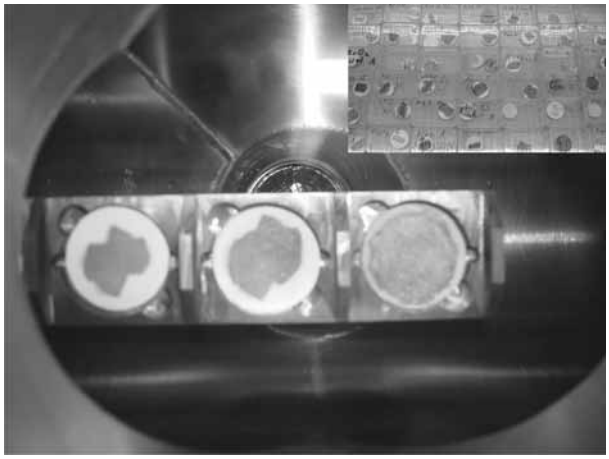


Abbildung 3.6: Sicht auf den Halter innerhalb der Pellet-Kammer und einen Teil der während dieser Arbeit verwendeten PLD-Pellets.

Die beiden wesentlichen Nachteile der PLD sind erstens die begrenzte seitliche Ausdehnung des PLD-Plasmas und die daraus resultierende Schwierigkeit eine homogene Abscheidung auf großen Flächen zu erreichen und zweitens das *Splashing*. Zur Hochskalierung der Substratgröße sind verschiedene technische Lösungsansätze vorhanden, wie das Rastern des Lasers über das Target und die rotatorische und translatorische Substratbewegung. Das *Splashing* ist als intrinsisches Problem aber schwieriger zu behandeln.

Splashing

Die folgenden Ausführungen nach [55] und den darin enthaltenen Referenzen sollen einen Überblick über die Ursprünge des *Splashings* geben, das in vielen Materialien auftritt. Eine Ausnahme bilden diejenigen, die bereits bei Temperaturen unterhalb ihres Schmelzpunktes hohe Gasdrücke erzeugen, insbesondere die meisten II-VI-Halbleiter, wie ZnO. Darüber hinaus kann auch für andere Materialien *Splashing* ausbleiben, sofern sie in sehr dichten, im Idealfall einkristallinen Targets vorliegen, die eine hohe thermische Leitfähigkeit aufweisen. Die drei wichtigsten literaturbekannten, *Splashing* verursachenden Mechanismen sind das *Aufschmelzen und Sieden* des Targets unterhalb der Oberfläche, die *Verdrängung* dieser flüssigen Schicht durch den Rückstoß der infolge der Expansion des PLD-Plasmas ausgelösten Schockwelle und schließlich die Delaminierung (*exfoliation*) der Pelletoberfläche.

Die Absorption des Lasers am Target folgt dem Lambert-Beerschen Gesetz der Absorption, die Intensität fällt folglich mit der Eindringtiefe ins Pellet exponentiell ab. Näherungsweise kann man sich einen Wärmeeintrag in einer Schicht unter der Oberfläche vorstellen,

deren Dicke der inversen Absorption des Pellets enstpricht. Erfolgt der Wärmeeintrag sehr schnell, so dass die gesamte Schicht aufgeheizt wird, bevor die Oberfläche abdampft, so kann der tiefer liegende Bereich seine Wärme nicht abgeben, schmilzt auf und beginnt unter Ausstoß mikrometergroßer geschmolzener Kügelchen *Droplets*, zu sieden. Die Leistungsdichte, die bei Verwendung eines Titan-Pellets notwendig wäre, um diesen Effekt hervorzurufen, wird in [56] nach

$$D_{max} = 252 \frac{\rho H_{ev}}{t_r \sqrt{\sigma f K_m}} \tag{3.1}$$

zu $5 \cdot 10^8\,\mathrm{W/cm^2}$ errechnet. Bei unserer mittleren Pulsbreite von mindestens 10 ns entspricht dies der Energiedichte von über $5\,\mathrm{J/cm^2}$. Dabei bezeichnet t_r die Relaxationszeit, ρ die Dichte, H_{ev} die Verdampfungswärme, f die Frequenz der Strahlung, K_m die relative Permeabilität und σ die Leitfähigkeit, die zu 240.000 S/cm angenommen wurde. Da D_{max} zu $1/\sqrt{\sigma}$ proportional ist, ergeben sich für Targets aus dielektrischen Materialien aber auch für leitfähigen Oxide sehr hohe Leistungsdichten. Für die Einschätzung der Wahrscheinlichkeit von *Splashing* durch *Aufschmelzen und Sieden* wäre in unserem Fall zunächst eine tiefergehende Analyse der angesprochenen Metallisierung der Pelletoberfläche während der Ablation durchzuführen.

Der Ausstoß Mikrometer großer geschmolzener *Droplets* durch die flüssige Schicht unter der Oberfläche kann noch eine weitere Ursache haben. Dabei liegt der Ursprung der den Ausstoß verursachen Kraft nicht im Sieden der flüssigen Schicht. Er befindet sich vielmehr an der Pelletoberfläche, an der das PLD-Plasma senkrecht, nach oben expandiert und einen Rückstoß auf das Pellet ausübt. Die erzeugten Partikel sind von den durch das zuvor genannte Phänomen ausgestoßenen in Größe und Form nicht zu unterscheiden. Man kann davon ausgehen, dass beide Mechanismen oft parallel ablaufen. Auch bei diesem Prozess wird eine Reduzierung der Menge und Größe der Partikel durch Verringerung der angeregten Energiedichte erreicht.

Der letzte hier erwähnte Prozess betrifft die Oberfläche des Targets selbst. Es kommt zur Erosion des Pellets infolge des Laserbeschusses und zur Bildung nadelartiger Gebilde mit Ausdehnungen im Bereich weniger Mikrometer. Aufgrund ihres eigenen Schattenwurfs zeigen die Gebilde in Richtung des einstrahlenden Lasers. Sie sind mechanisch sehr empfindlich, können durch den thermischen Schock des Laser-Pulses abbrechen, was in [57] als *exfoliation*, hier als Delaminierung bezeichnet wird. Die losen Partikel werden durch das schnell expandierende PLD-Plasma mitgerissen und auf dem Substrat abgeschieden. Eine besondere Eigenschaft ist die, verglichen mit den stets kugelförmigen Droplets der anderen Prozesse, vielfältige Gestalt der so entstehenden Partikel. Insbesondere scharfkantige

Strukturen sind beim Hervorgehen aus einem flüssigen Reservoir infolge der Minimierung der Oberfläche nicht zu erwarten, hier jedoch typisch. Menge und Größe der Partikel sind wieder durch Reduzierung der Energiedichte bei der Ablation minimierbar, insbesondere spielt nun aber auch die Beschaffenheit der Targetoberfläche eine entscheidende Rolle.

Eine Optimierung der Pelletoberfläche kann die Anzahl durch Delaminierung entstandener Partikel deutlich reduzieren. Ein anderer wichtiger Ansatz ist die Minimierung der Laserleistung auf niedrige Werte nahe der Ablationsschwelle, allerdings auf Kosten der Ablationsrate, ferner die effiziente Pelletbewegung zur Vermeidung der Akkumulation der Wärmeenergie mehrerer Pulse.

Es gibt noch weitere Lösungsstragien, die zwar im Rahmen dieser Arbeit keine Verwendung fanden, einige davon seien jedoch trotzdem kurz erwähnt. Sie verhindern weniger das Entstehen der Partikel während der Ablation, statt dessen jedoch ihre Abscheidung auf dem Substrat. Eine sehr einfache Methode nutzt die statistische räumliche Verteilung größerer Partikel im Plasma aus. Ihre Konzentration nimmt zum Zentrum der rotationssymmetrischen Keule hin zu. Eine Abscheidung am Rand der Keule bringt deshalb glattere Schichten hervor. Dieses ist bei der beschriebenen PLD-Anlage durch Anwendung einer bereits vorhandenen Mimik zur Einstellung einer Neigung des Pellethalters möglich.

Wenn die Abscheidung unter Reaktivgas erfolgt kann das Substrat sogar völlig aus der PLD-Keule entnommen werden. Bei der *Off-Axis PLD* zeigt es weg vom Target [58]. Die PLD-Spezies werden über das Reaktivgas zum Substrat geführt, enthalten dort zwar keine Partikel, sind aber auf thermische Energien abgebremst und der wesentliche Vorteil der hochenergetischen Spezies, auf den wir noch zu sprechen kommen, zu Gunsten der Freiheit von unerwünschten Partikeln aufgegeben.

Ein interessantes Konzept ist die Ausnutzung der geringen Geschwindigkeit der Partikel innerhalb der PLD-Keule und ihre Entnahme durch mechanische Partikelfilter nach [59], die aus schnellen Rotoren zwischen Target und Substrat bestehen. Nachteilig ist wieder eine deutliche Reduzierung der Abscheiderate.

Der große Querschnitt der Partikel kann ausgenutzt werden, um sie seitlich aus der PLD-Keule „herauszublasen“. Das kann durch einen gepulsten Sauerstoff-Strahl bzw. einen zweiten Laser Strahl [60] oder die Interaktion mit einem zweiten PLD-Plasma [61] bewerkstelligt werden. Die große Schwierigkeit besteht jeweils in der Synchronisation, Vorteil dieser innovativen Methoden ist jedoch die prinzipiell geringe Beeinflussung der kinetischen Energie der erwünschten Spezies und der Abscheiderate.

Nach diesem kurzen Exkurs über allgemeine Grundlagen des Splashings und Methoden zur Minimierung seines Einflusses auf die entstehende Dünnschicht, wollen wir uns nun

etwas spezieller den im Rahmen dieser Arbeit im Zusammenhang mit Oxid-Halbleitern gemachten Beobachtungen zum Entstehen von Partikeln auf der Dünnschicht zuwenden. Die Maßnahmen zur Reduzierung dieses Problems beschränken sich wie erwähnt auf die Ablation vom Pellet, also das Entstehen der Partikel, nicht auf ihre Ausbreitung in der PLD-Keule oder Abscheidung auf dem Substrat. Die kinetische Energie der Spezies im PLD-Plasma wird also in keiner Weise beeinflusst.

Erstaunlich ist die Beobachtung, dass für keinen abgeschiedenen Oxid-Halbleiter, mit Ausnahme des TCOs AZO, ein Vorhandensein von Partikeln beobachtet wurde, weder mittels optischer Mikroskopie noch durch die selbst Partikel der Größe weniger 100 nm sicher erkennende Atomkraftmikroskopie (engl. Atomic Force Microscope, AFM). Dieses sehr positiv zu bewertende Resultat deutet auf günstige Verdampfungseigenschaften der Oxid-Halbleiter, also einer effizienten Verdampfung bei Temperaturen unterhalb des Schmelzpunktes hin.

In jedem Fall sind bei den durch PLD hergestellten AZO-Schichten Partikel einer Größe von etwa 100 nm bis 10 μm erkennbar. Bild 3.7 zeigt die Aufnahme des 10 x 10 μm^2 großen Auschnitts einer 100 nm dicken auf einem Silizium-Wafer abgeschiedenen AZO-Schicht mit dem AFM, auf der drei solcher Partikel erkennbar sind.

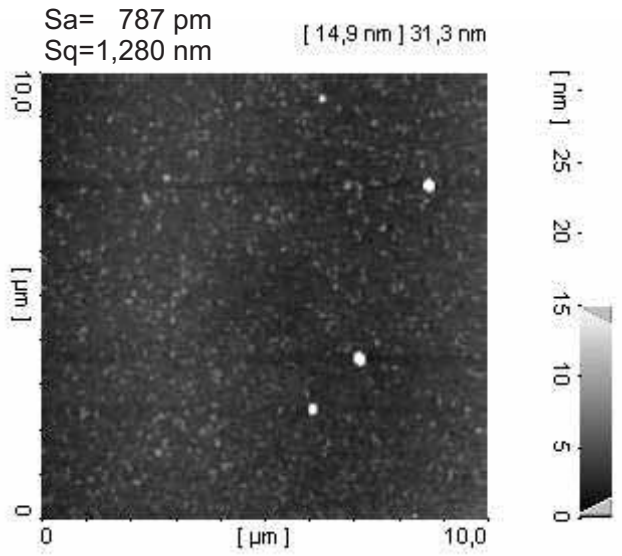


Abbildung 3.7: AFM-Aufnahme des 10 x 10 μm^2 großen Auschnitts einer 100 nm dicken auf einem Silizium-Wafer abgeschiedenen AZO-Schicht.

Mit dem Auftreten dieses Phänomens ist natürlich überhaupt erst die Effizienz der Pelletbewegung und der Einfluss der Energiedichte auf Größe und Häufigkeit überprüfbar. Die Erhöhung der Leistungsdichte durch die beschriebene Veränderung der Linsenpositi-

on führt zu einer deutlichen Erhöhung der Häufigkeit insbesondere größerer Partikel, so dass der Effekt gut mit einem optischen Mikroskop überprüft werden kann. Nicht weniger deutlich fällt der Einfluss der Wiederholrate des Excimer-Lasers bei normaler Leistungsdichte von 1,7 J/cm^2 und Pelletbewegung mit konstanter Geschwindigkeit auf. Je größer in diesem Experiment die Wiederholrate gewählt wird, umso größer ist die mittlere Anzahl von Partikeln je Fläche. Da die Pulsdauer von 10 bis 50 ns sehr klein ist gegen die Zeit von 50 bis 1000 ms (entsprechend 1 bis 20 Hz) zwischen den Pulsen, ist ein Einfluss der Wiederholrate auf den PLD-Prozess eigentlich nicht zu erwarten, wenn man von der trivialen veränderten Abscheiderate je Zeiteinheit absieht. Das Ergebnis wird deshalb als Indiz für einen langsamen Abkühlungsprozess der Pelletoberfläche und die Möglichkeit der Akkumulation des von verschiedenen Pulsen verursachten Wärmeeintrags auf das Pellet betrachtet. Durch Erhöhung der Wiederholrate nähern sich die getroffenen Flächen zweier Pulse immer mehr an, ung, der Wärmeeintrag wird erhöht, ebenso di

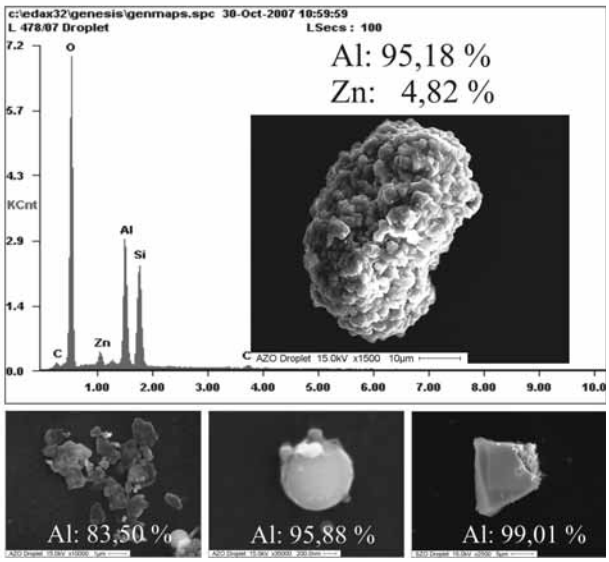


Abbildung 3.8: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (REM) verschiedener Partikel auf einer AZO-Schicht und EDX-Spektrum mit Auswertung der relativen Häufigkeit von Al zu Zn für auf die Partikel fokussiertes REM.

Die Wirksamkeit der Maßnahmen ist damit bestätigt, eine Zuordnung zu einem der Mechanismen des Splashing aber noch nicht möglich, da jeder von ihnen durch Erhöhung von Anregungsdichte und Wärmeeintrag begünstigt wird. Eine Klärung kann jedoch die genaue Betrachtung der Formen, insbesondere von größeren Partikeln geben. Dazu eignet sich besonders das Rasterelektronenmikroskop (REM). Bild 3.8 zeigt solche Aufnahmen für verschiedene Partikel. Der riesige einige 10 μm große Partikel im Zentrum, wie auch

die Partikel unten links und rechts weisen zahlreiche Ecken und Kanten auf. Die Morphologie passt nicht zu den aus einer flüssigen Schicht ausgestoßenen Droplets, sondern weist auf den Effekt der Delaminierung hin. Wiederum *gegen* die Delaminierung spricht die Beobachtung, dass die Verwendung eines kommerziell erworbenen AZO-Pellets mit polierter und somit idealer Oberfläche nicht zu einer Verringerung der Partikeldichte geführt hat. Außerdem sind insbesondere kleinere Partikel von einigen 100 nm Durchmesser, wie in dem mittleren unteren Bild dargestellt, häufig nahezu kugelförmig, wie klassische Droplets. Auch die Gestalt der Partikel bringt also keine klare Antwort.

Nutzt man mit energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) eine in das Rasterelektronenmikroskop integrierte Messtechnik zur Bestimmung der Komposition einer Schicht oder eines Partikels, die uns ebenfalls in Abschnitt 3.3.1 begegnen wird, findet man eine erstaunliche Eigenschaft der Partikel. Sie enthalten fast überhaupt kein Zink, obwohl das Pellet zu 96 % seiner Masse aus ZnO besteht, also nur etwa 6 % der Metallatome vom Aluminium stammen. Bei der Ausrichtung des REM auf eine beliebige Stelle der Dünnschicht ohne Partikel, findet man Zink, Aluminium, Sauerstoff aber auch Silizium und Sauerstoff vom dahinter liegenden Substrat. Wertet man nur auf Zink und Aluminium aus, so macht Aluminium, ähnlich wie vom Pellet vorgegeben, einen Anteil von ca. 5 %. Es ist zu bemerken, dass EDX ungeeignet ist, geringe Dotierungskonzentrationen exakt wiederzugeben. Die Partikel weisen aber Al-Konzentrationen von nahezu 100 % auf. Insbesondere ist die Abweichung von diesem Wert gerade für diejenigen Partikel groß, die schon bei Betrachtung des jeweiligen Teilbildes 3.8 wenig massiv aussehen. Insbesondere das Teilbild unten rechts stellt scheinbar einen massiven Kristallit dar. Die Messung ergibt hier 99,01 % Aluminium gegenüber 0,99 % Zink. Diese sehr niedrigen Zink-Konzentrationen sind insbesondere deshalb erstaunlich, weil ja nach seinem Entstehen eine Beschichtung des Partikels mit AZO, also nahezu reinem ZnO, stattfinden sollte. Ob eine mangelnde Haftung des ZnO auf dem Partikel dieses Schichtwachstum behindert oder die Detektion einer ZnO-Schicht auf den rauhen Gebilden erschwert wird, ist noch unklar.

In jedem Fall liegt die Vermutung nahe, dass sämtliche Partikel auf AZO-Schichten, insbesondere auch die kleinen, tropfenförmigen aus reinem Al_2O_3 bestehen. Wären diese tatsächlich aus einer Flüssigkeit hervorgegangen, so wäre das dafür notwendige flüssige Aluminiumoxid sicher mit dem ebenfalls flüssigen Zinkoxid, welches einen niedrigeren Schmelzpunkt aufweist vermischt worden. Eine Entmischung zu reinem Al_2O_3 in der Flüssigkeit widerspricht dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik und ist auszuschließen. Der die Partikel auf AZO-Schichten erzeugende Prozess ist also die Delaminierung (*exfoliation*) der Pelletoberfläche. Das Bild 3.9 zeigt nadelartige Gebilde auf der Oberfläche eines ursprünglich polierten, also sehr glatten AZO-Targets nach der PLD.

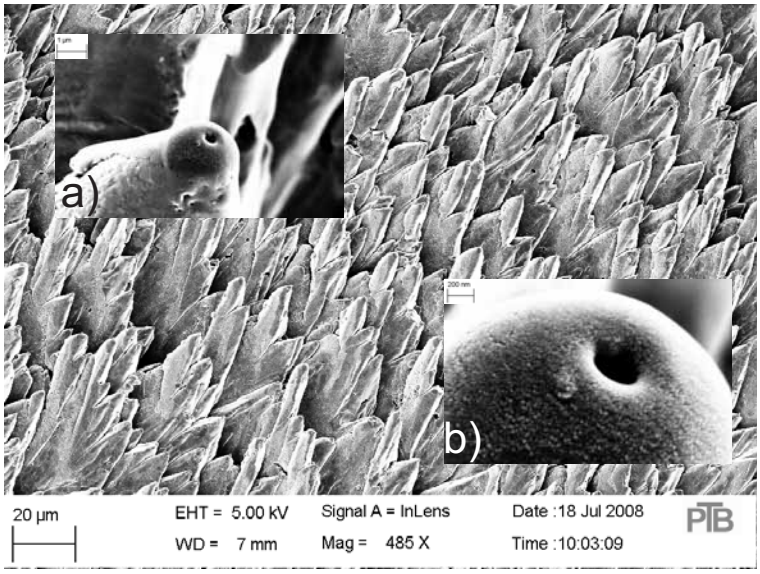


Abbildung 3.9: REM-Bilder der Oberfläche eines vorher polierten AZO-Targets nach der PLD. Die Teilbilder a) und b) zeigen einen Krater an der Spitze einer Nadel.

Ähnlich wie in [57] beschrieben, kommt es zur Entstehung nadelförmider Gebilde, die in Richtung Laser zeigen. Erinnern wir uns an die bereits zu Beginn dieses Abschnitts beschriebene, sehr viel höhere Ablationsschwelle von Al_2O_3 im Vergleich zu ZnO, so läßt sich vorstellen, dass diese Gebilde bevorzugt genau an einem größeren Al_2O_3-Kristalliten entstehen. Dabei präpariert der Laser die Nadel mit einem solchen Kristalliten an der Spitze heraus, indem er das sie umgebende ZnO bevorzugt ablatiert. Dabei wird während der fortgesetzten Ablation die Länge der Nadel erhöht, ihr Querschnitt verkleinert, so dass sich die thermische Ankopplung des Al_2O_3-Partikels an das Target verkleinert, seine Temperatur erhöht. Schließlich wird der herauspräparierte, zum Teil bereits abgerundete Kristallit durch den thermischen Schock des Lasers als Ganzes aus der Spitze geschleudert. Der im ZnO zurückbleibende Krater wird mit der Zeit abgerundet so dass sich Strukturen wie in den Teilbildern 3.9 a) und b) bilden. Tatsächlich werden an den Spitzen zahlreicher Nadeln solche Krater entdeckt, deren Durchmesser sehr gut mit der typischen Partikelgröße auf den Dünnschichten übereinstimmt.

Diese Modellvorstellung kann erklären, weshalb die anfängliche Pelletoberfläche kaum einen Einfluss auf die Partikelbildung hat und weshalb alle untersuchten Partikel im Rahmen der Messgenauigkeit und der Unfähigkeit, die dahinter liegende AZO Schicht auszublenden, praktisch frei von Zink waren. Desweiteren erklärt sie, warum bei keinem der übrigen Materialien, deren Pellets kein Al_2O_3 enthalten, Partikel festgestellt wurden.

Fazit zum Thema *Splashing* soll sein, dass es sich dabei um ein intrinsisches Problem

der PLD handelt, jedoch inzwischen verschiedene technologische Ansätze existieren, um dieses Problem weitestgehend zu neutralisieren. Es tritt nicht bei jedem Material auf; insbesondere die leitfähigen Oxide verhalten sich diesbezüglich sehr günstig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Problem des *Splashings* nur in AZO-Schichten festgestellt. Durch gezielte Prozessoptimierung konnte es aber auch hier derart auf ein Minimum reduziert werden, dass die in 6.1 gezeigte Realisierung von Topkontakten auf effizienten mehrere mm^2 großen OLEDs erreicht wurde. Bereits ein einzelner Partikel kann hier zu einem Kurzschluss zwischen den Kontakten führen.

Der wesentliche einstellbare Prozeßparameter der Ablation ist die *Energiedichte* des Lasers. Bezieht man das *Splashing* mit in die Betrachtung ein, so werden auch Pelletbewegung und Wiederholrate des Lasers zu wichtigen Größen.

Expansion

Nachdem wir uns nun mit dem größten Nachteil der PLD, dem *Splashing* beschäftigt haben, wollen wir mit dem größten Vorteil fortsetzen, der sie von jedem anderen Depositionsverfahren unterscheidet. Es sind die physikalischen Eigenschaften des PLD-Plasmas, das sich nach der Ablation ohne irgendwelche weiteren notwendigen funktionalen Einrichtungen und insbesondere ohne ein elektrisches Feld in Richtung Substrat ausbreitet. Der Partialdruck dieses Plasmas über der Targetoberfläche liegt bei der Leistungsdichte von $10^8\,W/cm^2$, also etwa $1\,J/cm^2$ bei 10 ns Pulsbreite typischerweise im Bereich von 10^3 bar [62], die mittlere kinetische Energie bei gleichen Bedingungen in der Größenordnung von 100 eV. Energiereiche Ionen erreichen Werte über 1 keV. Für die exakte Ermittlung der Verteilung der kinetischen Energie der Spezies in Abhängigkeit der Laserwellenlänge, Energiedichte und Pulsbreite sei hier erneut auf [55] verwiesen. Der Ionisationsgrad beträgt bei Anregung mit einem Excimer-Laser bei $1\,J/cm^2$ etwa 10 % und steigt nahezu linear auf etwa 50 % bei $15\,J/cm^2$ an.

Die hohe Energie der Spezies kann nicht nur chemische Reaktionen an der Oberfläche und namentlich einen hohen Oxidationsgrad erzeugen, sondern ist auch der Bildung dichter und glatter Schichten dienlich [63]. Sie ermöglicht darüber hinaus, die PLD selbst unter *Atmosphärendruck* durchzuführen [64]. Alle anderen PVD-Verfahren benötigen um deutlich mehr als eine Größenordnung niedrigere Hintergrunddrücke. Der meist reaktive Hintergrund kann dabei völlig frei gewählt werden, da ja keine elektrische Gasentladung wie beim Sputtern erforderlich ist.

Das Hintergrundgas, in unserem Fall Sauerstoff, tritt in Wechselwirkung mit den Spezies des PLD-Plasmas. Dabei wird der Ionisierungsgrad des Plasmas verringert, mehr neutrale

Moleküle und Atome gebildet. Bei der PLD von Oxiden im Sauerstoff-Hintergrund kommt es so bereits während der Expansion zu einer Oxidation der Spezies. Die Wechselwirkung mit dem Hintergrund führt darüber hinaus zur Abbremsung der Spezies, zu einer Reduzierung ihrer kinetischen Energie. Wie stark der Einfluß dieser Reaktionen auf das PLD-Plasma ist, hängt natürlich von der Wechselwirkungslänge, also dem Pellet-Substrat-Abstand ab.

Nach erfolgter Ablation wird die Frage, welche Eigenschaft das erzeugte PLD-Plasma am Ort des Substrat aufweist in erster Linie vom *Hintergrunddruck* und vom *Pellet-Substrat-Abstand* vorgegeben. Es sind die entscheidenden Parameter der Expansion.

Deposition

Der letzte Prozess der PLD ist die Abscheidung der Spezies aus dem PLD-Plasma auf dem Substrat, die Deposition. Eine entscheidende Größe zur Bildung dichter und glatter Schichten ist die Beweglichkeit physisorbierter, also noch schwach gebundener Atome auf der Oberfäche, die es ihnen ermöglicht, sich an einer energetisch günstigen Position chemisch anzubinden. Bei der PLD wird diese Beweglichkeit durch die hochenergetischen Teilchen des PLD-Plasmas sehr günstig beeinflußt [55], was eine Abscheidung bei vergleichsweise niedrigen Substrattemperaturen erleichtert. Die Substrattemperatur besitzt trotzdem aus verschiedenen Gründen einen erheblichen Einfluß auf die Deposition und damit auf die späteren Eigenschaften der Dünnschicht. Zum einen unterstützt sie permanent, also nicht nur während der Einwirkung des PLD-Plasmas, die Beweglichkeit physisorbierter Atome an der Oberfläche und liefert darüber hinaus Aktivierungsenergie insbesondere für chemische Reaktionen der wachsenden Schicht mit dem reaktiven Hintergrundgas. Außerdem kann sie indirekt zur Erhöhung des Oxidationsgrades beitragen, da z.B. intersititielle Zink-Atome bei höherer Substrattemperatur zum einen leichter von der Oberfläche abdampfen und darüber hinaus im Zuge des Konzentrationsausgleichs leichter aus dem Volumen an die Oberfläche nachdiffundieren können.

Die Deposition des am Substrat ankommenden PLD-Plasmas wird im wesentlichen durch die *Substrattemperatur* und den *Hintergrunddruck* beeinflußt.

Plasma assistierte PLD (PAPLD)

Bevor wir zu einer abschließenden Gegenüberstellung der die PLD beeinflussenden Prozeßparameter kommen, soll die anfangs übersprungene Frage nach dem Grund für den Einsatz

der in Bild 3.4 dargestellten Plasma-Quelle der Firma *SVT Associates* beantwortet werden. Es wurde ausführlich erklärt, dass die PLD durch ihre hochenergetischen Partikel leicht im Stande ist, die zu einer Oxidation der Schicht notwendige Aktivierungsenergie bereitzustellen und somit, noch in höherem Masse als das reaktive Sputtern befähigt sein sollte, hochwertige, intrinsische Oxid-Halbleiter herzustellen, noch dazu ohne das Problem des *negativen Ionen-Sputterns*.

Es gibt aber einige entscheidende Unterschiede zum Sputtern, die die Wirksamkeit des reaktiven Prozessgases betreffen. Beim Sputtern wird die Atmosphäre selbst ionisiert. Reaktives Sputtern bringt deshalb eine sehr reaktive oxidierende Umgebung aus Sauerstoff-Ionen und -Radikalen hervor. Bei der PLD findet keine relevante Wechselwirkung zwischen dem Laser und dem Hintergrundgas statt, eine andere Art der Energieübertragung gibt es nicht. Die Fähigkeit des molekularen Sauerstoffs, die bereits abgeschiedene Schicht zu oxidieren, wurde bereits bei den Ausführungen zum thermischen Aufdampfen als ungenügend, insbesondere zur Herstellung intrinsischer Oxid-Halbleiter, beschrieben.

Der einzige hochenergetische Sauerstoff im System ist innerhalb des PLD-Plasmas. Da er aus einem nicht ideal stöchiometrischen Target hervorgeht, müssen die Ausführungen des nichtreaktiven Sputterns hier genauso gültig sein. Das PLD-Plasma selbst enthält also bereits einen Mangel an Sauerstoff. Wenn dieser effektiv durch Zugabe eines Sauerstoffprozessgases verringert werden soll, dann nur durch die Wechselwirkung des PLD-Plasmas mit der Atmosphäre. Letztere senkt aber die kinetische Energie der Spezies im Plasma und damit die vorteilhaften Eigenschaften der PLD.

Aus diesem Grund wurde bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten PLD-Prozess ein Sauerstoff-Hintergrunddruck im Bereich von nur 10^{-4} mbar mit einer entsprechenden freien Weglänge in der Größe von etwa 1 m bei einem Pelletabstand von 10 cm verwendet. Ein Abbremsen des PLD-Plasmas wird also weitestgehend vermieden, dichte und glatte Schichten sind herstellbar. Der Sauerstoff-Defizit im PLD-Plasma wird bei der Deposition durch das Einwirken reaktiver Sauerstoffradikale aus der Plasmaquelle auf die hochenergetischen Metall-Spezies an der Oberfläche effizient behoben, wie wir im Abschnitt 4.3.1 sehen werden. Der niedrige Sauerstoff-Druck reduziert den Einfluss des *Pellet-Substrat-Abstandes* bei der PLD. Bei der PAPLD ist letzterer ohnehin nicht frei einstellbar, da die Plasmaquelle, wie in Bild 3.4 dargestellt auf eine feste Substratposition ausgerichtet ist. Mit genau dieser Substratposition wurde bei allen während dieser Arbeit durchgeführten Experimenten gearbeitet.

Insgesamt ergeben sich die in Tabelle 3.2 aufgelisteten jeweils 6 Prozeßparameter von PLD und PAPLD. Sie sind praktisch unabhängig voneinander einstellbar und machen die

	Ablation	Expansion	Deposition
Energiedichte	X		
Pelletbewegung	X		
Wiederholrate	X		
Hintergrunddruck		X	X
Substrattemperatur			X
Pellet-Substrat-Abstand (PLD)		X	
RF-Plasma-Leistung (PAPLD)			X

Tabelle 3.2: Parameter der gepulsten Laserdeposition. Das X zeigt die Einflussnahme eines Parameters auf einen der Teilprozesse der PLD bzw. PAPLD an.

PLD/PAPLD zu einem äußerst vielseitigen Depositionsverfahren. Dies zeigt sich auch an den in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse mit zum Teil sehr gegensätzlichen technologischen Zielsetzungen. Einerseits werden als Ergebnis der hochenergetischen Abscheidung mittels PAPLD intrinsische TAOS-Schichten realisiert, die den Bau transparenter Dünnschichttransistoren mit von anderen amorphen Materialien unerreichten Stabilitätseigenschaften erlauben. Auf der anderen Seite werden die auf eine schonende Deposition optimierten, nah an der Ablationsschwelle abgeschiedenen Top-Kontakte der ersten indiumfreien transparenten OLEDs präsentiert.

3.2 Strukturierung der Dünnschichten

Nachdem wir ausführlich auf die Abscheidung von Dünnschichten eingegangen sind, sollen nun Fragen der Strukturierung dieser Dünnschichten erläutert werden. Die übliche Ausführung der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Dünnschichttransistoren war die bereits in Bild 2.1 gezeigte *staggered bottom-gate* Bauweise. Ein technologisches Problem besteht in der Tatsache, dass die Strukturierung der Source- und Drain-Kontakte direkt auf dem Kanal erfolgen muss. Diese wurden bei allen transparenten Strukturen ausschließlich aus AZO hergestellt, dessen Hauptbestandteil Zinkoxid in nahezu allen untersuchten TSOs enthalten ist. Ein Ätzen der Source/Drain-Dünnschicht ist deshalb nur in speziellen Fällen, die noch näher bezeichnet werden denkbar, da im Allgemeinen der Kanal mit entfernt würde. Um eine alternative Art der Strukturierung, den sogenannten *lift off* zu bechreiben, soll zunächst ein sehr kurzer Exkurs in die Photolithigraphie erfolgen. Für eine detaillierte Darstellung dieses Themas sei an dieser Stelle auf die entsprechende Literatur verwiesen.

3.2.1 Photolithografie

Bei der Photolithografie wird eine Struktur über eine Lithografiemaske auf ein Substrat übertragen. Dazu wird das Substrat durch Aufspinnen mit Photolack beschichtet. Je nach Photolack können vor und nach dem Aufspinnen verschiedene Ausheizschritte notwendig sein, um ideale Eigenschaften zu gewährleisten. In einem Belichter wird das so beschichtete Substrat hinter einer Lithografiemaske durch ein Mikroskop betrachtet und mit Hilfe von Positionierkreuzen auf Substrat und Maske relativ zu dieser exakt positioniert. Anschließend werden beide in Kontakt gebracht, das Substrat durch die Maske belichtet und deren Struktur so auf den Photolack übertragen. Beim anschließenden Entwickeln werden entweder die belichteten (Positivlack) oder die nicht belichteten (Negativlack) Bereiche entfernt. Somit ist die Photolack entsprechend der Maske strukturiert.

Im Normalfall wird diese Strukturierung durch *Ätzen* auf die *unter* dem Photolack liegende Dünnschicht übertragen. Dabei wird letzterer meist nach dem Entwickeln etwas ausgeheizt, um ihn widerstandsfähiger gegen das Ätzbad zu machen und dann das gesamte Substrat für eine exakt vorgegebene Zeit in das Ätzbad gehalten. Ätzzeiten im Bereich einiger Minuten sind akzeptabel, Ätzzeiten über 10 min sind zu vermeiden. So lange kann eine Haftung des Photolackes in der Flüssigkeit meist nicht gewährleistet werden, die Strukturen werden folglich nicht scharf abgebildet. Der Quotient aus der Ätzdauer, nach der eine Dünnschicht gerade entfernt ist und ihrer ursprünglichen Schichtdicke bezeichnet die sogenannte *Ätzrate*.

Beim *lift off* wird die Struktur des Photolacks nicht auf die darunter liegende Schicht übertragen, sondern auf die darüber abgeschiedene. Natürlich kann diese während der Litografie noch nicht vorhanden sein, sondern wird erst anschließend aufgebracht. Der Photolack wird zu diesem Zweck nach dem Entwickeln nicht ausgeheizt, da er keinem Ätzbad standhalten muss und das Substrat beschichtet. Beim anschließenden *lift off* in Aceton oder ähnlichen organischen Lösungsmitteln wird der Photolack entfernt. Die Dünnschicht bleibt also nur dort erhalten, wo vorher kein Photolack war, verglichen mit dem Ätzen ergibt sich also bei sonst identischer Strukturierung eine Invertierung der Struktur. Der *lift off* bietet die Möglichkeit, Schichten auf einem Untergrund zu strukturieren, der die gleiche Ätzbarkeit wie die zu strukturierende Schicht aufweist, beispielsweise AZO-Kontake auf einem ZnO-Kanal, oder Schichten zu strukturieren, die überhaupt nicht ätzbar sind. Ein Nachteil des *lift off*, der sich aus der Verwendung von Photolack zur Strukturierung ergibt, ist die Einschränkung der erlaubten Abscheideparameter der folgenden Schicht. Eine erhöhte Substrattemperatur ist nicht zu empfehlen, da sie zu einem quervernetzen des Photolacks führt und seine zur Strukturierung notwendige spätere Entfernung praktisch

unmöglich macht. Der Einsatz der Plasmaquelle bei der PAPLD ist ebenfalls ausgeschlossen, da diese den Photolack entfernen würde. Diese Vorgaben sind bei den mit Raumtemperatur PLD abgeschiedenen AZO-Kontakten leicht zu erfüllen, ihre Strukturierung erfolgte fast ausschließlich durch *lift off* mit Photolack.

Notwendig ist eine Hochtemperatur-PAPLD, wie beschrieben nur bei den intrinsischen TSOs für den Kanal, der auf dem chemisch meist sehr stabilen Dielektrikum liegend prinzipiell geätzt werden kann. Während ZnO und In_2O_3 sehr leicht in verdünnter Salzsäure ätzbar sind, lässt sich SnO_2 auf diese Art praktisch nicht strukturieren. Bei dem für diese Arbeit wichtigsten Materialsystem Zink-Zinnoxid (ZTO) ist die Ätzrate sehr stark von der Komposition abhängig. Bild 3.10 zeigt den entsprechenden, erstaunlich einfachen Zusammenhang beider Größen. Unterhalb eines Zinkanteils von etwa 60 % wird die oben geforderte Ätzzeit weniger Minuten für einen Kanal der Dicke von 50 nm überschritten. Durch Ätzen ist ein sauberes Strukturieren solcher zinkarmer ZTO-Schichten nicht möglich.

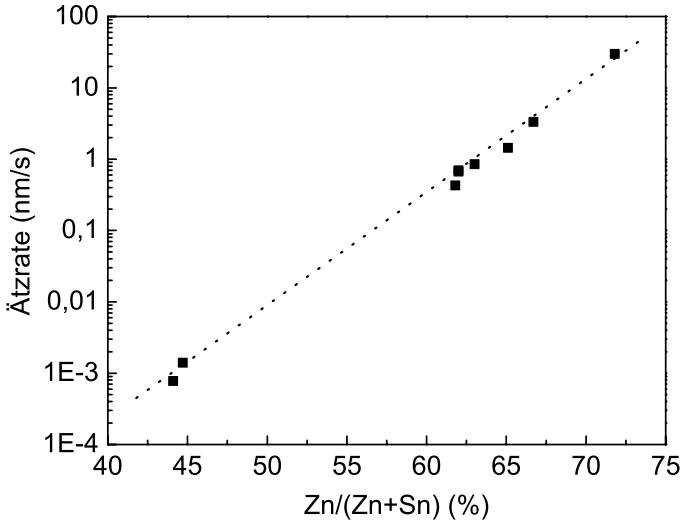


Abbildung 3.10: Ätzrate von Zink-Zinnoxid (ZTO) in Abhängigkeit seiner Komposition.

Es muss also ein mit der Hochtemperatur-PAPLD kompatibler *lift off*-Prozess entwickelt werden, der im folgenden als *Metall-lift off* bezeichnet werden wird. Hierbei wird ein Metall strukturiert und verbleibt während der Hochtemperatur-PAPLD auf dem Substrat, um später in einer Ätze entfernt zu werden, um so das TSO zu strukturieren. Es übernimmt also die Rolle des Photolacks beim normalen *lift off*, übersteht aber die Deposition des Kanals. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine 200 nm dicke Goldschicht mit einem 10 nm dicken Haftvermittler aus Aluminium verwendet, beide Schichten später gleichzeitig mit Goldätze entfernt.

Generell ist zu bemerken, dass jede Form von *lift off* verschiedene Probleme mit sich bringt, die seine Anwendbarkeit letztlich auf die experimentelle Laborarbeit beschränkt. Für eine industrielle Fertigung ist dieses Verfahren kaum geeignet. Die Dauer des *lift offs* ist wenig reproduzierbar, abgelöste Teile der strukturierten Dünnschicht schwimmen mit Photolack- oder Metallresten in Aceton oder Metallätze und legen sich auf bereits fertige Strukturen. Deshalb ist die Entwicklung einers ohne *lift off*-Prozess auskommenden Schichtenfolge eine wichtige technologische Herausforderung, die wir in Abschnitt 4.5.4 wieder aufgreifen werden.

3.2.2 Verwendete Strukturen

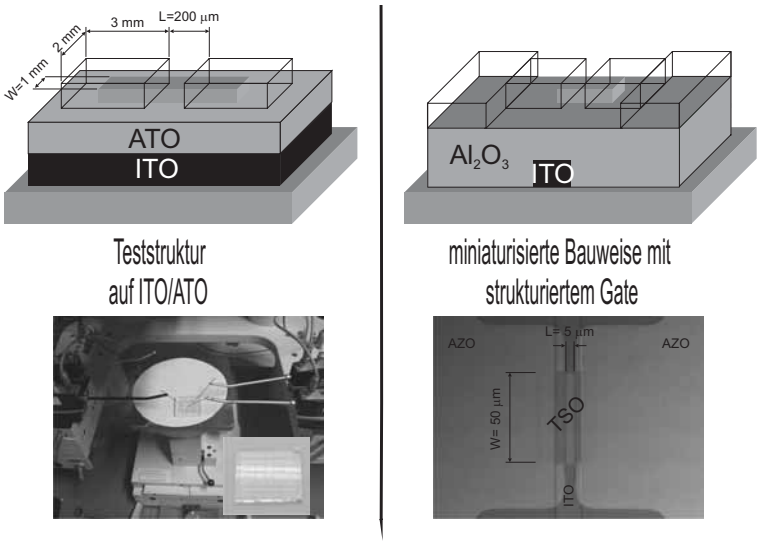


Abbildung 3.11: Hauptsächlich verwendete TFT-Bauweisen, links Teststruktur für schnellen Durchsatz bei der Charakterisierung des TSOs, rechts strukturiertes Gate für geringe parasitäre Kapazitäten und schnelles Schalten.

Die in dieser Arbeit hauptsächlich genutzten Bauweisen der TFTs sind in Bild 3.11 gegenübergestellt. Die erste links oben schematisch dargestellte Teststruktur nutzt ein von *Planar Systems* hergestelltes Substrat. Darauf wurde eine 200 nm dicke ITO Schicht aufgesputtert, und mittels ALD ganzflächig mit einem Superlaminat aus Aluminiumoxid und Titanoxid beschichtet. Dieses abkürzend als ATO bezeichnete dichte Dielektrikum weist eine flächenbezogene Kapazität von C'=60 nF/cm^2 auf. In der Teststruktur dienen ITO und ATO als Gateelektrode bzw. Gatedielektrikum. Die Oberfläche des ATO, die später die entscheidende Grenzfläche zum Halbleiter bildet, besteht aus Al_2O_3. Alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Substrate stammen aus einem einzigen ALD-Prozess. Dadurch

wird eine hohe Reproduzierbarkeit der Eigenschaften der Teststruktur gewährleistet. Vorteil dieser Struktur ist ihre sehr einfache Herstellbarkeit. Das TSO wird in einem 1 mm breiten Streifen der Länge 5 mm durch eine Schattenmaske aus Molybdän mit der PAPLD abgeschieden. Die Größe dieser TSO-Pads ermöglicht darüber hinaus eine Maskenpositionierung für die lihografische Strukturierung der AZO-Kontakte mittels *lift off* ohne die Notwendigkeit für opaque Positionierkreuze. Die TFTs in der Teststruktur erfordern also einen einzigen Lithografieprozess mit sehr geringen Anforderungen an die Positiniergenauigkeit. Der Kanal wird nicht geschädigt.

Die AZO-Kontakte sind 2 mm breit, und überragen beidseitig das TSO-Pad, so dass die Weite $W = 1\,\text{mm}$ des Kanals durch das TSO-Pad vorgegeben wird. Die Länge $L = 200\,\mu\text{m}$ wird durch den Abstand der AZO-Kontakte lithografisch festgelegt. Die so meist verwendete Dimensionierung der TFTs beträgt also $W/L = 5$. Die AZO-Kontakte sind mit $6\,\text{mm}^2$ Fläche so groß, dass sie problemlos am Spitzenmessplatz kontaktierbar sind, wie es in Bild 3.11 links unten gezeigt wird. Der Gatekontakt wird aussen mit einem über die Schnittfläche des Substrats gestrichenen Silberleitlackpunkt kontaktiert. Typischerweise wird die Teststruktur auf einem 17 x 17 mm^2 großen Substrat gefertigt auf dem zwei Reihen von jeweils fünf TFTs, also zehn Bauelemente enthalten sind. Vier solcher Substrate können in der PLD gleichzeitig beschichtet werden. Zur niederfrequenten Charakterisierung der Bauelemente ist diese Struktur bestens geeignet. Erinnert man sich an die uns interessierende Anwendung der TFTs in einer Schaltung gemäß Bild 5.6b auf Seite 116 so sind es die wesentlichen Eigenschaften des analogen TFT_2, die wir bereits mit der Teststruktur erfassen können, Schwelle, Beweglichkeit, Empfindlichkeit gegen Bias-Stress, Temperatur, Licht und Atmosphäre. Diese Ergebnisse werden uns ausführlich in Kapitel 4 begegnen. Eine Untersuchung der schnellen Schalteigenschaften des digitalen TFT_1 ist so nicht durchführbar, da sich aufgrund des großen Überlapps zwischen Gate und Source C_{GS} wie auch zwischen Gate und Drain C_{GD} eine sehr große parasitäre Kapazität von 3,6 nF ergibt.

Die Verwendung der ITO/ATO-Substrate ist wie erwähnt hilfreich zur schnellen Optimierung der Komposition der TSOs oder der Prozessparameter, schaltungstechnisch setzt sie allerdings sehr enge Grenzen. Das Superlaminat ATO ist nicht ätzbar. Eine Strukturierung von Vias ist deshalb nicht möglich, das Gleiche gilt für das ITO-Gate. Komplexere Schaltungen sind nicht realisierbar, alle Gates müssten auf einem Potential liegen. Eine Schaltung wie in Bild 5.6b erfordert eine Kontaktierung zwischen Source/Drain-Ebene (TFT_1) und Gate-Ebene TFT_2, also ein Via im Dielektrikum.

Diese Problematik führte zur Entwicklung eines eigenen ALD-Prozesses zur Abscheidung dichter, ätzbarer Dielektrika. Mit diesem Fortschritt sind TFTs mit strukturierten

Gates realisierbar, wie sie in Bild 3.11 rechts dargestellt sind. Gezeigt ist der schematische Aufbau (oben) sowie das Mikroskop-Bild eines solchen TFTs mit einem Kanal der Abmessungen $W = 50\,\mu$m, $L = 5\,\mu$m, also $W/L = 10$. Die AZO-Kontakte werden auf die zur Teststruktur identische Kontaktgeometrie mit der Kontaktgröße von $6\,\text{mm}^2$ aufgeweitet, die Kontaktierung erfolgt also wie gehabt, die Kontaktierungsboxen, die wir noch besprechen werden, sind zu beiden Bauformen gleichermaßen kompatibel. Der Unterschied besteht aber darin, dass der Gatekontakt nur auf einer Fläche von etwa $100\,\mu$m x $5\,\mu$m unterhalb der Kontakte liegt. Die parasitären Kapazitäten C_{GS} und C_{GD} sind im Vergleich zur Teststruktur um mehr als vier Größenordnungen auf 0,3 pF gesenkt. Ausserdem besteht beim Kontaktieren nicht mehr die Gefahr des Durchstechens auf den Kanal und somit des Einfügens eines hohen Leckstroms zum Gate, also die Beschädigung des TFTs, da die Kontaktpads ja nur auf Substrat und Dielektrikum liegen. Die sich ergebenen TFTs können schnell geschaltet werden, sind aber in ihren sonstigen Eigenschaften mit den in der Teststruktur realisierten bei gleichem W/L nahezu identisch.

Zur Herstellung solcher Strukturen wird ein Substrat der Firma Philips verwendet, das mit gesputtertem ITO der Dicke 130 nm und einer Metallisierung aus MAM (Molybdän-Aluminium-Molybdän beschichtet ist. Im ersten Prozess werden MAM-Positionierkreuze im Aussenbereich strukturiert, das übrige MAM entfernt. Der zweite Lithografie-Prozess strukturiert das ITO-Gate, ebenfalls durch Ätzen. Beide Prozesse verwenden den im Ätzbad sehr gut haftenden Photolack AZ ECI 3027. Danach wird das Substrat in der ALD mit Al_2O_3 beschichtet. Bei komplexeren Schaltungen erfolgt dann das Ätzen der Vias. Jetzt wird mit einem *lift off* mit dem Photolack AZ5214 die Gold/Aluminium Schicht strukturiert. Nach der Hochtemperatur PAPLD wird diese in Goldätze, einem Gemisch aus Iod, Kaliumiodid und Wasser (1:2:20) entfernt. Die Strukturierung des AZOs erfolgt wieder durch *lift off* mit dem Photolack AZ5214. Es folgt die Raumtemperatur PLD für Source und Drain. Sofern zur weitere Prozessierung, etwa eine OLED aufgedampft werden soll, wird eine transparente Passivierung mit dem Photolack SU8 durchgeführt. Die Tabelle 3.3 stellt noch einmal die technologischen Schritte beider Bauarten mit einem Lithografie-Prozess bei der Teststruktur und fünf Prozessen bei der miniaturisierten Bauweise mit strukturiertem Gate gegenüber, nicht eingerechnet die transparente Passivierung.

3.3 Messtechnische Charakterisierung

In der nun folgenden kurzen Ausführung soll die messtechnische Charakterisierung der abgeschiedenen Dünnschichten, aber auch der Bauelemente bis hin zu komplexeren Schaltungen betrachtet werden. Wie wir bereits in Abschnitt 2.3.2 gesehen haben, ist das Vermi-

	Teststruktur auf ITO/ATO	miniaturisierte Bauweise mit strukturiertem Gate
Positionierkreuze	-	Lithografie: AZ ECI 3027
		Ätzen: 10:1:1 H_3PO_4, HNO_3, H_2O; 4 min
Gate-Strukturierung	-	Lithografie: AZ ECI 3027
		Ätzen: 2:1 konz. HCl, H_2O; 130 sec
Dielektrikum	-	ALD Al_2O_3 1000 Zyklen, 250 °C
Via-Strukturierung	-	Lithografie: AZ ECI 3027
		Ätzen: gep. Flußsäure AF 87,5-12,5; 2,5 min
TSO Strukturierung	Schattenmaske	Lithografie: Gold-*lift off*
TSO Abscheidung	Hochtemperatur PAPLD	
AZO Strukturierung	Lithografie: *lift off* AZ5214E	
AZO Abscheidung	Raumtemperatur PLD	
transparente Passivierung	Lithografie: Photolack SU8	

Tabelle 3.3: Technologische Parameter beider Bauarten aus Bild 3.11.

schen verschiedener Oxide zur Herstellung amorpher transparenter Schichten wünschenswert. Die Komposition der Kanäle von TFTs wird damit zu einem wesentlichen Parameter.

3.3.1 Charakterisierung der Komposition des aktiven Kanals

Eine erste Abschätzung über die Komposition einer mit PLD bzw. PAPLD abgeschiedenen Schicht liefert natürlich die Zusammensetzung des Pellets, mit dem sie hergestellt wurde. Verschiedene Effekte führen aber zu einer möglichen Abweichung beider Werte. So verdampft beispielsweise metallisches Zink bei tieferen Temperaturen als Zinn. Höhere Substrattemperaturen bringen so leicht verringerte Zinkanteile mit sich. Ebenso wird die metallisierte Pelletoberfläche bei mehreren Hochtemperatur-Prozessen immer zinkärmer. Selbstverständlich kommt es bei einer Fortsetzung unter immer den gleichen Prozessbedingungen zu einer Konvergenz der Komposition an der Pelletoberfläche. Jedenfalls sind Abweichungen der Schichtkomposition bis zu einer Größenordnung von etwa 10 % möglich und ihre genaue Kenntnis für die Untersuchung eines Materialsystems notwendig.

Eine im Zusammenhang mit „Splashing“ auf Seite 43 bereits erwähnte Methode zur Bestimmung der Schichtkomposition ist die energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX). Hier wird der Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops benutzt, um Atome der

zu untersuchenden Dünnschicht anzuregen. Dabei werden Elektronen aus kernnahen Schalen herausgelöst und die freigewordenen Zustände unter Aussendung einer für das Atom charakteristischen Röntgenstrahlung von Elektronen energetisch höher liegender Schalen besetzt. Durch das Röntgenspektrum ist also das Element identifizierbar. Bei Überlagerung verschiedener solcher Spektren kann durch Zuordnung der jeweiligen Intensitäten eine Ermittlung der prozentualen Anteile der Atome der einzelnen Elemente erfolgen, also eine Bestimmung der Komposition.

Nachteil von EDX ist neben einer vergleichsweise großen Messungenauigkeit von einigen %, ein tiefes Eindringen des Elektronenstrahls in die Dünnschicht. Dadurch können unter der zu analysierenden Dünnschicht liegende Materialien nur durch niedrige Beschleunigungsspannungen ausgeblendet werden, was die Messgenauigkeit etwas senkt. Bei Messung der Komposition einer ZTO Schicht in der TFT-Teststruktur auf einem ITO/ATO Substrat, ist die Spannung in der Regel auf maximal 7 keV einstellbar, bevor Indium vom ITO-Gate sichtbar wird. Das dann detektierte Zinn würde natürlich das Ergebnis verfälschen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Komposition der Schichten meist direkt auf den ITO/ATO-Substraten gemessen. Vielfache Vergleichsmessungen mit ZTO-Schichten aus dem selben PAPLD-Prozess, die direkt auf Glas abgeschieden und auch mit deutlich höheren Beschleunigungsspannungen analysiert wurden, zeigten jedoch stets akzeptable Abweichungen im Bereich weniger Prozent. Bei den Strukturen in miniaturisierter Bauweise, mit strukturiertem Gate wurden bei der Strukturierung des Kanals verschiedene größere TSO-Pads zur Kompensationsbestimmung auf dem Substrat belassen, hinter denen kein ITO vorhanden war.

Mit *ESCA (engl. Electron Spectroscopy for Chemical Analysis)*, steht eine genauere und tiefenaufgelöste Messmethode zur Bestimmung der Komposition der Schicht zur Verfügung, die auch als *XPS (engl. X-ray photoelectron spectroscopy)* bezeichnet wird und auf dem äußeren Photoeffekt beruht. Durch elektromagnetische Strahlung bekannter Wellenlänge werden Photoelektronen aus dem Festkörper ausgelöst. Die kinetischen Energien dieser Elektronen werden ermittelt. Die Differenz der Energie von Photon und Elektron erlaubt Rückschlüsse auf das für eine Atomart charakteristische Spektrum an Bindungsenergien der Elektronen. Die Verteilung der Amplituden solcher XPS-Spektren werden wieder in die Häufigkeit des jeweiligen Elements übersetzt. Die Tiefenauflösung wurde bei den von der *Evans Analytical Group LLC* der *Cascade Scientific GmbH* durchgeführten Experimenten durch stufenweises Abtragen der Oberfläche mittels Sputtern erreicht.

3.3.2 Charakterisierung weiterer Eigenschaften von Dünnschichten

Die Bestimmung der Oberflächenrauhigkeit und Dicke von Dünnschichten erfolgte mit einem AFM bzw. einem mechanischen Profilometers. Die strukturellen Eigenschaften, insbesondere die Amorphizität von Dünnschichten wurde durch Röntgendiffraktometrie und *TEM (Transmissionselektronenmikroskop)* verifiziert. Optische Transparenz wurde an einem einfachen Transmissionsmessplatz charakterisiert. Es wird sich zeigen, dass der so ermittelte Verlauf wenig Aufschluss über die tatsächliche Absorption der Dünnschicht gibt, sondern vielmehr über Reflexion bzw. Interferenz in der Schicht. Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von Dünnschichten erfolgte durch die Van-der-Pauw-Messmethode, Ladungsträgerbeweglichkeit und -dichte wurden mit Hallmessungen abgeschätzt. Die Bestimmung von Kapazitäten erfolgte mit einem LCR-Messgerät SR720 der Firma *Stanford Research Systems* bei einer Frequenz von 1 kHz.

3.3.3 Charakterisierung von Bauelementen und Schaltungen

Die Aufnahme von Ausgangskennlinien und Transfercharakteristiken erfolgte, wie in [8] beschrieben. Der empfindliche Einfluss von Bias-Stress auf die Messergebnisse wurde bereits erwähnt und wird uns, insbesondere in Abschnitt 4.4.1 wieder begegnen. Für Langzeitmessungen wurde eine Messbox entwickelt, die die gleichzeitige Kontaktierung aller zehn TFTs eines typischen Substrates der Abmessung 17 mal 17 mm^2 erlaubt, sowohl für die Teststruktur auf ITO/ATO als auch für die miniaturisierte Bauweise mit strukturiertem Gate. Ein Labviewprogramm startet in einem vorgegebenen Zeitraster die Messung von Tranfercharakteristiken, fittet das Ergebnis gemäß Gleichung 2.7 an und speichert die aus den Fitparametern extrahierten Größen der Schwellspannung und der Beweglichkeit als Funktion der Messzeit. Zwischen den Messungen kann Bias Stress zwischen Gate und Source aber auch Source und Drain eingestellt werden. Ebenfalls können die Bauelemente durch das Substrat mit Licht verschiedener spektraler Eigenschaften und definierter Intensität beleuchtet werden. Durch das Platzieren der Messbox in eine UHV-Kammer mit elektrischer Durchführung kann der Einfluss der Atmosphäre auf den TFT getestet werden.

Die Messung der Schaltung gemäß Bild 5.6b, deren Realisierung in Abschnitt 6.2.2 thematisiert wird, erfolgt mit der PCI-Karte NI 7831R und einer zu diesem Zweck entwickelten LabView-Ansteuerung. Die Versorgungsspannung U_{op} wird von der Karte zur Verfügung gestellt, ebenso die Pulse U_{sel} und U_{data} mit frei wählbaren Pegeln und steuerbarer relativer Lage. Der Pixelstrom durch TFT_2, wird von der Karte als Funktion der Zeit gemessen.

4 Transparente Dünnschichttransistoren

Nachdem im vorangegangenen Kapitel technologische Maßnahmen vorgestellt wurden, die eine wirksame Reduzierung des Sauerstoffdefizits bei der Schichtherstellung ermöglichen, werden nun die auf dieser Grundlage erreichten Ergebnisse vorgestellt. Dabei stehen zunächst die transparenten Oxid-TFTs selbst im Vordergrund. Lediglich die im Zusammenhang mit ihrer Stabilität gestellten Forderungen sind bereits auf die Anwendung in transparenten Displays abgestimmt. Letztere wird in den nächsten Kapiteln in den Mittelpunkt des Interesses rücken.

4.1 Das TCO AZO zur Kontaktierung transparenter TFTs

Es wurde eben erwähnt, dass zur Nutzung der Vorteile der TSOs gegenüber Silizium durchaus keine Realisierung transparenter TFTs erforderlich ist. Mit anderen Worten sind bessere Beweglichkeit und Homogenität natürlich auch in einem metallisch kontaktierten Dünnschichttransistor von Vorteil. Allerdings würde eine transparente, lichtunempfindliche Elektronik innerhalb der Displaytechnologie ganz neue Möglichkeiten, beispielsweise die Realisierung transparenter Displays eröffnen, wie sie mit den bisherigen Silizium-Backplanes völlig undenkbar sind.

Aus diesem Grund, und weil eben die geringe Lichtempfindlichkeit als wesentliche Voraussetzung solcher technologischer Ziele nur in transparenten Strukturen untersucht werden kann, werden alle Experimente dieser Arbeit mit TCO-Kontakten durchgeführt. Voraussetzung für die Zulässigkeit dieses Vorgehens ist die Sicherstellung einer so hohen Leitfähigkeit der transparenten Kontakte, dass Bahnwiderstände als Einflußgröße auf die Messergebnisse der untersuchten Strukturen ausgeschlossen werden können. Die Gatekontaktierung ist mit einer 200 nm (Teststruktur auf ITO/ATO) bzw 130 nm (miniaturisierte Bauweise mit strukturiertem Gate) dicken ITO-Schicht unkritisch. Im Idealfall ist das Gate bei der niederfrequenten Ansteuerung stromlos, die Gateströme auch bei schnellem Schalten vernachlässigbar gegen den Drain-Strom. Wegen der in 3.2.1 genannten Gründe erfolgt die Source und Drain Kontaktierung mit bei Raumtemperatur abgeschiedenem AZO. Diese Elektroden müssen höhere Ströme tragen als das ITO-Gate. Die Frage nach der ausreichenden Leitfähigkeit der TCO-Kontakte lässt sich also reduzieren auf die Frage

nach einer ausreichenden Leitfähigkeit von bei 20 °C abgeschiedenen AZO-Dünnschichten. Das zweite untersuchte Verfahren zur Deposition von AZO, die ALD, liefert, wenigstens unter den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Prozessbedingungen, keine leitfähigen Schichten bei Raumtemperatur. Ihr Einsatz zur Kontaktierung von TFTs ist daher nicht kompatibel mit dem Konzept zur Strukturierung durch Lift-Off. Wir wollen uns deshalb zunächst auf durch PLD hergestellte AZO-Dünnschichten konzentrieren.

Es wurde bereits erwähnt, dass sich die Reproduzierbarkeit der Eigenschaften von AZO Schichten deshalb schwieriger als beim ITO gestaltet, weil sie ohne Schwermetall-Kationen auskommen müssen, ihre Leitfähigkeit also stark von den strukturellen Eigenschaften des polykristallinen Materials abhängen. Die starke *Kristallisationsneigung* dieses TCOs wird beim Betrachten der im Bild 4.1 gezeigten TEM-Aufnahme einer etwa 20 nm dicken AZO-Schicht klar, die auf einer als DFB-Gitter strukturierten SiO_2-Schicht eines Silizium-Wafers abgeschieden wurde. Die Deposition erfolgte bei Raumtemperatur. Nicht nur die Helligkeitsschwankungen in der Dünnschicht sprechen für eine polykristalline Erscheinung, noch eindeutiger ist das Auftreten winziger Kristallite an der offensichtlich als Kristallisationskeim wirkenden stark gekrümmten Ätzkante der Unterlage. Die nadelartigen ZnO-Kristalle weisen eine seitliche Ausdehnung von unter 10 nm auf.

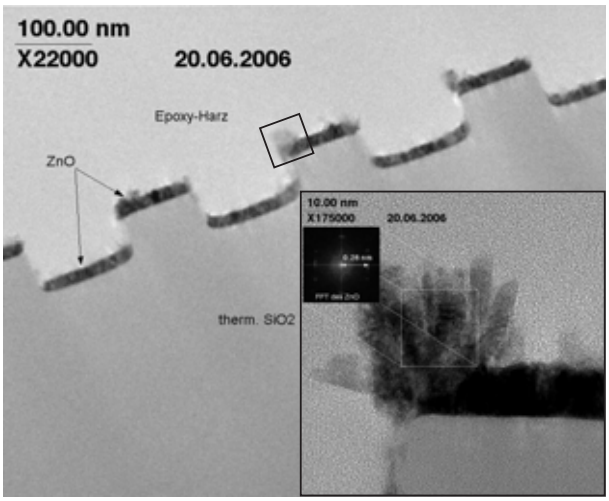


Abbildung 4.1: TEM-Aufnahme einer etwa 20 nm dicken AZO-Schicht auf einem DFB-Gitter.

Es ist nun leicht vorstellbar, dass eine AZO-Schicht, deren Dicke sich dieser Korngröße annähert, kaum die Leitfähigkeit einer geschlossenen Schicht erreichen kann. Auf das Phänomen der dickenabhängigen Leitfähigkeit dünner AZO-Schichten wurde bereits hingewiesen. Bild 4.2 zeigt dieses Verhalten für eine bei 150 °C durch PLD abgeschiedene

Schicht aus einem ZnO-Pellet mit einem 4 %igen Massenanteil, also einem Aluminiumanteil von [Al]/[Al]+[Zn] von etwa 6 %. Im gezeigten Bereich der Schichtdicke von 10 nm bis 130 nm wird eine Änderung der Leitfähigkeit um deutlich mehr als eine Größenordnung festgestellt. Die schwarze Linie soll dem Auge nur als Orientierung dienen, keine Fortsetzung dieses Verlaufs zu höheren Schichtdicken suggerieren. Tatsächlich ist bereits ab Schichtdicken oderhalb von 100 nm die Leitfähigkeit nahezu unabhängig von der Schichtdicke.

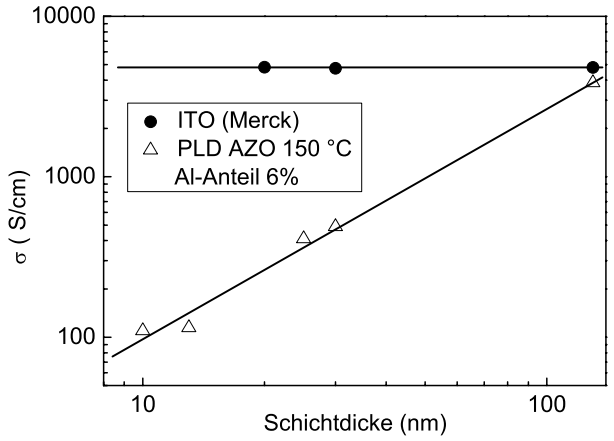


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Leitfähigkeit von AZO-Schichten, die mittels PLD bei 150 °C mit einem Al-Anteil von 6 % abgeschieden wurden. Die Vergleichsmessung zeigt die Leitfähigkeit kommerzieller ITO-Schichten verschiedener Dicke.

Will man die Leitfähigkeit sehr dünner Schichten von wenigen 10 nm Dicke erhöhen, so eignen sich dafür Maßnahmen, die zu einer Verringerung der Kristallisation der AZO-Schicht führen. Eine bereits im Zusammenhang mit den TAOS besprochene Maßnahme ist eine Glasbildung, die in diesem Fall durch Beimischen einer höheren Konzentration an Al_2O_3 ins Pellet erfolgt. Verdoppelt man die übliche Konzentration auf 12 % Aluminium im Zinkoxid, sind schon bei Schichtdicken von etwa 10 nm Leitfähigkeiten um 700 S/cm erreichbar, während sich die Konvergenzleitfähigkeit für dicke Schichten etwa halbiert. Auch die in Abschnitt 6.1 beschriebene schonende Abscheidung nahe an der Ablationsschwelle führt durch die verringerte kinetische Energie der Teilchen zur Reduzierung der Korngröße und somit zur Erhöhung der Leitfähigkeit sehr dünner Schichten wie auch einer Verringerung selbiger für dickere Schichten. Nun mag so eine Maßnahme für Anwendungen nützlich sein, die die Beschränkung der Schichtdicke eines transparenten Kontaktes auf wenige 10 nm erfordern. In einem transparenten Display, wie auch zur Herstellung einer Kontaktierung von TFT-Teststrukturen mit reproduzierbaren Flächenwiderständen wird man natürlich Parameter des Schichtwachstums nutzen, die wenig empfindlich auf

eine Variation der Abscheidung reagieren, also namentlich Schichtdicken im Bereich von 100 nm oder mehr.

Im folgenden interessiert uns also nur noch die Leitfähigkeit „dicker“ AZO-Schichten. Sie weist bei einem Aluminiumanteil von etwa 6 % die höchsten Werte auf. Diese hängen von der Substrattemperatur während der Abscheidung ab, wie Abbildung 4.3a) zeigt. Maximale Werte von etwa 3.850 S/cm werden bei 150 °C erreicht, bei Raumtemperatur liegt die Leitfähigkeit noch über 2.750 S/cm. Die dazugehörigen Ergebnisse der Hall-Messungen sind in Teilbild 4.3b) dargestellt. Bei der Temperatur von 150 °C liegt eine maximale Beweglichkeit der Schicht vor, die mit über 40 cm^2/Vs nur etwa eine Größenordnung unter dem mit einkristallinem ZnO erreichbaren Wert liegt und deshalb als Indikator für ein optimiertes polykristallines Wachstum zu verstehen ist. Die Ladungsträgerdichte ändert sich in diesem Temperaturbereich optimalen Wachstums nur wenig, nimmt aber tendenziell im gesamten untersuchten Wertebereich zu höheren Temperaturen hin ab.

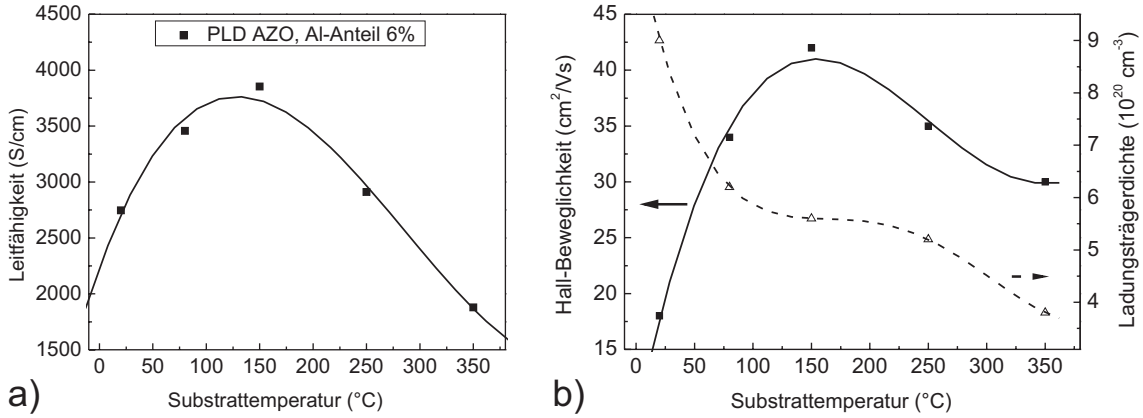


Abbildung 4.3: Eigenschaften von PLD AZO Schichten (Al-Anteil 6 %) mit Schichtdicken von jeweils etwa 100 nm in Abhängigkeit der Substrattemperatur während der Deposition. Gezeigt sind a) Leitfähigkeiten, b) Hall-Beweglichkeiten und Ladungsträgerdichten.

Mit den Ergebnissen der systematischen Untersuchung des TCOs AZO werden für die Source/Drain-Kontaktierung von TFTs ausschließlich mit der PLD bei Raumtemperatur abgeschiedene AZO-Schichten mit einem Aluminium-Anteil von 6 % und Schichtdicken im Bereich von 100 nm oder mehr eingesetzt. Bei 100 nm und 2.750 S/cm ergibt sich ein Flächenwiderstand von 36 Ω/□. Die verwendeten Kontaktierungspads nach Bild 3.11 besitzen ein Verhältnis in Länge zu Breite von 3 mm zu 2 mm. In einer simplen Abschätzung beträgt also der maximale Widerstand am AZO-Kontaktpad, der sich bei einer ganz am äußersten Ende aufgesetzten Nadel ergibt, etwa 54 Ω.

Wir wollen nun den möglichen Einfluss dieses Kontaktwiderstands auf die Transistormes-

sungen diskutieren. Bei der Messung des Ausgangskennlinienfeldes ist eine Beeinflussung durch den kleinen Spannungsabfall am Kontakt besonders für kleine U_{ds}, also im Triodenbereich zu erwarten. Der Anstieg einer Ausgangskennlinie am Ursprung kann durch Ableiten der Gleichung 2.5 nach U_{ds} und die Annahme $U_{ds} \ll (U_g - U_{th})$ zu

$$\left.\frac{\partial I_{ds}}{\partial U_{ds}}\right|_{U_{ds}\to 0} = \mu_{fe} C' \frac{W}{L}(U_g - U_{th}) \tag{4.1}$$

abgeschätzt werden. Dieser physikalisch einem Leitwert entsprechende Anstieg kann nun durch Einsetzen typischer Größen unserer Transistoren ($\mu_{fe} = 10\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$, $C' = 60\,\mathrm{nF/cm}^2$, $W/L = 5$, $U_g - U_{th} = 10\,\mathrm{V}$) zu $30\,\mu\mathrm{S}$, entsprechend $33\,\mathrm{k}\Omega$ abgeschätzt werden und liegt damit etwa 3 Größenordnungen über dem Kontaktwiderstand. Selbst bei kleinen U_{ds} ist deshalb kein Einfluß des Kontaktwiderstandes auf das Messergebnis zu erwarten. Diese Abschätzung wurde durch zahlreiche Vergleiche zwischen sonst identischen TFTs mit AZO- und metallischer Kontaktierung (Aluminium oder Titan) experimentell vielfach bestätigt.

Bei hohen U_{ds}, insbesondere im Fall der Sättigung ist ein Einfluss des Kontaktwiderstandes ohnehin ausgeschlossen, da der TFT als Stromquelle arbeitet. Die übliche bei Messung der Transfercharakteristik verwendete Spannung U_{ds}, die ja den Kanal in der Sättigung halten soll, liegt im Bereich von 10 V. Bei keiner der Messungen, die uns in diesem Kapitel beschäftigen, werden Ströme von $I_{ds} = 200\,\mu\mathrm{A}$ überschritten. Daraus resultiert ein maximaler Spannungsabfall von 10 mV über den Kontakten, der also drei Größenordnungen kleiner ist als derjenige am Kanal. Zur korrekten Messung einer Transfercharakteristik gehört in jedem Fall das Sicherstellen der Sättigung im gesamten Messbereich, eine Erhöhung der dafür notwendigen Spannung um 0,1 % ist wenig relevant. Das Verlassen der Sättigung würde schon während der Messung durch Abknicken des linearen Verlaufs der Funktion $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$ für $U_g > U_{th}$ erkannt.

Die transparente Kontaktierung ist also zulässig, ihr Einfluss auf die folgenden Messergebnisse, als Konsequenz der im Vergleich zu Metallen verringerten Leitfähigkeit, vernachlässigbar.

4.2 TFTs aus den TSOs ZnO und SnO_2 in der Teststruktur

Nachdem bei der Herstellung möglichst leitfähiger Kontakte eine Maximierung der Dichte freier Ladungsträger wünschenswert war, stellt sich bei der Herstellung des Materials für den aktiven Kanal eine gegensätzliche Forderung. Lässt man in einem AZO-Prozess das Aluminium weg und behält sonst alle Abscheideparameter bei, so kann die Elektronendichte um ein bis zwei Größenordnungen auf unter $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ gesenkt werden. Dieses

beweist zwar die Wirksamkeit des Aluminiums als Donator im Zinkoxid, darüber hinaus jedoch auch die Existenz weiterer Störstellen. Der Sauerstoffdefizit wurde bereits mehrfach in diesem Zusammenhang genannt.

Der Einsatz der PAPLD kann tatsächlich eine weitere deutliche Reduzierung der Leitfähigkeit der Dünnschicht erreichen. Allerdings ist eine Analyse vor dem Hintergrund der polykristallinen Struktur des Zinkoxids schwierig. Mit dem Plasma kann die Struktur verändert und so der Einfluss der den Halbleiter verarmenden Korngrenzen erhöht worden sein, ohne tatsächlich eine Dotierung des Halbleiters im Volumen beeinflusst zu haben. Mit PAPLD abgeschiedene ZnO-Schichten hängen in ihren elektrischen Eigenschaften stark von der Schichtdicke ab. Unterhalb von 30 nm erscheinen die Schichten nahezu isolierend, zu größeren Dicken verhalten sich die PAPLD Schichten zunehmend wie PLD-Schichten. Der experimentelle Nachweis einer Wirkung des Sauerstoffplasmas auf die freie Ladungsträgerdichte im Volumen des Halbleiters ist bei polykristallinen TSOs schwierig, soll aber beim amorphen (TAOS) ZTO in Abschnitt 4.3.1 wieder aufgegriffen werden.

Nutzt man dünne, isolierend erscheinende ZnO-Schichten als aktiven Kanal, so ergibt sich das in Bild 4.4 unten gezeigte Verhalten. Die Schwelle liegt zwar mit +5 V recht günstig, der sehr große Unterschied zur Einsetzspannung von etwa -20 V spricht aber für eine sehr gestörte Grenzfläche zum Dielektrikum. Die Beweglichkeit ist mit 0,39 cm^2/Vs vergleichsweise niedrig. Durch Ausheizen bei etwa 100 °C an Atmosphäre erhöht sie sich auf 0,87 cm^2/Vs, die Schwelle verschiebt sich gleichzeitig auf unter -25 V. Dieses sehr instabile Verhalten der Schwelle bzgl. erhöhter Temperatur könnte durch die Abgabe von Sauerstoff verursacht werden. Der an der Oberfläche der Körner adsorbierte Sauerstoff bindet eingefangene Elektronen. Seine Abgabe beim Ausheizen würde die verarmende Wirkung der Korngrenzen, wie auch ihre energetische Barrierenhöhe im Leitungsband verringern und so die tendenzielle Änderung von Schwelle und Beweglichkeit erklären. Bei Transistoren aus ZnO-*Nanoröhren*, die eine im Verhältnis zum Querschnitt des Kanals sogar größere Oberfläche aufweisen als polykristalline Dünnschichten, wird ein deutlicher Einfluss des Sauerstoff-Hintergrunddrucks auf Schwelle und Beweglichkeit erkannt [65].

Eine weitere Erhöhung der Beweglichkeit ist nur durch Minimierung des Einflusses der Korngrenzen denkbar, zum Beispiel durch Reduzierung der Kanallänge von hier $L = 200\,\mu m$ oder Erhöhung der Schichtdicke des Kanals. Gleichzeitig ist aber eine weitere Senkung der Schwelle zu erwarten [66].

Verwendet man mit SnO_2 ein anderes primäres TSO zur Herstellung eines polykristallinen TFTs, so zeigt sich die hohe Dotierung noch deutlicher als beim ZnO. In Bild 4.4 oben wird die entsprechende Transfercharakteristik in der Form $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$ dargestellt. Sie zeigt

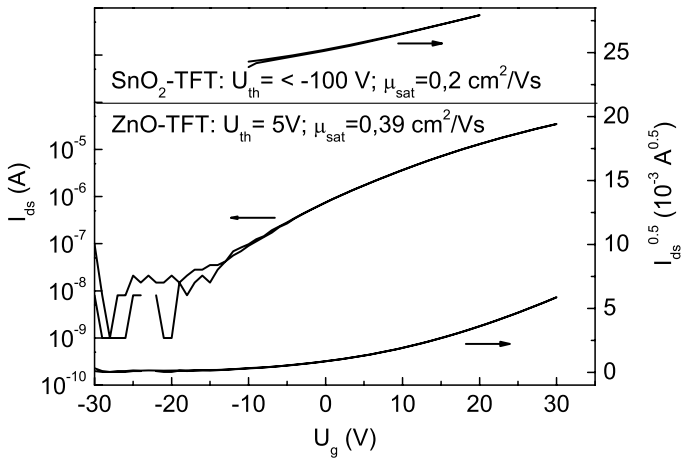


Abbildung 4.4: Transfercharakteristika von transparenten TFTs mit bei 350 °C durch PAPLD abgeschiedenen TSO-Kanälen, oben im Bild aus SnO_2, unten ZnO.

zwar einen klaren Feldeffekt, die durch Extrapolation des linearen Anstiegs zu kleineren Strömen hin abschätzbare Schwellspannung liegt jedoch unter -150 V. Die Beweglichkeit beträgt etwa 0,2 cm^2/Vs. Eine Charakterisierung des TFTs bei Gatespannungen im Bereich der Schwelle würde die Durchschlagfestigkiet des Dielektrikums deutlich übersteigen. Daher kann über Einsetzspannung, Subthreshold-Verhalten oder Aus-Strom keine Aussage gemacht werden. Eine Verarmung des Kanals durch die Korngrenzen wird im Fall des mit PAPLD abgeschiedenen SnO_2 weniger auffällig als beim ZnO. Es ist aber bekannt, dass die beschriebene Strategie einer Verringerung der Schichtdicke auch beim SnO_2 zur Verarmung des Kanals führt, allerdings erst bei noch geringeren Dicken und nach Ausheizen (RTA) bei 600 °C in Sauerstoff. Für 10 nm dicke Kanäle mit $W/L = 5$ werden so Schwellspannungen von +10 V erreicht, jedoch bei Einsetzspannungen von -20 V und Beweglichkeiten von 0,8 cm^2/Vs [67]. Diese Daten sind vergleichbar mit den beschriebenen ZnO-TFTs dünner Kanäle.

Zusammenfassend ist für mit PAPLD bei 350 °C abgeschiedene Dünnschichten der primären TSOs ZnO und SnO_2 eine hohe Dotierung erkennbar, die jedoch, wenigstens im Fall des ZnO, durch den Einfluss der Korngrenzen maskiert werden kann. Eine Wirksamkeit des geschilderten technologischen Ansatzes der Zugabe eines Sauerstoffplasmas zur Reduzierung der durch Sauerstoffdefizit bedingten Dotierung in der Schicht kann mit diesen Materialien nicht bewiesen werden. Die sich ergebenden TTFTs sind wegen ihres ungünstigen Schwellverhaltens für Displayanwendungen praktisch unbrauchbar.

4.3 ZTO-TFTs in der Teststruktur

Die Problematik des inhomogenen Verhaltens polykristalliner Kanäle in TFTs ist in 2.2 ausführlich beschrieben worden. Im Fall der durch PAPLD hergestellten TFTs auf Basis von ZnO und SnO_2 kommen nun noch ausgesprochen ungünstige Bauelementeigenschaften hinzu. Die große Oberfläche scheint eine Sauerstoffabgabe schon bei niedrigen Temperaturen zu begünstigen. Es ist denkbar, dass diese Eigenschaft schon während der Abscheidung bei typischerweise 350 °C das vollständige Oxidieren erschwert und die hohe Ladungsträgerdichte somit auch eine Folge der Polykristallinität ist.

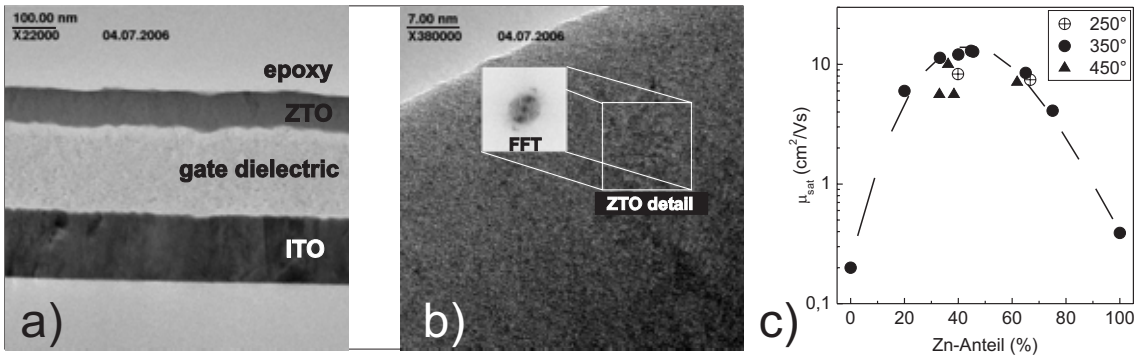


Abbildung 4.5: TEM-Aufnahme einer mit PAPLD abgeschiedenen Zink-Zinnoxid-Schicht auf ITO/ATO a). Detailansicht vom ZTO mit FFT-Spektrum b) Beweglichkeiten von TFTs dieses Materialsystems in Abhängigkeit von Temperatur und Komposition c).

Die Bildung eines amorphen Materials aus beiden Oxiden, des TAOS Zink-Zinnoxid ist zunächst schon deshalb sinnvoll, weil es eine Analyse der Wirkung des Sauerstoff-Plasmas an einer amorphen Schicht ermöglicht. Es ist anzunehmen, dass der Einfluss auf die Struktur der Schicht hier nur gering ausfällt, die Wirkung also tatsächlich dem Volumen zugeordnet werden kann. Man mischt also beide Oxide in Konzentrationen, die erfahrungsgemäß zur Bildung amorpher Schichten führen. Dies ist etwa ein Zink-Anteil [Zn]/([Zn]+[Sn]) zwischen 20 % und 80 % im Pellet. Die Amorphizität einer so auf ITO/ATO abgeschiedenen ZTO-Schicht wird durch Bild 4.5 a) und b) belegt. Amorphe Schichten, wie das ganz unten liegende SiO_2-Substrat besitzen eine homogene Helligkeit. Auffällig wird die geringe Rauheit dieses Substrats, insbesondere verglichen mit der Grenze zwischen ITO und ATO. Das ITO weist nicht nur klare Dichteschwankungen auf, die für eine polykristalline Struktur sprechen, es ist innerhalb der gezeigten Schichtenfolge auch die Schicht der mit Abstand höchsten Rauheit. Die Unebenheiten bilden sich bis zur Oberfläche des ZTO ab. Von diesem Effekt abgesehen erscheint das ZTO selbst sehr glatt und amorph. Die Detailaufnahme in Teilbild 4.5 b) zeigt auch auf einer Skala weniger Nanometer keine

Dichteschwankungen, das FFT-Spektrum des Bildes *(engl. Fast Fourier Transformation)* bestätigt das Fehlen ausgeprägter Periodizitäten und zeigt das Verhalten einer fast ideal amorphen Schicht.

Die Eigenschaften der zugehörigen Dünnschichttransistoren mit amorphem ZTO-Kanal (also einem Zinkanteil zwischen etwa 20 % und 80 %) sind mit denen der beschriebenen polykristallinen TFTs kaum vergleichbar. Sofern die Substrattemperatur hoch genug gewählt ist, liegen die Schwellspannungen typischerweise im Bereich von -2 V bis +2 V, die Einsetzspannungen nur wenige Volt tiefer. Die Beweglichkeiten folgen bei der Substrattemperatur von 350 °C einem einfachen in Teilbild 4.5 c) dargestellten Zusammenhang. Bei einem Zinkanteil zwischen 30 % und 60 % werden Werte über 10 cm^2/Vs erreicht. Der wesentliche Nachteil des Materialsystems ZTO besteht in der Tatsache, dass eine Abscheidung der Kanäle bei Raumtemperatur nicht zu den gewünschten Eigenschaften der Bauelemente führt. Wie hoch die Substrattemperatur mindestens zu wählen ist, um eine Verarmung bei adäquaten Gatespannungen zu gewährleisten, hängt stark von der Komposition des Halbleiters ab, wie es durch Bild 4.6 dargestellt wird. Zinnarme TFTs können bereits bei 150 °C hergestellt werden, während zinnreichere Kanäle erst bei einer Substrattemperatur von 350 °C mit niedrigen Gatespannungen vollständig ausgeschaltet werden können. Mit Ausnahme der Abscheidung des Kanals wird im Rahmen dieser Arbeit keine weitere Hochtemperatur-Behandlung der Bauelemente durchgeführt, insbesondere kein Ausheizen nach der Abscheidung.

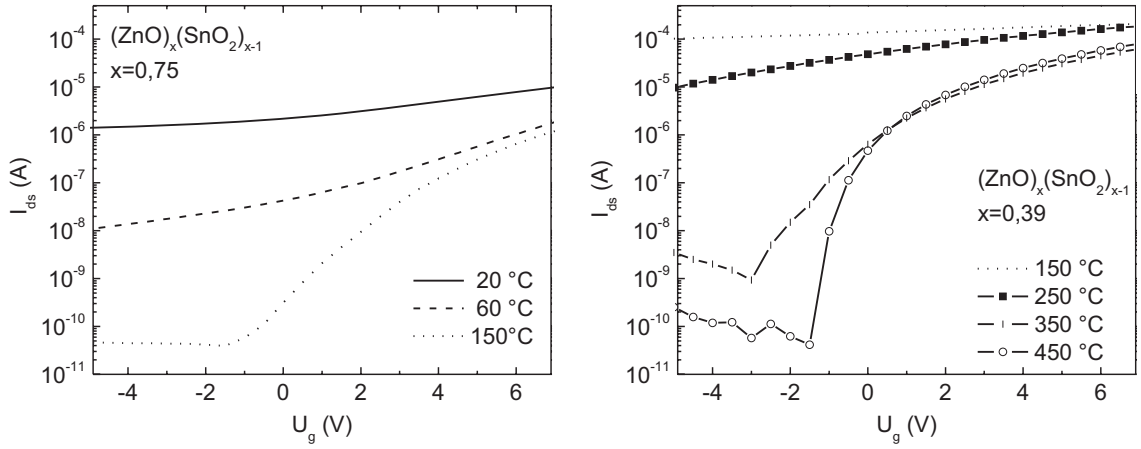


Abbildung 4.6: Verarmung der transparenten ZTO-TFTs bei niedrigen Gatespannungen in Abhängigkeit der Substrattemperatur für zinnarme (links) und zinnreiche Schichten (rechts).

Durch *reaktives Sputtern* bei 175 °C hergestellte ZTO-Kanäle bringen erst nach Ausheizen bei 300 °C bis 600 °C in Luft die gewünschten Bauelementeigenschaften hervor. Die

höhere Ausheiztemperatur führt dabei zu einer höheren Beweglichkeit, aber auch zu einer Senkung der Einsetzspannung. Ab etwa 650 °C kommt es zum Entstehen schmaler Spitzen im XRD-Spektrum, die für die zunehmende Ausbildung polykristalliner Phasen spricht [29]. Zum Teil werden Ausheiztemperaturen bis 700 °C angewandt [42]. Bei gleicher Ausheiztemperatur führt ein höherer Zinngehalt zu einer stärkeren Verringerung der Einsetzspannung [38].

Die Notwendigkeit der Anwendung höherer Prozeßtemperaturen ist vor allem für die Substratwahl eine nachteilige Einschränkung. Eine Abscheidung von ZTO-TFTs auf einer flexiblen Polyimid-Folie wurde bereits durch Nutzung eines Ausheizprozesses bei 250 °C demonstriert, die maximale Prozesstemperatur betrug dabei 300 °C [37].

Die PAPLD ermöglicht prinzipiell eine Fertigung von ZTO-TFTs mit der maximalen Prozesstemperatur von 150 °C und liegt damit deutlich günstiger als die bisher durch Anwendung reaktiven Sputterns erreichten Werte. Eine Herstellung flexibler ZTO-TFTs mit diesem Verfahren ist daher leicht realisierbar. Dennoch wird sich bei genauerer Analyse der Stabilitätseigenschaften transparenter ZTO-TFTs zeigen, dass ein günstiges Schwell- und Sperrverhalten des TFTs bei Gatespannungen niedrigen Betrages nicht die einzige Eigenschaft eines solchen Bauelementes ist, die die Anwendung hoher Prozeßtemperaturen erfordert. In noch deutlicherer Weise wird sich in Abschnitt 4.3.3 die *Lichtempfindlichkeit* als temperaturabhängig herausstellen. Diese Problematik wird sich nahezu unabhängig von der Komposition ergeben. Sie wird letztlich zu der vorläufigen Einschätzung führen, dass ein transparentes OLED-Display auf Basis von mit PAPLD abgeschiedenem ZTO auf Glas und nicht auf Folie zu realisieren ist.

4.3.1 Wirkung des Sauerstoff-Plasmas

Bei den TFTs mit polykristallinen Kanälen konnte, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, keine eindeutige Wirkung der Sauerstoff-Plasmaquelle auf die Bauelemente festgestellt werden. Zum einen fällt die in diesem Zusammenhang erwartete Reduzierung der Dotierung gering aus. Außerdem unterliegt die freie Ladungsträgerdichte im Kanal und damit die Schwelle des TFTs einem starken Einfluß der Korngrenzen so dass eine Änderung dieser Größen durch Einsatz der Plasmaquelle nur schwer dem Volumen zugeordnet werden könnte. Vielmehr muss man davon ausgehen, dass die Plasmaquelle die Struktur der Dünnschicht beeinflusst.

Für mit PAPLD bei 350 °C abgeschiedene ZTO-Schichten eines Zinkanteils von etwa 37 % führt die Abscheidung ohne Einsatz der Plasmaquelle bei sonst identischen Prozeßbedingungen zu einer Senkung des Zinkanteils um mehr als ein Drittel auf 24 %. Diese

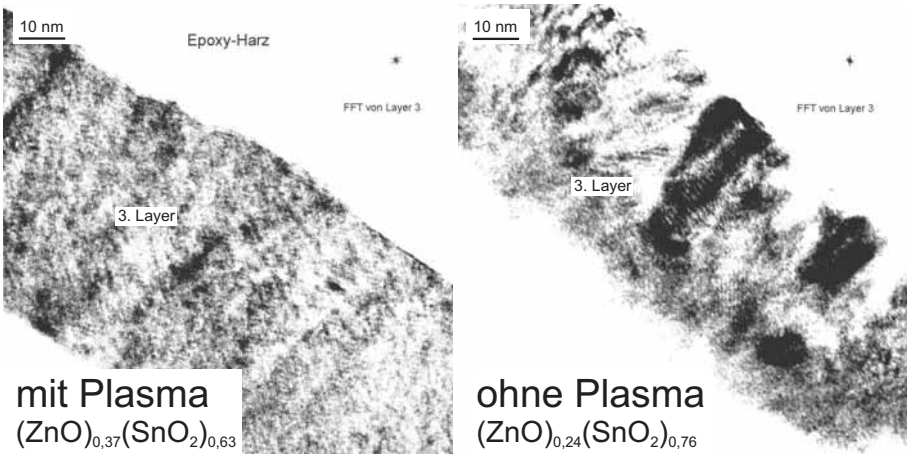


Abbildung 4.7: TEM-Aufnahmen von ZTO-Schichten nahezu identischer Zusammensetzung auf ITO/ATO, die mit bzw. ohne Plasma abgeschieden wurden.

starke Beeinflussung ist unabhängig von einer Alterung des Pellets und konnte auch mit verschiedenen Schichtdicken vielfach reproduziert werden. Für die Struktur bedeutet die starke Abnahme des Zinkanteils bis in den Bereich von etwa 20 %, wie bereits erwähnt, eine Abnahme der glasbildenden Wirkung und folglich eine Verringerung der Amorphizität der Schicht, wie in Bild 4.7 leicht zu erkennen ist. Zwar ist in beiden Fällen deutlich die Wirkung der Glasbildung zu erkennen, jedoch weist die mit PAPLD abgeschiedene Dünnschicht eine deutlich homogenere Struktur auf. Will man den Einfluß der Plasmaquelle auf $(ZnO)_x(SnO_2)_{1-x}$-Schichten mit $x < 0,4$ prüfen, so ergibt sich ein ähnliches Problem wie das oben beschriebene. Etwaige Auswirkungen auf das ZTO-Volumen können durch eine veränderte Morphologie maskiert werden.

Die Transfercharakteristiken der zu den TEM-Aufnahmen zugehörigen TFTs sind in Abbildung 4.8 in der $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$-Darstellung gezeigt. Der wesentliche Unterschied besteht in der um mehr als zwei Größenordnungen niedrigeren Beweglichkeit des ohne Plasma hergestellten TFTs. Dieser starke Effekt ist nicht allein auf die veränderte Komposition zurückzuführen, wie ein Blick auf Teilbild 4.5 c) belegt.

Führt man ein identisches Experiment bei $x = 0,64$ durch, so stellt man fest, dass sich die Komposition beim Übergang zur PLD ohne Plasma um nur etwa 3 % auf $x = 0,62$ verringert. Das Phänomen der Veränderung der Komposition ist also von der Komposition selbst abhängig und fällt hier um etwa eine Größenordnung geringer aus als beim vorhergehenden Experiment. Beide Werte sind praktisch identisch und liegen jeweils günstig, um eine sehr hohe Amorphizität zu gewährleisten. Folglich können die in Bild 4.9 dargestellten unterschiedlichen Eigenschaften der zugehörigen TFTs nun hauptsächlich dem Volumen

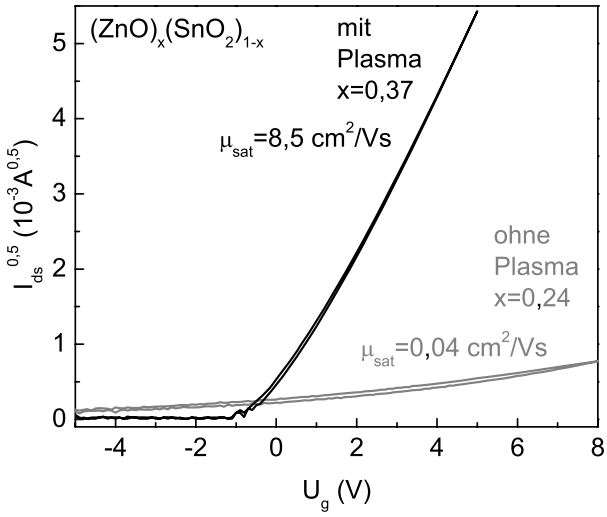


Abbildung 4.8: Transfercharakteristiken der zu den in Abbildung 4.7 gezeigten Schichten zugehörigen transparenten TFTs in der $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$-Darstellung.

des Halbleiters zugeordnet werden. Gezeigt sind jeweils die Transfercharakteristiken von vier Bauelementen auf weit auseinanderliegenden Positionen innerhalb des 17 x 17 mm^2 großen Substrats. Alle Kennlinien wurden zur Abschätzung der Hysterese mit steigenden und fallenden Gatespannungen gemessen. Zunächst ist bemerkenswert, dass sich die Beweglichkeit in beiden Fällen kaum unterscheidet. Zinkreichere ZTO Schichten erreichen bei einer Abscheidung mit der PLD ohne Plasma also wesentlich höhere Beweglichkeiten als zinkarme, weisen allerdings eine bei gleichen Messbedingungen um etwa zwei Größenordnung stärkere Hysterese im Bereich von 10 V auf. Auffällig wird darüber hinaus die hohe Inhomogenität des Verhaltens der ohne Plasma abgeschiedenen Bauelemente auf dem Substrat und die deutlich reduzierten Einsetz- und Schwellspannungen, sowie der hohe Aus-Strom und die nicht dargestellte hohe Lichtempfindlichkeit, die eine Messung in völliger Dunkelheit erforderlich macht. Durch das Sauerstoff-Plasma wird eine erhebliche Verbesserung der Bauelemente erreicht, die aus der Verringerung der Ladungsträgerdichte, vor allem aber der Störstellendichte im Kanal und an der Grenzfläche zum Dielektrikum resultiert.

Die angegebenen, nahezu identischen Kompositionen stammen aus EDX-Messungen. Um eine etwaige Abhängigkeit des Zinkanteils von der Tiefe im Kanal, also der Position in Wachstumsrichtung zu erkennen, wurde an den Kanälen zusätzlich eine ESCA-Messung durchgeführt. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Bild 4.10 dargestellt. Auffällig ist die Tatsache, dass die absoluten Mittelwerte stark von den Resultaten der EDX-Messung abweichen, allenfalls die unmittelbar an der Oberfläche des Kanals ermittelten Messwerte

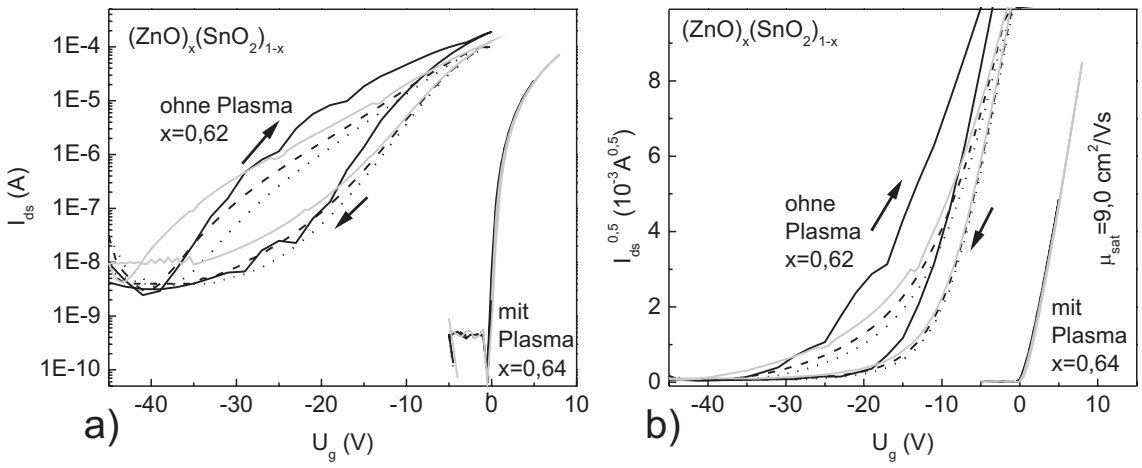


Abbildung 4.9: Transfercharakteristiken von TFTs deren Kanäle bei 350 °C durch PLD bzw. PAPLD hergestellt wurden, a) logarithmische Darstellung von $I_{ds}(U_g)$ und b) lineare Auftragung von $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$.

mit dem EDX-Resultat übereinstimmen. Da EDX eine Analyse der mittleren Komposition bis in sehr tief liegende Schichten erlaubt und die damit erhaltenen Werte stets gut mit Pelletzusammensetzungen und Abscheidebedingungen korrelieren, soll bei der Bewertung der ESCA-Ergebnisse weniger der absolute Mittelwert, als vielmehr die relative Änderung des Zinkanteils über der Wachstumsrichtung von Interesse sein. Während sich bei dem mit Plasma hergestellten Kanal ein harmonischer, möglicherweise von einem pulsieren der Plasmaleistung herrührender Verlauf ergibt, nimmt bei der ohne Plasma abgeschiedenen Schicht der Zinkanteil bis in sehr tiefe Bereiche monoton zur Oberfläche hin ab. Dieses Verhalten könnte ein Hinweis auf interstitielles also ungebundenes Zink sein, das bei der typischen Abscheidetemperatur von 350 °C zur Oberfläche diffundieren und dort abdampfen kann. Der Vergleich des auf die Stöchiometrie bezogenen Sauerstoffanteils ([O]/[Zn]+2[Sn]) führt im Rahmen der Meßungenauigkeit weder für EDX noch für ESCA zu einem detektierbaren, durch den Einsatz des Plasmas hervorgerufenen Unterschied.

Die Eigenschaft der hohen Lichtempfindlichkeit könnte mit einer erhöhten Absorption im sichtbaren Spektralbereich erklärt werden. Bei einer Schichtdicke der Kanäle von 50 nm ist diese jedoch nur schwer detektierbar. Da in der Nähe von $x = 0,64$ mit dem Plasma nur eine geringe Variation der Komposition einhergeht, wird diese Komposition zur Abscheidung 1 μm dicker Schichten ausgewählt. Diese 20-fache Schichtdicke zeigt, wie in Bild 4.11 dargestellt, einen schon mit dem Auge erkennbaren Unterschied der Absorption.

Die Spektren zeigen eine im sichtbaren Spektralbereich, insbesondere bei Wellenlängen unter 600 nm, deutlich erhöhte Absorption der ohne Plasma abgeschiedenen Schicht, ob-

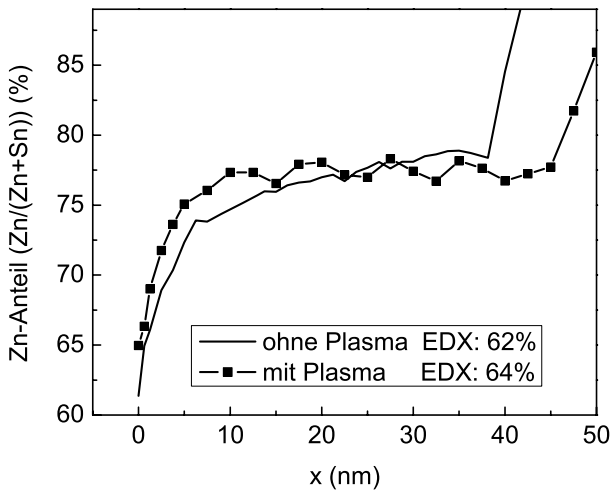


Abbildung 4.10: Ergebnis der tiefenaufgelösten ESCA-Analyse des Zinkanteil beider Kanäle.

gleich beide Messungen sehr stark durch Interferenz beeinflusst sind. Für PAPLD-ZTO der Schichtdicke 1 μm (der 20-fachen Kanaldicke) ergibt sich demnach eine Transmission von im Mittel 90 %. Ebenso verhält es sich mit Raumtemperatur-PLD AZO-Kontakten gleicher Dicke. Die Transmission eines transparenten TFTs, wie im Bild 6.5 auf Seite 126 gezeigt, wird folglich nicht durch Absorption, sondern durch die Reflexion der Dünnschichtanordnung limitiert.

das Abflachen des Absorptionsspektrums der ohne Plasma abgeschiedenen Schicht ist bei der vergleichbaren Morphologie durch das Vorhandensein von Störstellen innerhalb des Bandabstandes zu erklären. Laut Van-der-Pauw-Messung besitzt die 1 μm dicke PAPLD-ZTO-Schicht, eine Leitfähigkeit von $2,1 \cdot 10^{-2}$ S/cm. Aufgrund ihrer geringen Ladungsträgerdichte ist eine Hall-Messung nicht möglich, mit der Sättigungsfeldeffektbeweglichkeit $\mu_{sat} = 9,0\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ des entsprechenden TFTs, nach Bild 4.9 b und der für das Volumenmaterial des Kanals üblichen Abschätzung $\mu_{sat} < \mu$ ergibt sich eine Ladungsträgerdichte von $n < 1,4 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die ohne Plasma abgeschiedene Schicht besitzt eine Leitfähigkeit von 23 S/cm und eine Hall-Beweglichkeit von 14,6 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ bei der Ladungsträgerdichte von $9,8 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Die angesprochenen Störstellen führen also nicht nur zur Absorption, sondern auch zur Dotierung.

Die starke Reduzierung von Absorption und Dotierung, ebenso wie der Störstellendichte bestätigen die Richtigkeit der in Abschnitt 3.1.5 beschriebenen Überlegung bei Einführung der PAPLD zur Überwindung eines für die reine PLD zur erwartenden Defizits an Sauerstoff. Es sei verallgemeinernd vorweggenommen, dass bei allen anderen untersuchten TAOS durch PAPLD deutlich günstigere Schwellen erreicht werden konnten als bei den polykri-

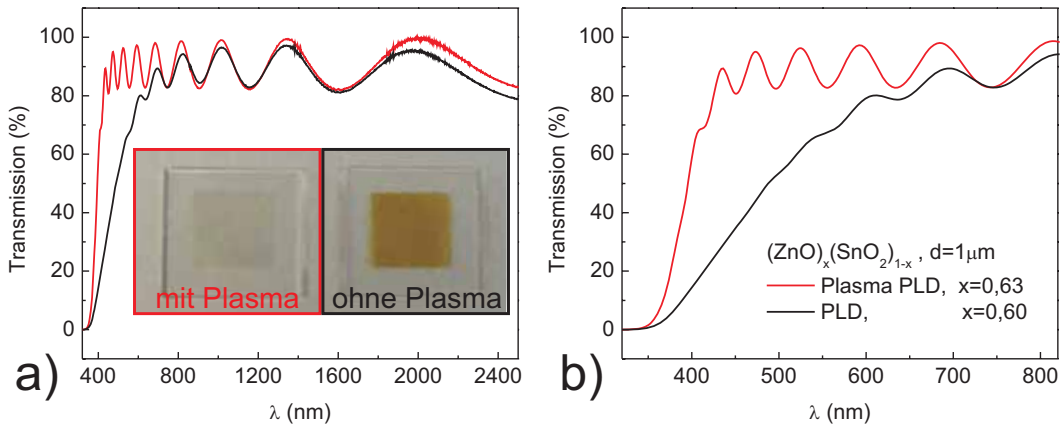


Abbildung 4.11: Foto und Absorptionsspektren von 1 μm dicken ZTO-Schichten, die mit PAPLD ($x = 0,63$) bzw. PLD ($x = 0,60$) bei jeweils 350 °C abgeschieden wurden.

stallinen TFTs ihrer primären Oxide. Es wird deshalb als wahrscheinlich angesehen, dass die in Abschnitt 4.2 beschriebene geringe Wirkung der Sauerstoff-Plasmaquelle durch die polykristallinen Morphologie dieser Schichten bedingt ist. Der Nachweis einer deutlichen Reduzierung der Ladungsträgerdichte an 1 μm dicken amorphen Schichten schließt nicht nur den Einfluss von Korngrenzen aus, sondern minimiert auch den Anteil der der Atmosphäre ausgesetzten Oberfläche und spricht somit für reale Dotierung im Bereich niedriger $10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ und damit etwa drei Größenordnungen geringer als ohne Plasma.

Es bleibt aber auch zu erwähnen, dass diesen sehr günstigen Erscheinungen im Zusammenhang mit der PAPLD kein eindeutiger Nachweis über den effizienteren Einbau von Sauerstoff in die Schicht zugeordnet werden kann. Die Konzentration von Sauerstoff scheint bei PLD bzw. PAPLD nahezu identisch. Allerdings existieren Beobachtungen, die auf das Entstehen nichtgebundenen, interstitiellen Zinks bei der Abscheidung mit PLD hinweisen. Der Verlauf der ESCA-Messung weist bei der PLD-Schicht auf eine Zinkdiffusion zur Oberfläche hin. Diese Diffusion und das Abdampfen an der Oberfläche könnten die stets verringerte Zinkkonzentration bei Abscheidung ohne Plasma erklären. Im ZnO ist interstitielles Zink die beweglichste der vier möglichen Störstellen, seine Diffusion findet bevorzugt über die Korngrenzen statt [68]. Die deutliche Abhängigkeit des besagten Phänomens von der Komposition könnte sich durch unterschiedliche Diffusionskoeffizienten für Zink in ZnO und SnO_2 ergeben. Die Zinkdiffusion könnte bei zinkarmen ZTO-Schichten auch infolge der besprochenen geringeren Amorphizität und einer so ermöglichten Diffusion über Korngrenzen erhöht werden.

Die Experimente zur Analyse der mikroskopischen Wirkung des Sauerstoff-Plasmas sind zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit nicht abgeschlossen. In diesem Rahmen soll

uns die günstige Wirkung des Plasmas auf alle untersuchten Eigenschaften genügen, da wir uns im folgenden ausschließlich mit durch PAPLD hergestellten TFTs befassen werden.

4.3.2 Stabilität gegen Bias-Stress und Temperatur

Mit PAPLD hergestellte ZTO-TFTs sollen in den folgenden Abschnitten auf ihre Stabilitätseigenschaften überprüft werden. Die Grenzfläche des Kanals zum Dielektrikum und das Dielektrikum selbst besitzen einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität des TFTs. Da das ITO/ATO Substrat an der Oberfläche, die später die entscheidende Grenzfläche zum Kanal bildet, mit durch ALD abgeschiedenem Al_2O_3 beschichtet ist, werden die im folgenden an Teststrukturen gewonnenen Ergebnisse als auf die miniaturisierte Bauweise mit strukturiertem Gate übertragbar eingeschätzt, die ebenfalls mit ALD abgeschiedenes Al_2O_3 als Dielektrikum verwendet.

Bias-Stress beeinflusst das Verhalten realer TFTs. Schon der kurzzeitige mit der Messung einer Transfercharakteristik verbundene Stress ist für das Subthreshold-Verhalten des Bauelementes und seine Hysterese verantwortlich. Ebenfalls kann eine langfristig angelegte DC-Gatespannung unter anderem zu einer makroskopischen Verschiebung der Kennlinie führen, die insbesondere bei aktiven OLED-Treibern sehr problematisch ist und nur unter erheblichem technischen Aufwand ausgeglichen werden kann. Bei TFTs auf Basis amorphen Siliziums ist dieses Verhalten bereits ausführlich untersucht worden [69–71]. Auch hier besteht der dominierende Einfluss von Bias-Stress in der Verschiebung der Kennlinie. Eine positive Gatespannung führt ausschließlich zu einer positiven Verschiebung der Kennlinie.

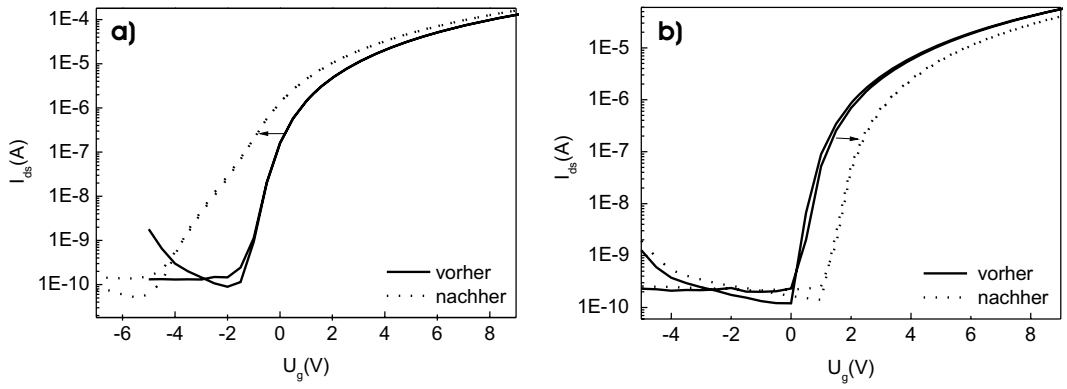


Abbildung 4.12: Transfercharakteristik zweier TFTs unterschiedlicher Komposition jeweils vor und nach Bias-Stress mit $U_g = 10\,\mathrm{V}$ für 16,7 h.

Bei der systematischen Untersuchung der Stabilität von ZTO-TFTs in der Teststruktur,

wird zunächst der Einfluss etwaiger Beleuchtung, welcher im folgenden Abschnitt 4.3.3 separiert betrachtet werden soll, ausgeschlossen. Die Messung der Transfercharakteristiken erfolgt dafür in einer geschlossenen Messbox, zunächst ohne zwischen den Messungen Bias-Stress anzulegen. Die Parameter Schwelle und Beweglichkeit werden durch einen Fit-Algorithmus gemäß Gleichung 2.7 aus der weit im Sättigungsbereich gemessenen Transfercharakteristik ermittelt. Auch bei einer starken Verringerung der Schwelle muss der TFT für die gesamte Messung in der Sättigung bleiben. Dies wird solange fortgesetzt, bis sich die vom Messprogramm ermittelte und über der Zeit aufgetragene Schwelle von Messung zu Messung nicht mehr ändert. Auch eine etwaige durch Messung der Transfercharakteristiken verursachte Schwellverschiebung ist so bereits sicher abgeschlossen. Die Messungen dauern ca. 10 s und werden alle 100 s wiederholt. Zwischen den Messungen wird der TFT von nun an einem Bias-Stress ausgesetzt. Vorexperimente ergaben für eine zwischen Source und Drain angelegte Spannung und insbesondere für einen Stromfluss durch den Transistor eine sehr geringe Auswirkung auf den TFT. Eine Instabilität des Verhaltens wird praktisch ausschließlich durch eine zwischen Gate und Source angelegte Spannung verursacht. Da die TFTs mit Schwellen nahe 0 V bereits durch negative Gatespannungen vergleichsweise geringen Betrages ausgeschaltet werden können, steht die Auswirkung einer positiven Gatespannung im Mittelpunkt des Interesses. Bei den Experimenten an ZTO-TFTs unterschiedlicher Komposition und Substrattemperatur bei der Herstellung des Kanals wird eine Spannung von $U_g = 10\,\mathrm{V}$ verwendet, die Messbedingungen sind identisch.

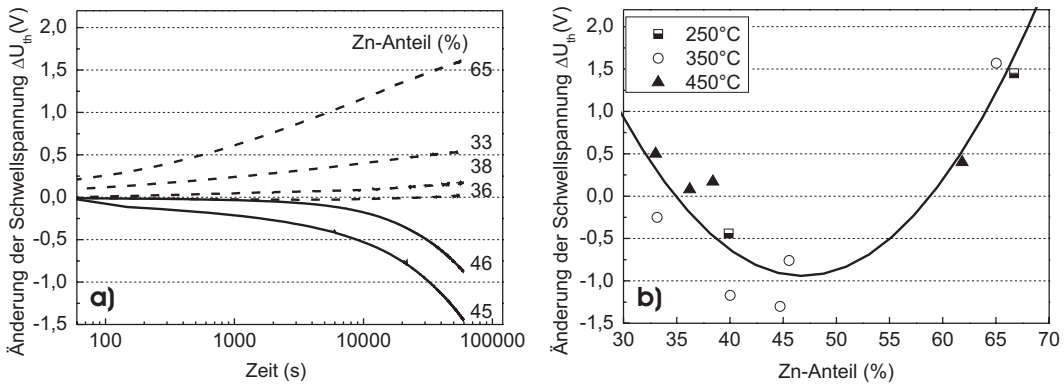


Abbildung 4.13: Gesamtverschiebung ΔU_{th} der Schwelle untersuchter ZTO-TFTs nach dem Bias-Stress mit $U_g = 10\,\mathrm{V}$ für eine Zeitspanne von 16,7 h in Anhängigkeit ihrer Komposition a) mit den zugehörigen zeitlichen Verläufen b).

Nach 16,7 h unter dem genannten Bias-Stress kann bei ZTO-TFTs, wie in Abbildung 4.12 dargestellt, neben der schon von amorphen Silizium bekannten Erhöhung der Schwelle bei bestimmten Bauelementen auch eine Verringerung selbiger auftreten [40]. Die Gesamt-

verschiebung der Schwelle nach dem Bias-Stress mit $U_g = 10\,\mathrm{V}$ für eine Zeitspanne von 16,7 h sei mit ΔU_{th} bezeichnet. Sowohl Vorzeichen als auch Betrag dieser Größe hängen gemäß Bild 4.13 b) hauptsächlich von der Komposition des ZTO-Kanals ab. Die Werte von ΔU_{th} liegen zwischen -1,4 V und +1,5 V. Bei Zink-Anteilen zwischen 36 % und 65 % kommt es zu einer Verringerung der Schwellspannung, andernfalls zu einer Erhöhung. Für ein Verständnis der Ursachen des beschriebenden Verhaltens ist der in Abbildung 4.13 a) dargestellte zeitliche Verlauf der Entwicklung der Verschiebung sehr hilfreich. Aufgrund des Auftretens verschiedener Tendenzen müssen insgesamt mindestens zwei Phänomene mit tendentiell unterschiedlichem Einfluss auf die Schwelle existieren, die eventuell durch ihre Geschwindigkeit unterscheidbar sind. Beim Zeitverlauf ist folglich vor allem die kurze Zeitspanne nach Einschalten des Bias-Stress von Interesse, welche in der logarithmischen Darstellung in Bild 4.13 a) schon wegen des Fehlens eines Ursprungs der Zeitachse ausgeblendet wird. Aus diesem Grund sind in Bild 4.14 die Verläufe bei Zinkanteilen von 33 % bzw. 46 % für die ersten 2000 s auf einer linearen Zeitachse aufgetragen. Die ausgewählten Verläufe sind jeweils typisch für den zeitlichen Verlauf einer Schwellverschiebung zu höheren bzw. niedrigeren Spannungen. Es wird allgemein beobachtet, dass die Verschiebung zu höheren Schwellspannung anfangs sehr viel schneller stattfindet als die Verringerung der Schwelle, nach längerer Dauer unter Stress aber an Dynamik verliert.

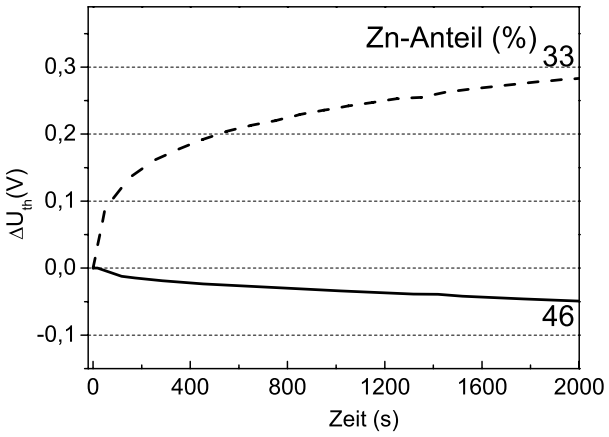


Abbildung 4.14: Zeitliche Verläufe der Schwellverschiebung bei Zinkanteilen von 33 % bzw. 46 %.

Neben dem dominierenden Effekt der Schwellenverschiebung kommt es ebenfalls zu einer leichten Verringerung oder Erhöhung der Beweglichkeit, wie es in Bild 4.15 b) gezeigt wird, typischerweise wird eine relative Änderung der Beweglichkeit von 10 % nicht überschritten. Erstaunlicherweise gibt es keine Korrelation zwischen den Tendenzen der Schwell- bzw. Beweglichkeitsänderung der TFTs. Alle vier Kombinationsmöglichkeiten wurden beobach-

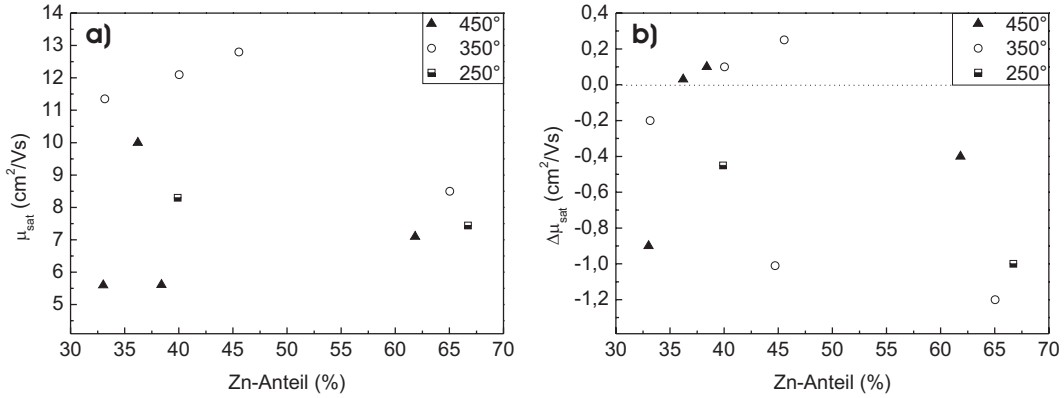


Abbildung 4.15: Anfangsbeweglichkeit untersuchter ZTO-TFTs in Anhängigkeit ihrer Komposition a) und absolute Änderung nach dem Bias-Stress mit $U_g = 10\,\mathrm{V}$ für eine Zeitspanne von 16,7 h b).

tet. Hingegen ist durchaus eine Korrlation der Beträge dieser Änderungen zu verzeichnen. Das heisst, hinsichtlich der Schwelle besonders stabile TFTs sind es auch bezüglich ihrer Beweglichkeit.

Eine weitere durch Bias verursachte Beeinflussung des Verhaltens der TFTs betrifft ihren Subthreshold-Bereich. Die Auswirkung dieses Phänomens für die Schaltungstechnik spielen gegenüber der Schwell- und Beweglichkeitsänderung eine untergeordnete Rolle. Bei den TFTs, die eine Verschiebung der Schwelle zu kleineren Spannungen zeigen, kommt es zu einer noch stärkeren Verringerung der Einsetzspannung. Die Differenz aus Schwell- und Einsetzspannung nimmt also zu, wie es in Bild 4.12 a dargestellt ist. Daraus ergibt sich eine Verschlechterung des Subthreshold-Slopes. Die Tatsache, dass eine Änderung des Subthreshold-Bereiches nur bei der Verringerung der Schwelle auftritt, liefert einen entscheidenden Hinweis auf das Phänomen, dass der Schwellverringerung zugrunde liegt.

Fassen wir die wesentlichen experimentellen Ergebnisse zunächst zusammen. Die entscheidende Wirkung von Bias-Stress mit positiver Gate-Spannung besteht in einer Verschiebung der Kennlinie. Es ist eine Erhöhung der Schwelle möglich, die zeitlich vergleichsweise schnell stattfindet und nicht zu einer Beeinflussung des Subthreshold-Bereiches führt, ebenso eine relativ langsame Verringerung, die den Subthreshold-Bereich deutlich verändert. Für eine Erklärung ist die Betrachtung des in Bild 4.16 dargestellten Bändermodells der Dünnschichttransistoren sinnvoll.

Betrachten wir zunächst den vereinfachten Flachbandfall a). Vom Gate, das uns nur als Kontakt, also Bezug der Spannung U_g, interessiert, soll das Ferminiveau E_F genügen. Ob es durch ein Metall oder, wie in unserem Fall, einen hoch dotierten Halbleiter gebildet wird,

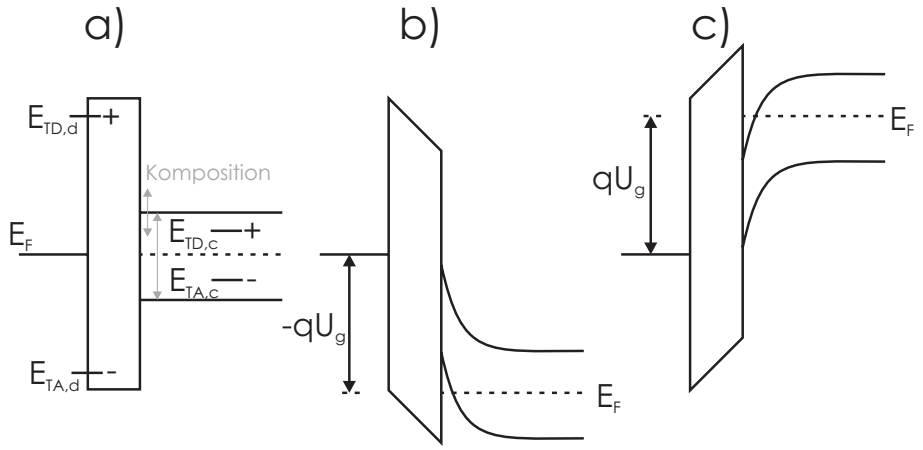


Abbildung 4.16: Bändermodells der Dünnschichttransistoren im Flachbandfall a), gesperrt durch negative Gatespannung b) und angereichert durch positive Gatespannung c).

ist für die Betrachtung unerheblich. In der Darstellung a) besitzt das Material des Gate die gleiche Austrittsarbeit wie der Halbleiter im Kanal. Das an das Gate anschließende Dielektrikum ist durch den innerhalb der Anordnung größten Bandabstand gekennzeichnet. Rechts angrenzend ist der ZTO-Kanal gezeichnet; die Lage des Ferminiveaus symbolisiert eine nur geringfügige n-Dotierung. Im Idealfall befindet sich ohne Anlegen einer Gatespannung keine Nettoladung an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Dielektrikum. Das Fehlen einer Gatespannung bedeutet dann das Vorliegen des Flachbandfalls. Befinden sich an dieser Grenzfläche jedoch lokalisierte Ladungen, so kommt es auch ohne Gatespannung zur Verbiegung des Leitungsbandes. Ist die lokalisierte Nettoladung an der Grenzfläche negativ, so wird das Leitungsband an der Grenzfläche über das Niveau im Volumen des Kanals angehoben, die Grenzfläche hat auf den Transistor einen sperrenden Einfluss, ganz so, als würde der TFT, entsprechend Teilbild 4.16 b ausgehend vom Flachbandfall durch eine negative Gatespannung beschaltet. Natürlich führt eine positive lokalisierte Nettoladung an der Grenzfläche völlig analog zu einer Absenkung des Leitungsbandes, also einer anreichernden Wirkung vergleichbar dem in Teilbild 4.16 c gezeigten Bandverlauf bei positiver angelegter Gatespannung. Die lokalisierte Nettoladung an der Grenzfläche wirkt also wie eine „eingebaute“ Gatespannung, ihre Änderung führt also zu einer Verschiebung der Schwelle. *Die Erhöhung einer positiven lokalisierten Nettoladung an der Grenzfläche zwischen Kanal und Dielektrikum führt zu einer Senkung der Schwelle.*

Nun wollen wir den Ursprung dieser Ladung an der Grenzfläche ergründen. In diesem Zusammenhang sollen vier verschiedene Arten von Störstellen unterschieden werden, von denen jedoch nur zwei zur Erklärung der beobachteten Phänomene notwendig sind. Es sind die donatorartigen Zustände, deren Ionisierungsenergien $E_{TD,d}$ im Dielektrikum bzw.

$E_{TD,c}$ im Kanal energetisch nah am jeweiligen Leitungsband liegt und die energetisch nah am entsprechenden Valenzband liegenden akzeptorartigen Zustände, mit den Ionisationsenergien $E_{TA,d}$ im Dielektrikum bzw. $E_{TA,c}$ im Kanal. Die Störstellen können von der Art sein, die auch im Volumen von Kanal bzw. Dielektrikum vorhanden ist oder sie können für die Grenzfläche spezifisch sein. Letztere entstehen zum Beispiel durch offene Bindungen an Oberflächen. Im Allgemeinen werden sich die Zustände aus volumen- und grenzflächenspezifischen zusammensetzen, ihr genauer Ursprung ist aber zum Verständnis der Vorgänge unter Bias-Stress nebensächlich. Im Flachbandfall gilt im nahezu intrinsischen Kanal, wie auch im Dielektrikum $E_{TD,d/c} > E_F > E_{TA,d/c}$, die flachen, also energetisch nah am Leitungs- bzw. Valenzband liegenden Zustände sind ionisiert, die donatorartigen positiv, die akzeptorartigen negativ geladen. Erst wenn sich die entsprechende Relation zum Ferminiveau ändert, können Zustände Ladungsträger aufnehmen. Die Zustände können also zum Trapping von Ladungsträgern führen.

Nun wird also überprüft, welche Zustände durch den Bias einer positiven Gatespannung zu einer Änderung ihrer Ionisierung veranlasst werden könnten. Nach Teilbild 4.16 c wird dabei das Ferminiveau an der Grenzfläche erhöht. Man muss nun bedenken dass qU_g in Wirklichkeit 10 eV beträgt und damit größer als der Bandabstand des Dielektrikums ist. Geht man ferner davon aus, dass ein wesentlicher Teil der Gatespannung über dem Kanal abfällt, so wird leicht vorstellbar, dass die oben genannte Bedingung an der Grenzfläche für die donatorartigen Zustände im Kanal und im Dielektrikum nicht mehr erfüllt ist. Es kommt also an beiden Seiten der Grenzfläche zum Einfang von Elektronen. Die flachen, Elektronen einfangenden Zustände im Kanal werden aber beim Ausschalten des Stress zum Messen der Kennlinie sehr schnell ionisiert. Für die Beeinflussung der Schwelle muss eine Veränderung der lokalisierten Nettoladung an der Grenzfläche längerfristig bestehen bleiben. Es sind die im *Dielektrikum* eingefangenen Elektronen, die dort längerfristig verbleiben. Selbst bei Ionisierung der Störstellen träfen sie nicht auf ein Leitungsband hoher Beweglichkeit und könnten nicht den freien Elektronen im Kanal zurückgeführt werden, um den Prozess des Trappings wieder umzukehren. Sie verbleiben an der Grenzfläche, führen also zu einer Senkung der positiven lokalisierten Nettoladung und nach unserer Vorüberlegung zu einer Erhöhung der Schwelle. Dieser Mechanismus der Schwellerhöhung ist bereits bei den TFTs auf Basis amorphen Siliziums hinreichend dokumentiert [71–74] und kann für den Fall der Schwellerhöhung auf ZTO-TFTs übertragen werden.

Welcher Mechanismus führt aber zu einer Verringerung der Schwelle? Ein Trapping in die akzeptorartigen Zustände des Dielektrikums ist durch den positiven Bias ausgeschlossen. Trapping oder Detrapping-Mechanismen in bereits vorhandene flache Zustände des Kanals können nicht die langsame und langanhaltende Schwellverringerung erklären. Die

Antwort wird ersichtlich, wenn man sich an die mit dem Mechanismus einhergehende Veränderung des Subthreshold-Bereiches und die Ausführungen in Absatz 2.1 zum Entstehen des Subthreshold-Stromes nach [4] erinnert. Demnach werden die bei Gatespannungen zwischen U_{to} und U_{th} erzeugten freien Elektronen im Kanal zunächst getrappt. Inzwischen wissen wir, dass es sich um das Befüllen flacher, ionisierter donatorartiger Zustände handelt, welches durch das infolge der Gatespannung $U_g > U_{to}$ auf $E_F > E_{TD,c}$ erhöhte Ferminiveau ausgelöst wird. Das Ende des Trappings wird durch Erreichen der maximalen Besetzungsdichte der flachen Zustände n_{t0} bei der Schwellspannung $U_g = U_{th}$ gegeben. Diese Größe n_{t0} kann folglich sehr einfach aus der Differenz aus Schwell- und Einsetzspannung ermittelt werden:

$$n_{t0} = \frac{C'}{ed}(U_{th} - U_{to}). \tag{4.2}$$

In unserem Fall liegt eine Verringerung der Schwellspannung jedoch eine noch stärkere Reduzierung der Einsetzspannung vor. Die Differenz beider Größen steigt und damit ebenso die maximale Dichte n_{t0} flacher, Elektronen einfangender Störstellen. Da es aber neben der Verringerung der Einsetzspannung auch zu einer anhaltenden Senkung der Schwellspannung kommt, müssen neben den flachen auch energetisch tiefer gelegene positiv geladene Störstellen im Kanal entstehen. Der Einfluss des Effekts der *„deep state cration“* ist bereits im amorphen Silizium zur Erklärung sehr langsamer Mechanismen diskutiert worden [69]. Physikalisch liegt diesem Prozess das Entstehen von Zuständen im Halbleiter infolge des vom Bias erzeugten hohen elektrischen Feldes zugrunde. Beim Messen der Kennlinie werden zunächst die n_{t0} flachen Störstellen besetzt, die ebenfalls entstandenen tiefer gelegenen, positiv geladenen Zustände bleiben jedoch erhalten. Es kommt also zu einer Schwellverschiebung.

Fassen wir die vorgeschlagene Erklärung zu den Auswirkungen von positivem Gate-Bias auf mit PAPLD hergestellte ZTO-TFTs kurz zusammen. Für die Verschiebung zu höheren Schwellen ist ein schnelles Trappen in bereits vorhandene, langsame Zustände im Dielektrikum verantwortlich. Sie sind auf der Zeitskala der Messung einer Transfercharakteristik nicht in der Lage, das Verhalten des TFTs zu beeinflussen. Der Effekt führt also nicht zu einer Veränderung des Subthreshold-Bereiches, nur zu einer Erhöhung der Schwelle. Er setzt schnell ein, da die Zustände bereits vorhanden sind, ihre begrenzte Anzahl führt zu einer schnellen Abnahme der Wirkung dieses Mechanismus. Für die Verringerung der Schwelle ist das langsame Entstehen positiv geladener Zustände im Halbleiter verantwortlich. Die nah am Leitungsband liegenden Störstellen können dabei, wie beschrieben, den Subthreshold-Bereich beeinflussen, die tiefer liegenden Zustände verschieben die Schwellspannung. Da die genannten Zustände im Kanal erst gebildet werden müssen, setzt der

Mechanismus langsam ein, weil ständig neue Zustände entstehen, wird er im Rahmen der Messdauer unbegrenzt fortgesetzt. Die wesentlichen experimentellen Ergebnisse können mit der beschriebenen Modellvorstellung vollständig erklärt werden.

Eine Erklärung über den Einfluss der Komposition auf die beiden stattfindenden Mechanismen ist zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch völlig spekulativ. Man kann davon ausgehen, dass Austrittsarbeit und Bandabstand des ZTO mit seiner Komposition beeinflussbar sind, wie es die Pfeile in Bild 4.16 a symbolisieren sollen. Ebenfalls wird der Effekt des Entstehens von Störstellen im Halbleiter von dessen Zusammensetzung abhängen. Auffällig ist in dem Zusammenhang, dass dieser Mechanismus gerade bei ideal amorpher Phase im Zuge mittleren Zink-Anteils einen besonders starken Einfluss zeigt. Es bleibt aber unklar, warum das Trapping ins Dielektrikum nicht bei allen Kompositionen auftritt, was im Zuge seiner charakteristischen Zeitabhängigkeit nicht übersehbar wäre. Ebenfalls würde ein dem letzteren überlagertes Entstehen von Störstellen im Halbleiter im Subthreshold-Bereich erkannt. Eine Erklärung über die klare Separation beider Mechanismen in Abhängigkeit von der Komposition bleibt noch zu erbringen.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Hysterese einer Transfercharakteristik ebenfalls vollständig durch den Einfluss von positivem Gate-Bias erklärbar ist. Die erste Messung endet mit hohen positiven Spannungen und führt zu einer leichten Verschiebung, bevor die rücklaufende Messung von eben dieser Verschiebung beeinflusst wird und sich so eine Hysterese ergibt. TFTs, die unter positivem Bias-Stress eine positive Schwellverschiebung zeigen, besitzen unter den gewählten Messbedingungen eine Hysterese von bis zu 100 mV im Uhrzeigersinn. Die Hysterese der übrigen TFTs verläuft entgegen dem Uhrzeigersinn und fällt mit wenigen 10 mV deutlich geringer aus. Inzwischen wissen wir, dass die kurzfristige Generation von Störstellen langsamer ist als das Einfangen von Ladungsträgern ins Dielektrikum und können auch diese Beobachtung leicht erklären. Natürlich hängen die Absolutwerte der Hysterese von den Messbedingungen ab, eine länger andauernde Messung bis zu größeren Gatespannungen bringt eine stärkere Hysterese hervor.

Schaltet man bei den oben beschriebenen Langzeitmessungen den Bias-Stress zwischen den Messungen ab und untersucht weiterhin alle 100 s Schwelle und Beweglichkeit, so findet man stets einen langsamen tendentiellen Rückgang ihrer früheren Änderung. Dies bedeutet aber nicht, dass alle Prozesse vollständig reversibel verlaufen. Lang anhaltender Stress führt auch zu bleibenden Veränderungen, der Rückgang der Größen beträgt hier typischerweise etwa 50 % bis 80 % der Änderung. Ein kurzer Stress ist aber vollständig reversibel und muss es sein, um die beschriebene Messung überhaupt durchführen zu können. Es wurde eingangs erwähnt, dass vor Anlegen des Stress das „Einschwingen“ des TFTs in Dunkelheit stattfand. Dabei wird alle 100 s eine Messung in Vorwärtsrichtung

aufgenommen, bis die Schwelle konstant verläuft, was mehrere Tage andauern kann. Würde die Verschiebung der Schwelle bei der Messung einer Transfercharakteristik, die, wie gesagt, bis zu 100 mV beträgt bis zur nächsten Messung nicht zurückgehen, würden sich je Stunde 3,6 V Verschiebung ergeben. Tatsächlich wird im Rahmen der Messgenauigkeit eine konstante Schwelle festgestellt, also Veränderungen unter 10 mV in mehreren Stunden. Bei sehr kurzem Bias-Stress für Zeiten im Sekundenbereich kann man von einer vollständigen Reversibilität beider Mechanismen ausgehen.

Aus technologischer Sicht ist vor allem die Abhängigkeit der Schwellverschiebung von der Komposition interessant. Bei einem Zink-Anteil von ungefähr 36 % stellt sich nach 16,7 h unter Bias-Stress mit $U_g = 10\,\mathrm{V}$ eine Verschiebung von nur 30 mV ein. Als Ergebnis der Untersuchung zur Stabilität von transparenten ZTO-TFTs wird eine vorher unbekannte tendenzielle Wirkung positiver Gatespannungen beobachtet. Es wird auch eine von keinem anderen Materialsystem bekannte Möglichkeit zum „Einstellen“ der Stabilität gefunden und zur Herstellung bezüglich ihrer Stabilität optimierter TFTs ausgenutzt [40].

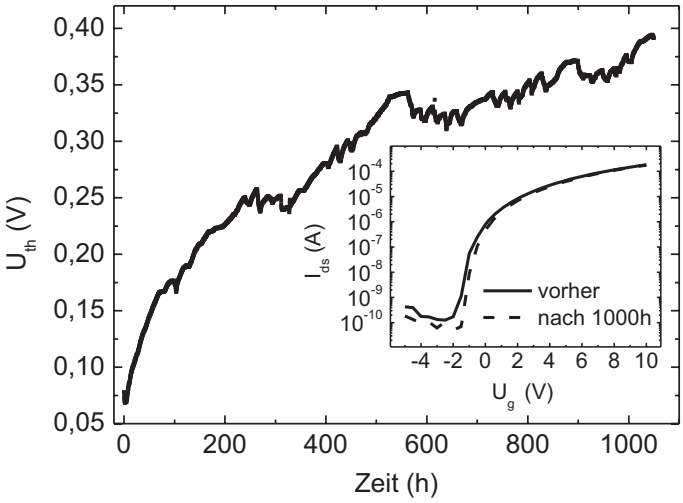


Abbildung 4.17: Verlauf der Schwellverschiebung bei gleichzeitigem Bias von $U_g = 10\,\mathrm{V}$ und $U_{ds} = 10\,\mathrm{V}$ und somit $I_{ds} = 188\,\mu\mathrm{A}$ sowie Transfercharakteristik vor und nach der Messung.

Um die Brauchbarkeit dieses stabilen TFTs unter Stromfluß zu demonstrieren und die anfängliche Aussage über die Vernachlässigbarkeit von Drain-Source-Bias zu untermauern, ist der besagte TFT in einer 1000-h-Messung bei gleichzeitigem Bias von $U_g = 10\,\mathrm{V}$ und $U_{ds} = 10\,\mathrm{V}$ und einem daraus resultierenden Strom von $I_{ds} = 188\,\mu\mathrm{A}$ untersucht worden. Wie in Bild 4.17 dargestellt, kommt es dabei zu einer Schwellverschiebung von nur +320 mV [75]. Bedenkt man, dass der Strom des TFTs mehr als zwei Größenordnungen

höher ist, als der spätere von einem TFT mit ähnlichem W/L zu liefernde OLED-Strom in einem aktiven Pixel, so scheint bei optimierter Beherrschung der Komposition transparenter ZTO-TFTs selbst die Herstellung einfacher Treiberschaltungen nach Bild 5.6 b möglich, die ohne jede Kompensation einer Schwellverschiebung, langfristig eine hohe Zahl unterscheidbarer Graustufen ermöglichen. Unterstützt wird diese Einschätzung durch die extrem niedrige Erhöhung der Beweglichkeit um weniger als 1 %, wie sie dem Bild 4.18 zu entnehmen ist.

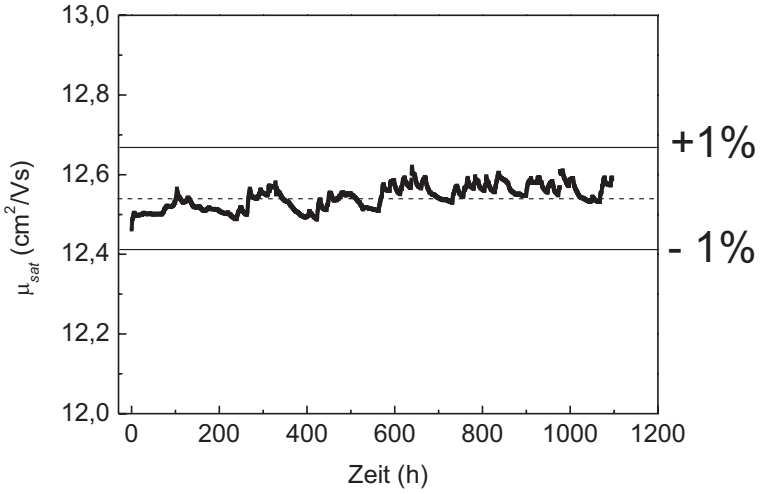


Abbildung 4.18: Verlauf der Beweglichkeit bei gleichzeitigem Bias von $U_g = 10\,\mathrm{V}$ und $U_{ds} = 10\,\mathrm{V}$ und somit $I_{ds} = 188\,\mu\mathrm{A}$.

In den Bildern 4.17 und 4.18 sind jeweils kleine Wellen zu sehen, die von der nicht aktiv stabilisierten Umgebungstemperatur des Experimentes stammen. Erkennbar sind die sechs Wochenenden leicht niedrigerer Temperatur, an der etwas höheren Schwelle und geringeren Beweglichkeit, ebenso die jeweils fünf Werktage zwischen den Wochenenden.

Bei der gezielten Analyse der Wirkung einer Temperaturerhöhung der Umgebung auf die TFTs ergibt sich typischerweise das in in Bild 4.19 dargestellte Verhalten. Die Schwelle verschiebt sich beim Aufheizen auf 80 °C um etwa 370 mV zu kleineren Werten, die Beweglichkeit wird um weniger als 3 % erhöht. Beide Änderungen gehen bei Abkühlung auf Raumtemperatur um etwa 50 % ihres Betrages zurück. Erinnern wir uns daran, dass polykristalline mit PAPLD abgeschiedene ZnO-TFTs auf ähnliche Umgebungstemperaturen mit einer bleibenden Schwellverschiebung um 30 V reagiert haben, so bedeutet die Einführung des ZTO als aktives Material eine Verbesserung der Temperaturstabilität um etwa drei Größenordnungen.

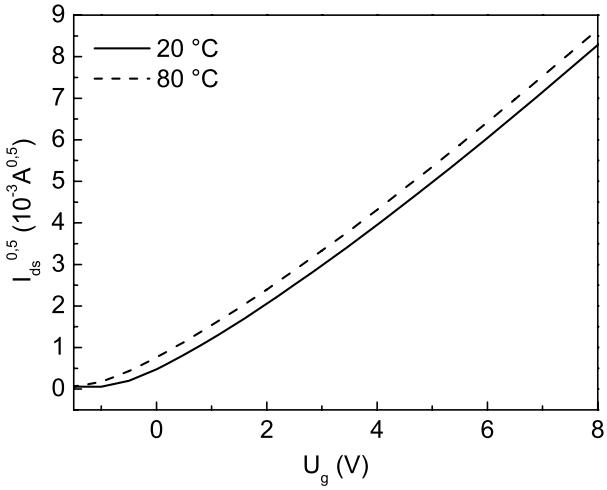


Abbildung 4.19: Transfercharakteristik eines typischen ZTO-TFTs bei Raumtemperatur und bei 80 °C.

4.3.3 Stabilität unter Beleuchtung

ZTO ist ein transparentes Material mit großem Bandabstand von 3,26 eV, so dass eine Fundamentalabsorption sichtbaren Lichts mit $\lambda > 380$ nm nicht zu erwarten ist [76]. Das in Abbildung 4.11 auf Seite 71 gezeigte Absorptionsspektrum der mit PAPLD abgeschiedenen Schicht stimmt mit dieser Abschätzung recht gut überein. Legt man bei einer Transmission von 50 % eine Tangente an das Spektrum, so schneidet diese bei 360 nm bzw. 420 nm die Transmissionen 0 % und 100 %. Für die ohne Plasma abgeschiedene Schicht werden die analogen Wellenlängen 360 nm und 620 nm ausgemessen. Die Absorption beginnt also bei der gleichen Wellenlänge, zieht sich aber über 200 nm weiter in das sichtbare Spektrum hinein. Beide Schichten sind nahezu ideal amorph, beide bestehen aus Zink-Zinnoxid mit oben genanntem Bandabstand. Die Absorption für Wellenlängen oberhalb von $\lambda = 400$ nm, die die Empfindlichkeit der TFTs gegen sichtbares Licht bestimmt, ist keine Fundamentalabsorption. Es ist eine Absorption an Störstellen innerhalb des Bandabstandes. Dass eine Wechselwirkung von Störstellen und Ladungsträgern erhebliche Auswirkungen auf das Verhalten von Dünnschichttransistoren besitzen kann, ist bereits beim Thema Stabilität gegenüber Bias-Stress ausgeführt worden.

Das Thema Lichtempfindlichkeit ist bei den TFTs auf Basis amorphen Siliziums bereits ausführlich untersucht und dokumentiert [77, 78]. Aufgrund der starken Fundamentalabsorption im sichtbaren Spektralbereich werden diese Transistoren in der Display-Technologie in Verbindung mit so genannten „light shielding layers“ benutzt, also vor Lichteinstrahlung geschützt. Da eine Anwendung von TFTs in einem transparenten Dis-

play prinzipbedingt ein Ausblenden sichtbaren Lichtes durch absorbierende Beschichtungen verbietet, muss die Lichtempfindlichkeit systematisch überprüft werden. Vor kurzem wurde über den erheblichen Einfluss von Beleuchtung auf einen Indium-Zinkoxid-TFT berichtet [44].

Zur Charakterisierung der Lichtempfindlichkeit unserer Bauelemente wird wieder die abdunkelbare Messbox benutzt, die nun aber innen mit Leuchtdioden bestückt ist, deren Farbkoordinaten bekannt sind. Die eingestrahlte Intensität am Ort des TFTs wurde zuvor exakt bestimmt. Es wird nur alle 500 s eine Transfercharakteristik aufgenommen, um den Einfluss von Bias-Stress weitestgehend zu minimieren. Die Messung beginnt wieder mit einem „Einschwingen“ der Probe in Dunkelheit, bis der Resteinfluss früherer Beleuchtung vernachlässigbar ist.

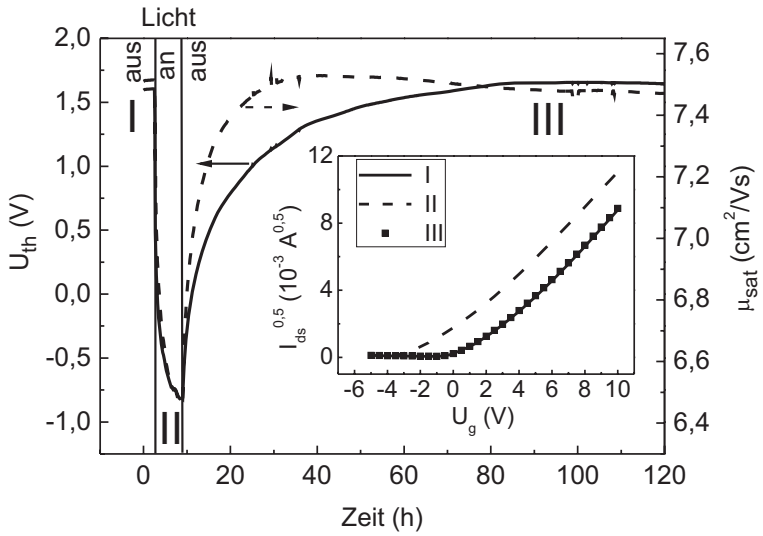


Abbildung 4.20: Reversible Verringerung von Schwelle und Beweglichkeit als typische Reaktion auf Beleuchtung (hier $\lambda = 425\,\mathrm{nm}$, $I = 250\,\mu\mathrm{W/cm^2}$).

Abbildung 4.20 zeigt den Einfluss von violettem Licht ($\lambda = 425\,\mathrm{nm}$, $I = 250\,\mu\mathrm{W/cm^2}$) auf einen bei 450 °C abgeschiedenen TFT mit einem Zinkanteil von 62 %. Während der Beleuchtung kommt es zu einer Verringerung von Schwelle und Beweglichkeit. Erst nach etwa 10 h stellen sich konstante Werte ein. Im folgenden werden wir die Differenz aus dem Anfangswert und dem eingeschwungenen Endwert als *Gesamtverschiebung* der Schwelle bezeichnen. Bei anschließender Abdunklung kehren Schwelle und Beweglichkeit vollständig zum Ausgangszustand zurück. Die Zeitkonstanten dieses Rückschwingens liegen mit etwa 20 h deutlich über denen des Einschwingens. Die verschiedenen zeitlichen Verläufe des Rückschwingens von Schwelle und Beweglichkeit sind auf ihre unterschiedliche funktionelle Abhängigkeit von der photogenerierten Ladungsdichte zurückzuführen. Neben der rever-

siblen Verringerung von Schwelle und Beweglichkeit sind eine Erhöhung des Aus-Stromes und eine geringfügige Verschlechterung des Subthreshold-Slopes weitere Auswirkungen von sichtbarem Licht.

Zunächst soll die Verringerung der Schwelle charakterisiert werden. Da das Auge bereits für Wellenlängen unter 430 nm wenig empfindlich ist, ist die Emission violetten Lichts von einem Display wenig sinnvoll. Desweiteren kann ein transparentes Display vor violettem Licht aus der Umgebung durch ein geeignetes Coating geschützt werden, ohne dass die Transparenz merklich eingeschränkt wird. Wir wollen uns bei der weiteren Betrachtung daher auf eine Beleuchtung mit roten, grünen bzw. blauen LEDs als Lichtquellen beschränken, die den NTSC-Standard erfüllen, also für die Realisierung eines RGB-Displays passende Farbkoordinaten aufweisen. Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Gesamtverschiebung der Schwelle bei ZTO-TFTs verschiedener Substrattemperatur und Komposition sind in Bild 4.21 dargestellt.

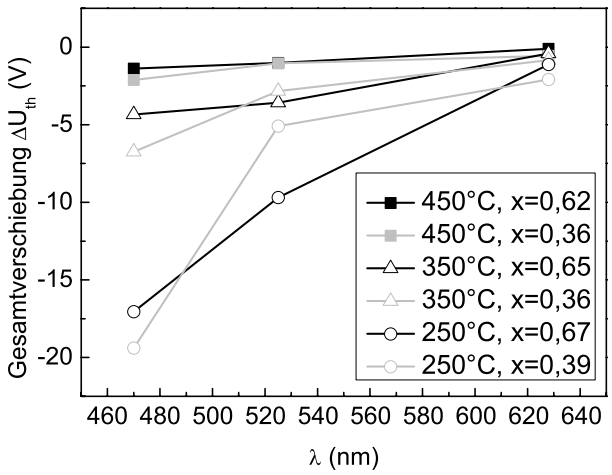


Abbildung 4.21: Gesamtverschiebung der Schwelle für ZTO TFTs verschiedener Depositionstemperatur und Zusammensetzung unter Beleuchtung mit einer Leistungsdichte von $1\,\mathrm{mW/cm^2}$ mit roten, grünen und blauen LEDs.

Wie zu erwarten, bringt eine Beleuchtung mit identischer Intensität im Blauen eine stärkere Beeinflussung des Bauelementes mit sich als im Grünen oder sogar Roten, da kürzere Wellenlängen höhere Photonenenergien bedeuten und damit energetisch näher an der bei $\lambda < 380\,\mathrm{nm}$ einsetzenden Fundamentalabsorption liegen. Die identischen Intensitäten von $1\,\mathrm{mW/cm^2}$ bedeuten, entsprechend der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges unterschiedliche wahrgenommene Helligkeiten von $6.000\,\mathrm{cd/m^2}$ für blaues bis zu $50.000\,\mathrm{cd/m^2}$ für rotes Licht. Die untersuchten Helligkeiten sind also, je nach Farbe eine bis zwei Größenordnungen höher als die angestrebte vom Display selbst emittierte

Helligkeit.

Von den Herstellungsparametern nimmt die Abscheidungstemperatur den deutlichsten Einfluss auf die Lichtempfindlichkeit. Bei den bei 450 °C hergestellten TFTs liegen die Schwellverschiebungen unterhalb von 2 V, die, mit der vergleichsweise geringen Depositionstemperatur des Kanals von 250 °C hergestellten, zeigen eine etwa 10-fach stärkere Schwellenverschiebung. Ähnlich verhält es sich mit der Beweglichkeit, die bei den bei 250 °C hergestellten TFTs unter Beleuchtung um bis zu 80 % gesenkt wird, für Substrattemperaturen ab 350 °C jedoch in keiner Messung um mehr als 20 % abfiel. Dagegen erscheint die Zusammensetzung des Kanals einen vergleichsweise geringen Einfluss auf die Lichtempfindlichkeit zu haben. Bezüglich der Gesamtverschiebung der Schwelle ist zinkreiches ZTO im blauen und roten Spektralbereich etwas weniger lichtempfindlich, im grünen zeigt zinkarmes ZTO einen leichten Vorteil.

Bei den bezüglich der Schwellverschiebung vielversprechenden TFTs einer Substrattemperatur von 450 °C werden nun auch die Kenngrößen Subthreshold-Slope und Aus-Strom in Abhängigkeit von Wellenlänge und Leuchtdichte untersucht. Die Resultate dieser Untersuchungen an einem solchen TFT zeigt Abbildung 4.22.

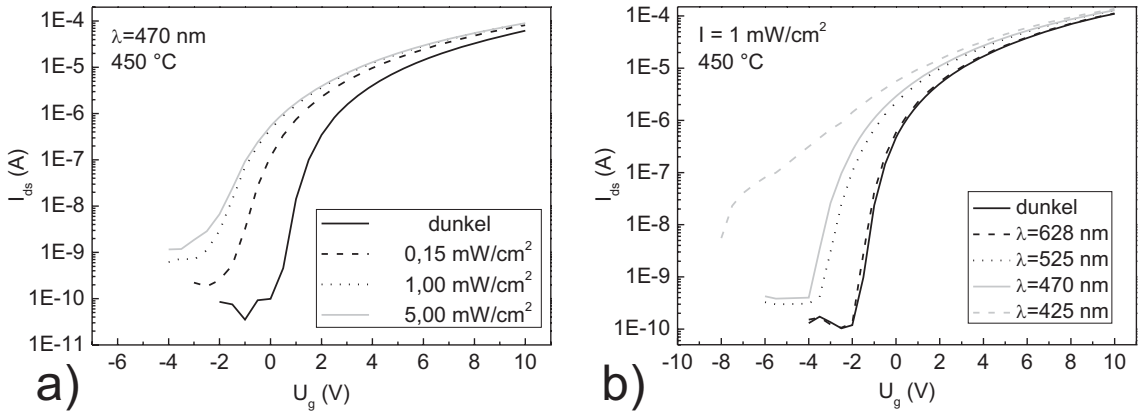


Abbildung 4.22: Einfluss der Beleuchtung auf Subthreshold-Slope und Aus-Strom eines bei 450 °C abgeschiedenen TFTs für verschiedene Wellenlängen und Intensitäten.

Offensichtlich bleibt bei den für die Anwendung relevanten Wellenlängen auch für sehr hohe Leuchtdichten der Aus-Strom im Bereich von 1 nA, der Subthreshold-Slope wird erst im Violetten merklich verschlechtert. Bezüglich der Gesamtverschiebung der Schwelle findet eine Sättigung bei hohen Intensitäten statt. Zur besseren Sichtbarkeit sind die Gesamtverschiebungen der Schwelle aus Teilbild 4.22 a in Abbildung 4.23 als Funktion der Intensität der blauen Beleuchtung aufgetragen, ebenso der analoge Verlauf eines typischen bei 350 °C abgeschiedenen TFTs. Eine mögliche Erklärung der deutlich niedrigeren Licht-

empfindlichkeit bei höherer Substrattemperatur abgeschiedener TFTs wird in einer damit verbundenen *Senkung der Störstellendichte im Kanal* gesehen. in diesem Zusammenhang wird auch das bei kleineren Intensitäten einsetzende Sättigungsverhalten erklärbar. Einerseits kann eine verringerte Dichte der valenzbandnahen absorbierenden Störstellen zu einer sättigenden Absorption führen. Damit würde mit der Intensität unmittelbar die Dichte photogenerierter Elektronen sättigen. Der zweite denkbare Mechanismus betrifft die Rekombination bereits erzeugter Elektronen. Die festgestellte Schwellensenkung um bis zu 20 V nach der Beleuchtung führt zu einer Verbiegung des Leitungsbandes wie sie durch starken positiven Bias-Stress erreicht wird. Das Ferminiveau liegt deshalb energetisch über den Ionisierungsenergien der donatorartigen Zustände im Kanal $E_{TD,c}$, möglicherweise sogar über denen im Dielektrikum $E_{TD,d}$. Es kommt also wenigstens im Kanal zum Einfang von Elektronen. Eine Senkung der Dichte leitungsbandnaher donatorartiger Störstellen im Kanal als Folge der höheren Substrattemperatur bei der Abscheidung wird zu einem früher sättigenden Einfang photogenerierter Elektronen führen. Weitere generierte Elektronen könnten dann schneller in die valenzbandnahen Zustände zurückkehren. Die Senkung der Störstellendichten, sowohl der absorbierenden als auch der Elektronen einfangenden Zustände im Kanal, hätte also eine Sättigung der Schwellverschiebung bei niedrigeren Intensitäten und damit eine überhaupt niedrigere Lichtempfindlichkeit zur Folge.

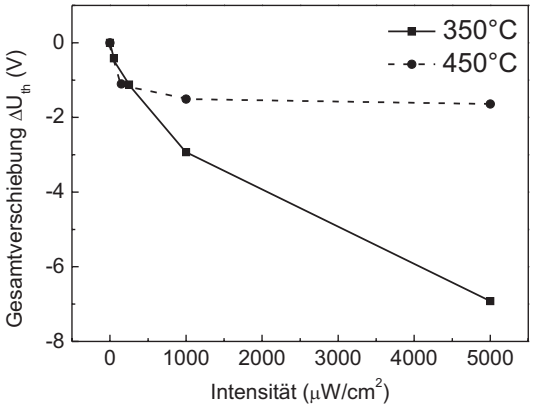


Abbildung 4.23: Sättigende Gesamtverschiebung der Schwelle, vor allem für bei 450 °C abgeschiedene TFTs bei Beleuchtung im Blauen ($\lambda = 470$ nm) mit steigenden Intensitäten.

Aus Sicht des Anwenders der Dünnschichttransistoren ist die Sättigung für hohe Intensitäten natürlich sehr positiv zu werten. Kürzer welliges Licht als das blaue kann durch entsprechende transparente Beschichtungen vom TFT ferngehalten werden, ohne die Transparenz des Displays zu beeinflussen. Da nun bei den bezüglich der Lichtempfindlichkeit optimierten TFTs auch unter intensivster Beleuchtung im blauen Spektralbereich keine Schwellverschiebung von mehr als 1,7 V zu erwarten ist, bleiben die Transistoren

auch bei stärkster Beleuchtung aus der Displayumgebung bei adequaten Gatespannungen schaltbar [41]. Über geringere Lichtempfindlichkeiten transparenter Dünnschichttransistoren wurde bisher nicht berichtet.

Da ein deutlicher Einfluss der Substrattemperatur auf die Gesamtverschiebung der Schwelle, die Senkung der Beweglichkeit und die Erhöhung des Aus-Stroms festgestellt wird und weil eine Kristallisierung von ZTO auf Glas erst bei 650 °C erwartet wird [29], erscheint eine Erhöhung der Substrattemperatur auf über 450 °C als sinnvolle technologische Maßnahme zur weiteren Reduzierung der Lichtempfindlichkeit transparenter ZTO-TFTs für die Zukunft. Wie bereits erwähnt wurde, bringt die Forderung nach geringer Lichtempfindlichkeit den Zwang zur Abscheidung bei höheren Substrattemperaturen mit sich.

Aus physikalischer Sicht sind besonders die extrem langen Zeitkonstanten der Reaktion der TFTs auf Beleuchtung und vor allem des Rückschwingens interessant. Erinnern wir uns an die Untersuchungen zum Bias-Stress, so führte dort das Trappen ins Dielektrikum, wie auch das Entstehen von Störstellen im Kanal, zu großen Zeitkonstanten. Sind Gate und Gate-Dielektrikum zum Studium von Bias-Stress auf einen TFT notwendig, so lassen sich Generation und Rekombination von Ladungsträgern im amorphen Kanal jedoch ohne diese beiden Schichten überprüfen. Bild 4.24 zeigt die Resultate eines solchen Experiments.

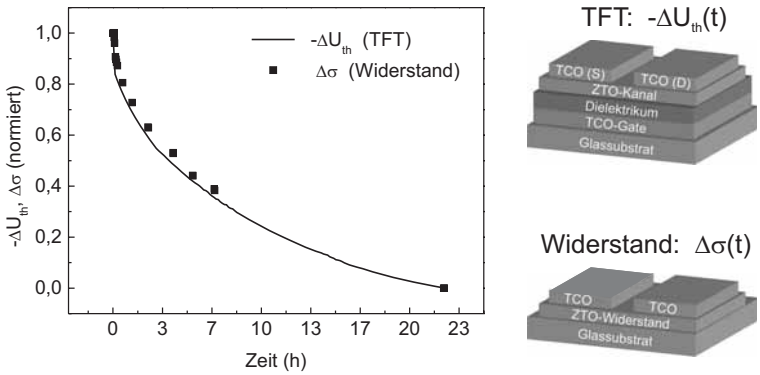


Abbildung 4.24: Normierte zeitliche Verläufe des Rückganges der Leitfähigkeit eines ZTO-Widerstands und des Anstiegs der Schwelle eines ZTO-TFTs mit identischer ZTO-Schicht nach Beleuchtung mit blauem Licht ($\lambda = 470\,\mathrm{nm}$, $I = 3\,\mathrm{mW/cm^2}$) für 12 h und schematischer Aufbau der Bauelemente (rechts).

Zusätzlich zum TFT wird dabei ein Widerstand direkt auf einem Glassubstrat hergestellt. Die bei 350 °C abgeschiedene ZTO- und die AZO-Schicht stammen aus identischen Prozesen und wurden auf die gleiche Weise strukturiert. Die Beleuchtung erfolgt in beiden Fällen mit blauem Licht ($\lambda = 470\,\mathrm{nm}$, $I = 3\,\mathrm{mW/cm^2}$) für 12 h. Innerhalb der ersten 22 h

nach Abdunklung verringert sich die mittels I/U-Kennlinien ermittelte Leitfähigkeit des Widerstandes von 6,75 auf 2,94 S/cm, die Schwelle erhöht sich um etwa 4,0 V. Die Leitfähigkeit ist mit der Näherung einer konstanten Ladungsträgerbeweglichkeit der Dichte freier Elektronen proportional, selbiges gilt im Flachbandfall für die negative Schwellverschiebung. Im allgemeinen wird sie jedoch, wie beschrieben, durch die an der Grenzfläche zwischen Gate und Dielektrikum getrappte Ladung beeinflußt.

Die als Widerstand wirkende ZTO-Schicht wurde mit SiO_2 zwar auch auf ein Dielektrikum abgeschieden, das fehlende Bezugspotential des Gates verhindert aber eine durch die Ladungsträgerdichte im Kanal vorgegebene Bandverbiegung an dieser Grenzfläche und damit einen Trapping-Mechanismus, der dem an der entsprechenden Grenzfläche eines TFTs vergleichbar wäre. Bedenkt man den Bandabstand des SiO_2, so kann man in guter Näherung davon ausgehen, dass die mit der Leitfähigkeit dieses Bauelementes gemessene Ladungsträgerdichte allein durch Prozesse im Kanal bestimmt sind.

Aus der starken Ähnlichkeit beider in Bild 4.22 gezeigter Verläufe, kann man schließen, dass das Trapping ins Dielektrikum, bzw. das Detrapping aus dem Dielektrikum, selbst bei der Gesamtverschiebung der Schwelle um 4 V, einen geringen Einfluss auf das zeitliche Verhalten des Rückschwingens der Schwellspannung eines TFTs nach der Beleuchtung besitzt. Insbesondere zeigen die noch stabileren, bei 450 °C hergestellten TFTs beim Zurückschwingen praktisch identische Zeitkonstanten, obwohl ihre Schwellverschiebungen von unter 2 V kaum die zum Trapping ins Dielektrikum notwendige Erhöhung des Ferminiveaus an der Grenzfläche aufbringen können. Die großen Zeitkonstanten des Rückganges der Schwellverschiebung sind nicht durch das Einfangen von Elektronen im Dielektrikum erklärbar.

Trapping- oder Detrapping mit bereits existierenden Störstellen sind schnelle Prozesse, die keine Zeitkonstanten der Größenordnung von 10 h erklären können. Da deren Ursache nach Ausschluß des Dielektrikums aber sicher im Halbleiter liegen muss, kann, wie schon beim Bias-Stress, nur das langsame Entstehen neuer Störstellen eine Erklärung liefern. Als Indikator für die Erhöhung der Dichte leitungsbandnaher, donatorartiger Störstellen wurde eine Beeinflussung des Subthreshold-Slopes, genauer gesagt ein Anstieg der Differenz aus Schwell- und Einsetzspannung genannt. Dieses Phänomen tritt aber erst bei intensivster Beleuchtung mit violettem Licht in einer Deutlichkeit auf, die den Beobachtungen bei Bias-Stress vergleichbar wäre. Bei Beleuchtung im Roten kommt es gemäß Bild 4.22 zu sehr kleinen Gesamtverschiebungen der Schwelle, die entsprechende Bandaufbiegung an der Grenzfläche ist sehr gering und kaum derjenigen durch Bias-Stress verursachten vergleichbar, eine Veränderung des Subthreshold-Bereichs ist nicht festzustellen. Dennoch schwingt diese kleine Verschiebung mit einer typischen Zeitkonstante zurück. Es wird deshalb als

sehr unwahrscheinlich angesehen, dass eine Erhöhung der Dichte Elektronen einfangender Zustände während der Beleuchtung und ihr langsamer Rückgang bei Abdunklung allein für die langen Zeitkonstanten verantwortlich ist.

Das Phänomen der *persistenten Photoleitung* nach Beleuchtung mit Licht kleinerer Photonenenergien als des Bandabstandes ist beim reinen ZnO bereits eingehend untersucht worden [79]. Die Messung des Rückganges der Photoleitfähigkeit nach Beleuchtung eines Films aus ZnO-Nanoröhren mit grünem Laserlicht ergibt bei im Vakkuum eine im Vergleich zur Charakterisierung an Luft um nahezu vier Größenordnungen gesteigerte Zeitkonstante [80]. Zum Rückschwingen scheint Sauerstoff notwendig zu sein. Eine vergleichbare Sensitivität gegenüber Sauerstoff wurde an amorphen ZTO-Schichten zumindest chemisch ähnlichen $ZnSnO_3$-Nanoröhren festgestellt [81].

An der Oberfläche physisorbierter Sauerstoff entnimmt bei der Chemisorption Elektronen aus dem Volumen und bildet selbst dabei eine negativ geladene, valenzbandnahe akzeptorartige Störstelle mit der Ionisationsenergien $E_{TA,c}$. Die Absorption dieses Zustandes kann daher bei Photonenenergien erfolgen, die für eine Fundamentalabsorption nicht ausreichen würden. Das fest angebundene Elektron wird dabei frei, der Sauerstoff geht in den physisorbierten Zustand über, in dem er nur durch sehr schwache Van-Der-Waals-Bindungen an der Oberfläche haftet. Er ist somit leicht flüchtig, kann die Oberfläche verlassen, was insbesondere bei Messung im Vakuum forciert wird. Mit dem Abdampfen des Sauerstoffs hört der ehemals absorbierende Zustand auf zu existieren, ein Rückschwingen ist erst nach erneuter Physisorption von Sauerstoff möglich, was im Vakuum natürlich sehr viel unwahrscheinlicher ist als an Atmosphäre. Die Zeitkonstanten des Hin- und vor allem des Rückschwingens werden durch die langsamen Adsorptionsprozesse an der Oberfläche vorgegeben.

Obwohl die Oberfläche im Fall der amorphen Dünnschicht sicherlich einen geringeren Einfluss besitzt als bei polykristallinen oder sogar aus Nanoröhren bestehenden, kann der beschriebene Mechanismus durchaus für die langen Zeitkonstanten der Beeinflussung der untersuchten TFTs bei Beleuchtung mitverantwortlich sein. Da die zugrundeliegende Veränderung der Dichte absorbierenden Störstellen stark von der umgebenden Atmosphäre beeinflusst würde, ist eine experimentelle Separation dieses Prozesses möglich. Diese soll im folgenden Abschnitt thematisiert werden.

4.3.4 Einfluss der Atmosphäre

Die Aufklärung der großen Zeitkonstanten im Zusammenhang mit der Beeinflussung der TFTs durch Licht ist aber nicht die Hauptmotivation der systematischen Untersuchung

des Einflusses der Atmosphäre. Vor kurzem wurden Ergebnisse einer Untersuchung bei der Firma Samsung über die Empfindlichkeit von Indium-Gallium-Zinkoxid-TFTs (IGZO) gegen Sauerstoff präsentiert, welche bei Dunkelheit in grobem Vakuum, bei $1,1 \cdot 10^{-5}$ mbar eine Schwellverringerung von 47 V gegenüber Atmosphäre zeigen, die beim Einlassen reinen Sauerstoffs in die Testkammer vollständig zurückkehrt [50]. Kang *et al.* stellen beim Sauerstoffeinlass eine vom O_2-Partialdruck abhängige Variation der Ladungsträgerkonzentration im Kanal zwischen etwa 10^{-19} und $10^{-20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ fest, die mit einer dem Kanal verarmenden Eigenschaft chemisorbierten Sauerstoffs erklärt wird. Die verwendeten TFTs sind reaktiv bei Raumtemperatur gesputtert und anschließend bei 350 °C ausgeheizt, selbst nach einem Ausheizen bei 600 °C bleibt die Amorphizität im IGZO vollständig erhalten. IGZO ist das zur Zeit präferierte TAOS-Material, da es eine kostengünstige Abscheidung durch Sputtern bei Raumtemperatur erlaubt [48]. Es bildet darüber hinaus nahezu ideal amorphe Schichten.

Die eben zitierten Ergebnisse zur Sauerstoffempfindlichkeit sind aus verschiedenen Gründen alarmierend für die Anwendung von Oxid-TFTs in Displays, insbesondere OLED-Anwendungen. OLEDs müssen wegen der angesprochenen Empfindlichkeit organischer Materialien gegenüber Oxidationsprozessen durch effiziente Verkapselung von Sauerstoff und Wasser ferngehalten werden. Besonders kostengünstig gestaltet sich eine Dünnschichtverkapselung. Hier findet eine Beschichtung im Vakuum statt, zumeist mit einem CVD-Verfahren, wie der beschriebenen ALD, da diese sehr dichte Schichten bildet und aufgrund der ungerichteten Abscheidung etwaige Störungen ohne Schatten umschließt. Der Sauerstoff wird dabei nicht nur entfernt. Die offenen Bildungen, die vorher seine Chemisorption ermöglichten, werden vollständig abgesättigt und binden nun die verkapselnde Dünnschicht an den Kanal. Wenn OLEDs vom Sauerstoff fernzuhalten sind, den die Oxid-TFTs jedoch für annehmbare Einsetzspannungen benötigen, spricht das gegen die Kompatibilität beider Technologien. Es muss nicht explizit erwähnt werden, dass Dünnschichttransistoren mit einer Einsetzspannung von −54 V für den Einsatz in OLED-Displays völlig unbrauchbar sind. Von den unangenehm hohen nötigen Spannungspulsen abgesehen, macht schon die notwendige Dicke des Dielektrikums, die einen langfristigen Betrieb bei solchen Gatespannungen erlaubt den Beweglichkeitsvorteil gegenüber a-Si zunichte. Wenn besagtes Phänomen schon beim amorphen IGZO auftritt, so wäre es bei polykristallinen TSOs ähnlicher Sauerstoffempfindlichkeit aufgrund des größeren Oberflächeneinfluss in noch deutlicherer Form zu erwarten. Ein weiteres Problem ist die bereits angesprochene Verknüpfung zwischen Licht- und Sauerstoffempfindlichkeit.

Es ist also zunächst interessant, wie sich ein ZTO-TFT ganz ohne Beleuchtung im Vakuum verhält. Bild 4.25 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Beim Reduzieren des

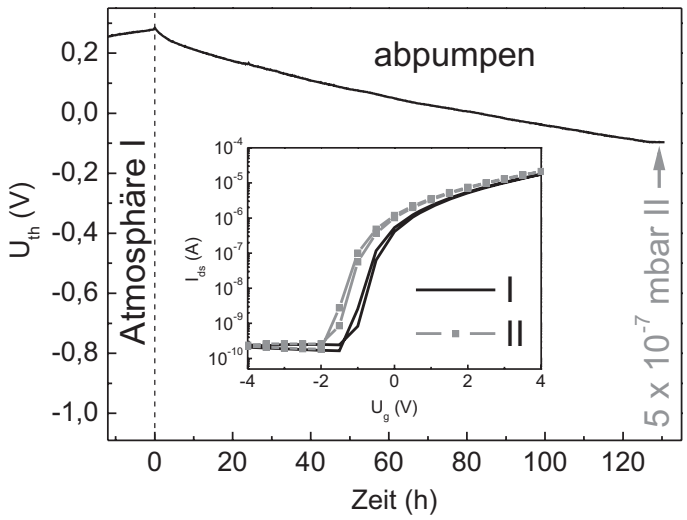


Abbildung 4.25: Schwellenverringerung eines TFTs im Vakuum ($5 \cdot 10^{-7}$ mbar).

Hintergrunddrucks in der Kammer bis auf etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar kommt es zu einer Gesamtverschiebung der Schwelle um etwa 300 mV. Da das Einschwingen des TFTs in Dunkelheit beim Abpumpen noch nicht vollständig abgeschlossen war, kommt es zu einer leichten systematischen Unterschätzung der wirklichen Verschiebung. Ebenso ist der Vorgang nach den dargestellten über 120 h noch nicht vollständig abgeschlossen. Zieht man weitere ähnliche experimentelle Ergebnisse mit in Betracht, kann man aber generell von Verschiebungen unterhalb von 1 V im Hochvakuum ausgehen. Berücksichtigt man desweiteren den im Vergleich zu [50] deutlich niedrigeren Druck in unserem Experiment, kann man auf eine um etwa 3 Größenordnung gesenkte Sauerstoff-Empfindlichkeit von ZTO im Vergleich zu IGZO schließen. Ebenfalls auffällig sind die wesentlich höheren Zeitkonstanten im Vergleich zu IGZO. Als Folge der geringen Sensitivität gegenüber der Atmosphäre führt eine Dünnschichtverkapselung an ZTO-TFTs gemäß Abschnitt 4.5.3 nur zu Schwellverschiebungen weniger Volt.

Auf der Oberfläche polykristalliner ZnO-Schichten bildet chemisorbierter Sauerstoff akzeptorartige, negativ geladene Zustände und nimmt so Einfluss auf die persistente Photoleitung des Materials [82]. Bei Beleuchtung werden Löcher eingefangen und so die Leitfähigkeit des n-leitenden Materials erhöht. Dabei wird der chemisorbierte Sauerstoff in schwach angebundenen physisorbierten überführt. Wenn chemisorbierter Sauerstoff auch in amorphen Oxid-Halbleitern valenzbandnahe Zustände bildet, so kann man sich vorstellen, dass bei Ionisationsenergien $E_{TA,d}$, die eine sehr geringe energetische Differenz zum Valenzband im Bereich von $kT = 25$ meV aufweisen, permanent ein thermisch aktiviertes Einfangen von Löchern und damit eine Gleichgewichtsreaktion aus chemi- und physisor-

biertem Sauerstoff unter Mitwirkung von Ladungsträgern stattfindet. Dies kann erklären, weshalb chemisorbierter Sauerstoff allein durch eine Verringerung des Umgebungsdrucks über den Zwischenzustand physisorbierten Sauerstoffs von der Oberfläche entfernt und so die Ladungsträgerdichte in Kanal erhöht werden kann. Die höhere Sensitivität von IGZO im Vergleich zum ZTO wäre also durch eine flachere energetische Lage der durch chemisorbierten Sauerstoff gebildeten Störstellen erklärbar.

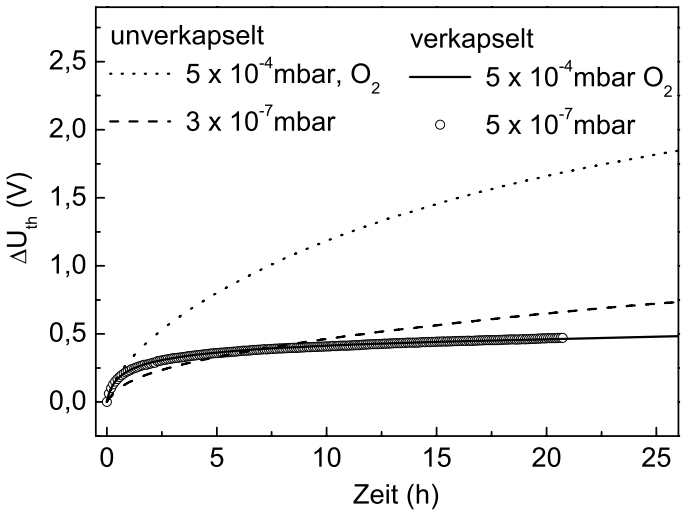


Abbildung 4.26: Vom Hintergrunddruck abhängige Zeitkonstanten des Rückschwingens der Schwellverschiebung nach der Beleuchtung verkapselter und unverkapselter TFTs.

Nun wollen wir den chemisorbierten Sauerstoff durch Beleuchten mit violettem Licht entfernen. Dies wird fortgesetzt, bis die sich ergebende Schwellverschiebung etwa 4 V beträgt. Das Rückschwingen wird unter geringem Sauerstoff-Partialdruck sowie unter Hochvakuum zeitlich verfolgt. Bild 4.26 zeigt die Ergebnisse der Messung für einen unverkapselten und einen gemäß Abschnitt 4.5.3 verkapselten TFT.

Es zeigt sich ein jeweils schnelleres Rückschwingen bei höherem Sauerstoff-Partialdruck und bei verkapselten TFTs ein von der Atmosphäre unabhängiger zeitlicher Verlauf. Die Experimente im Vakuum zeigen erstens, dass in ZTO-TFTs adsorbierter Sauerstoff im Vakuum nur unwesentlich von der Oberfläche entfernt wird, aber auch zweitens, dass die Lichtempfindlichkeit dieser Bauelemente und insbesondere deren Zeitkonstanten durch chemisorbierten Sauerstoff beeinflusst werden.

4.4 TFTs anderer TAOS in der Teststruktur

Im nun folgenden Absatz soll der Frage nach den Eigenschaften von transparenten Dünnschichttransistoren in der Teststruktur nachgegangen werden, deren Kanal nicht aus ZTO besteht. Zu diesem Zweck können sowohl Indium als auch Gallium eingebaut werden.

4.4.1 ZITO

Zur Herstellung von Zink-Indium-Zinnoxid-Schichten (ZITO) wird im Pellet durch das Gemisch der jeweiligen Oxide ein Verhältnis der Metall-Atome von Zn:In:Sn = 2:1:2 eingestellt. Es wird also ein beim ZTO amorphe Schichten ergebender Zink-Anteil von 50 % angestrebt, und 20 % der Metallatome werden durch Indium ersetzt. Die in Dunkelheit gemessene Transfercharakteristik ist in Bild 4.27 in der $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$-Form dargestellt. Sie zeigt eine Schwelle von etwa -11 V und eine Beweglichkeit von $\mu_{sat} = 10,8\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$. Bei Raumbeleuchtung ergibt sich eine im Vergleich zu ZTO-TFTs ungewöhnlich hohe Hysterese. Zur systematischen Untersuchung dieser lichtabhängigen Hysterese wurde eine Beleuchtung mit blauem Licht($\lambda = 470\,\mathrm{nm}$, $I = 100\,\mu\mathrm{W/cm}^2$) eingestellt, die eine im Vergleich zum Raumlicht leicht erhöhte Wirkung auf die Hysterese hervorbrachte.

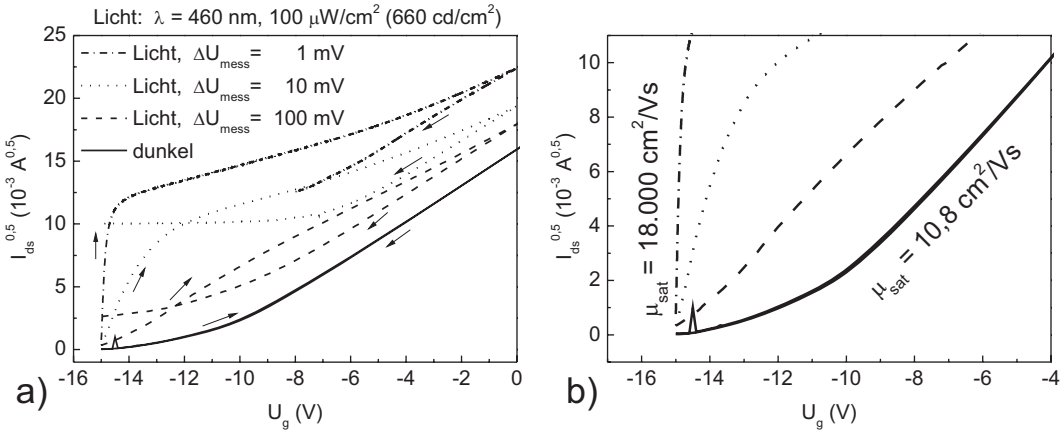


Abbildung 4.27: Transfercharakteristiken eines bei 350 °C abgeschiedenen ZITO-TFTs zum Teil unter Beleuchtung niedriger Intensität im Blauen mit unterschiedlicher Messgeschwindigkeit.

Die „einschaltbare“ Hysterese zeigt ein Zusammenspiel von Licht und Bias-Stress, das so für ZTO nicht beobachtet wird. Erhöht man den mit der Messung verbundenen Einfluss des Bias-Stress, indem das Raster an Messpunkten auf der Achse der Gatespannung, immer enger gelegt wird, so ergeben sich die in Bild 4.27 gezeigten immer stärker von

der Hysterese geprägten Verläufe. Während der Messung wird unter Beleuchtung ständig die Schwellspannung verschoben, so dass bei beliebig lang andauernder Messung im Anfangsanstieg auch eine beliebig hohe Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeit abgelesen werden kann. Meldungen über solche *peak-mobilities*, die in einem engen Bereich der Gate-Spannung ungewöhnlich hohe Werte erreichen können, wie in unserem überspitzten Beispiel $\mu_{sat} = 18.000\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$, charakterisieren nicht die Beweglichkeit des TFTs, sondern seine Instabilität.

Interessant ist die Tatsache, dass die Kennlinie beim Ausschalten des Lichts sofort dem anfänglichen Verlauf folgt. Dieser schnelle Rückgang der Hysterese kann jedoch in einem Display nicht ausgenutzt werden, denn genau das Ausschalten den Lichts wäre einer auf Basis dieser TFTs konstruierten transparenten aktiven OLED-Ansteuerung *nicht möglich*. Der Blick auf Bild 4.27 macht klar, dass das Einschalten der mit $660\,\mathrm{cd/m}^2$ durchaus durch ein OLED-Display erreichbaren Helligkeit nach kurzer Zeit zu einer Steigerung des Aus-Stroms des analogen TFTs auf über $100\,\mu\mathrm{A}$ führen würde. Keine noch so weit im Negativen liegende Gatespannung könnte das Pixel ausschalten. Eine solche Steigerung des Aus-Stromes aller beleuchteten und beschalteten TFTs in der Schaltung macht eine Kompensation dieses Effektes durch schaltungstechnische Maßnahmen unmöglich. Das gezeigte Verhalten macht die durch PAPLD hergestellten transparenten TFTs auf Basis von ZITO *unbrauchbar für den Einsatz in transparenten Displays*.

4.4.2 IZO

Die Untersuchungen des Materialsystems Indium-Zinkoxid (IZO) sind vor allem mit der Zielsetzung einer Abscheidung bei verringerten Substrattemperaturen durchgeführt worden. Schließlich war die zur vollständigen Verarmung von ZTO-TFTs notwendige Substrattemperatur stark vom Zinngehalt abhängig, während der Kanal nun völlig zinnfrei ist. Im Pellet wurde ein Anteil von Indium an den Metallatomen auf 15 % eingestellt, um die im Zusammenhang mit ZITO beobachtete ungünstige Einflussnahme eines 20 %igen Indium-Anteils auf die Lichtempfindlichkeit etwas zu senken, jedoch dennoch eine wenigstens leichte Glasbildung zu ermöglichen. Ergebnis der Untersuchung war einerseits, dass bei Temperaturen unterhalb von 350 °C keine klare Verarmung erkennbar war und auch die bei dieser Temperatur abgeschiedene TFTs, wie in Bild 4.28 gezeigt, mit -13 V eine recht ungünstige Einsetzspannung aufweisen.

Deutlicher als beim ZITO zeigt sich die Lichtempfindlichkeit des IZO-TFTs. Schon eine schnelle Messung mit $\Delta U_{mess} = 1\,\mathrm{V}$ führt bei Raumbeleuchtung zu einer Erhöhung der rücklaufend gemessenen Kennlinie um über vier Größenordnungen im Vergleich zur Mes-

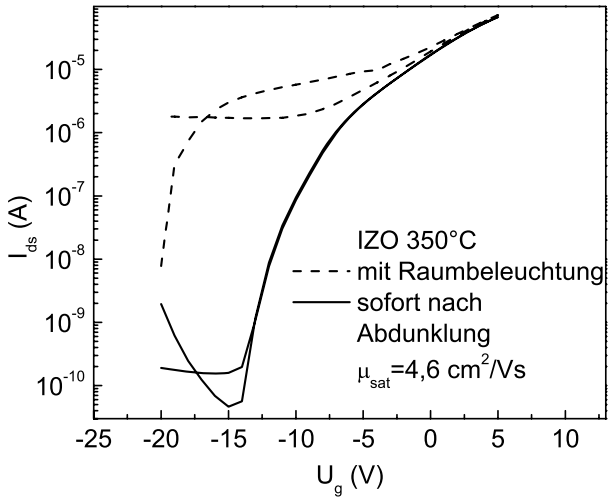


Abbildung 4.28: Transfercharakteristik eines bei IZO-TFTs mit und ohne eingeschalteter Raumbeleuchtung.

sung bei Dunkelheit. Das oben zur Einsetzbarkeit in transparenten Displays gesagte gilt hier in noch extremerer Weise. Die geringere Glasbildung scheint den Effekt des Indiums noch zu verstärken, ein Einsatz in einem binären TAOS ist damit fast ausgeschlossen.

Auffällig wird wieder das schnelle Rückschwingen, das bereits in TFTs auf Basis reinen Indiumoxids für eine durch Bias-Stress verursachte Schwellverschiebung beobachtet wurde [83]. Die kurzen Zeitkonstanten, die zu den starken Veränderungen auf der Zeitskala einer Kennlinienmessung führen, scheinen für indiumhaltige TSOs charakteristisch. Was die durch Indium eingefügte erhöhte Lichtempfindlichkeit angeht, soll nicht unerwähnt bleiben, dass sehr aktuelle Erkenntnisse den üblicherweise angenommenen Bandabstand von In_2O_3 von 3,75 eV in Frage stellen und einen korrigierten Wert von 2,67 eV vorschlagen [20]. Dies hätte eine Fundamentalabsorption bei 465 nm zur Folge und könnte leicht die starke gelbe Färbung des Indiumoxid-Pulvers in Abbildung 2.4 erklären. Ferner dürfte Indiumoxid streng genommen nicht den transparenten Oxiden zugeordnet werden. Mit den Ergebnissen der Untersuchungen an ZITO und IZO wurde innerhalb dieser Arbeit, der Zielsetzung des Einsatzes der TFTs in transparenten Displays entsprechend, auf eine weitere Untersuchung indiumhaltiger Oxid-Halbleiter verzichtet.

4.4.3 GaZTO

Will man den Einsatz von Indium vermeiden, bleibt, ausgehend vom ZTO nur noch das Einfügen von Gallium. Es besitzt einen großen Bandabstand und deshalb in reiner Form eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit. Seine Zugabe zum ZTO bringt kaum die Gefahr

einer Erhöhung der Lichtempfindlichkeit mit sich. Ein zu hoher Anteil von Gallium im Kanal führt zu einer erheblichen Senkung der Beweglichkeit, wie die in Bild 4.29 a dargestellte Transfercharakteristik eines TFTs beweist, dessen Pellet bzgl. der Anteile der Metallatome die Zusammensetzung Ga:Zn:Sn = 1:1:1 aufwies. Schon die Senkung des Galliumanteils im Pellet auf 10 %, entsprechend Ga:Zn:Sn = 2:9:9 bringt nach Teilbild 4.29 b bei identischer Substrattemperatur eine deutliche Steigerung der Beweglichkeit mit sich. Die Schwellen von GaZTO-TFTs liegen im Allgemeinen bei niedrigen positiven Spannungen und damit sehr günstig.

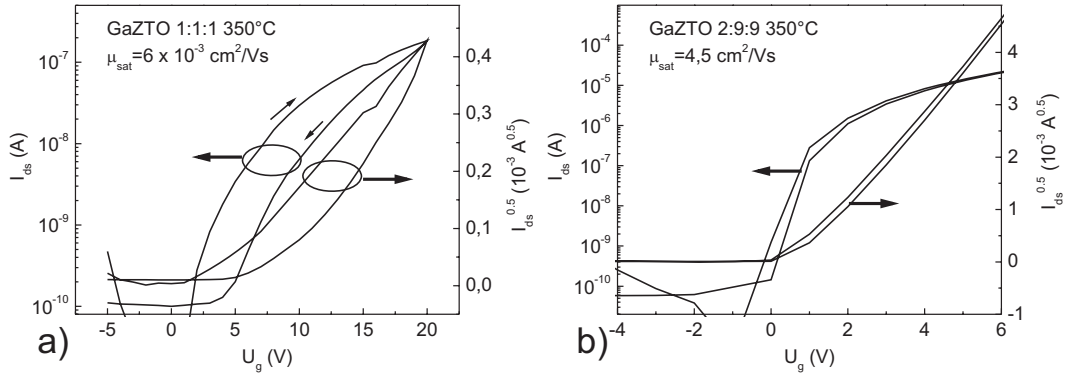


Abbildung 4.29: Transfercharakteristiken von bei 350 °C abgeschiedenen GaZTO-TFTs verschiedener Pelletzusammensetzung bzgl. der Anteile der Metallatome von a) Ga:Zn:Sn = 1:1:1 und b) Ga:Zn:Sn = 2:9:9.

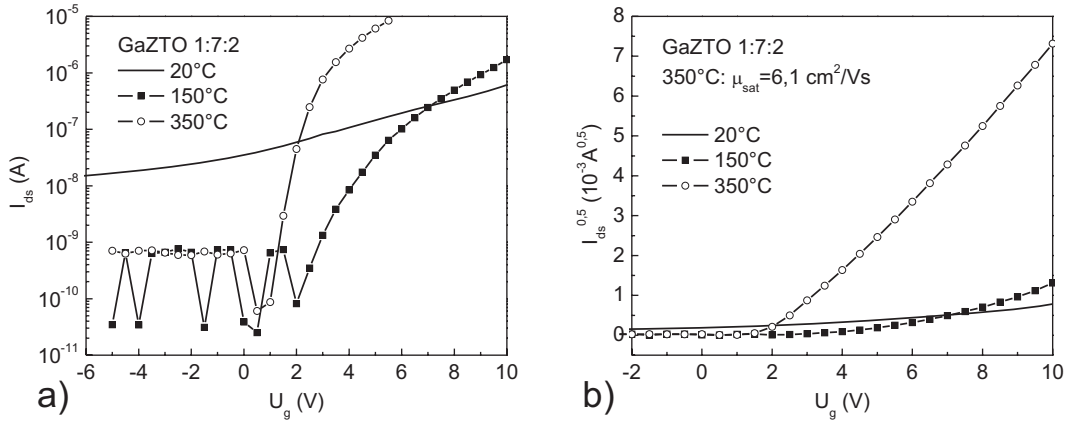


Abbildung 4.30: Transfercharakteristiken von bei verschiedenen Substrattemperaturen abgeschiedenen GaZTO-TFTs der Pelletzusammensetzung bzgl. der Anteile der Metallatome von Ga:Zn:Sn = 1:7:2.

Nutzt man den gleichen Galliumanteil von 10 % im Pellet und senkt den Zinn-Anteil auf 20 %, so läßt sich, ähnlich dem ZTO mit einem Zinkanteil von 70 % schon bei 150 °C ein

günstiges Ausschaltverhalten erreichen. Etwas unterschiedlich gestaltet sich hingegen der Temperatureinfluss auf die Kennlinien, wie es Bild 4.30 zeigt. Der deutlichste Temperatureinfluss ist bzgl. des Anstieges der in Teilbild 4.30 b) dargestellten $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$-Darstellung der Transfercharakteristiken, also der Beweglichkeit zu erkennen. Bei Substrattemperaturen bis einschließlich 350 °C wurde grundsätzlich eine im Vergleich zum galliumfreien ZTO-TFT vergleichbaren Zink-Anteils gesenkte Schwelle beobachtet. Bei einer schon aufgrund der Beobachtung zur Lichtempfindlichkeit zu fordernden erhöhten Abscheidetemperatur könnte sich der Einbau von Gallium aber als sehr günstig auf Amorphizität, Lichtempfindlichkeit und sogar Beweglichkeit herausstellen. Die deutlich höhere Variabilität eines ternären TAOS im Vergleich zum binären ZTO lassen GaZTO als übergeordnetes Materialsystem als für die zukünftige Forschung auf diesem Gebiet vielversprechende Alternative zum ZTO erscheinen.

4.5 Optimierung der Abscheidung dichter Dielektrika

Alle TFTs, über die bisher berichtet wurde, sind in der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Teststruktur auf ITO/ATO aufgebaut worden. Sie eignet sich, wie erwähnt, bestens zur niederfrequenten Charakterisierung der Bauelemente. Eine Untersuchung schneller Schalteigenschaften ist allerdings schon aufgrund der großen parasitären Kapazität von 3,6 nF zwischen Gate und Source C_{GS} wie auch zwischen Gate und Drain C_{GD} unmöglich, ebenso eine Implementierung komplexerer Schaltungen. Letztere erfordern die Abscheidung hochwertiger und durch Ätzen strukturierbarer Dielektrika.

Zur Charakterisierung auf ITO abgeschiedener dielektrischer Dünnschichten auf Basis von Oxiden, werden diese mit einer Vielzahl metallischer Topkontakte definierter Fläche, typischerweise im Bereich weniger mm^2 versehen. Zwischen Kontakt und ITO werden I/U-Kennlinien zur Bestimmung des Leckstromes und der Durchschlagfeldstärke aufgenommen. Für jeden Prozess wird die Wahrscheinlichkeit errechnet, mit der eine solche Kapazität bestimmter Fläche Leckströme aufweist. Aus dieser Wahrscheinlichkeit kann eine *Pinhole-Dichte* abgeleitet werden. Befindet sich auf der Fläche einer Kapazität ein Pinhole, so zeigt sie ein Leckverhalten. Die pinholefreien Bauelemente ohne Leckstrom werden bzgl. ihrer Kapazität und anschließend bzgl. der Durchschlagspannung charakterisiert.

Zur Herstellung der Schichten wurde resistives thermisches Verdampfen, Elektronenstrahlverdampfen, PLD, PECVD und schließlich ALD angewendet. Mit Ausnahme der durch ALD abgeschiedenen Dielektrika konnten keine Pinholedichten unter $100\,cm^{-2}$ und Durchschlagfeldstärken über 2 MV/cm erreicht werden. ALD-Aluminiumoxid bildet sehr

dichte dielektrische Schichten. Die Erhöhung der Abscheidetemperatur bei der ALD bis auf 250 °C führt zu einer Reduzierung der Pinhole-Dichte, selbiges gilt für die Präparation der ITO-Oberfläche durch Kochen im Isopropanol unmittelbar vor dem Einschleusen in die Anlage. So werden für einen 1000 Zyklen umfassenden Prozess, der Schichten einer Dicke von etwa 100 nm hervorbringt, Pinhole-Dichten in der Größenordnung unter $1\,\mathrm{cm}^{-2}$ erreicht. Die Durchschlagspannung liegt bei etwa 40 V, und damit bei Werten, die vergleichbar mit denen des standardmäßig verwendeten ATO liegen, jedoch bei halbierter Schichtdicke. Dies entspricht folglich einer verdoppelten Durchschlagfeldstärke von etwa 4 MV/cm. Die homogene Schicht ist im Gegensatz zum Superlaminat ätzbar. In Frage kommende Ätzmittel sind beispielsweise Phosphor- und Flusssäure. Wegen des fehlenden Titanoxids ist die Dielektrizitätskonstante des reinen Al_2O_3 zwar kleiner, aufgrund der möglichen Halbierung der Schichtdicke in Folge der sehr guten Durchschlagfestigkeit können jedoch flächenbezogene Kapazitäten von $80\,\mathrm{nF/cm}^2$ erreicht werden. Das bedeutet, verglichen mit ATO ($60\,\mathrm{nF/cm}^2$), eine Steigerung um über 30 %.

4.5.1 Einfluß des Dielektrikums auf den TFT

Es stellt sich nun die Frage, ob die Al_2O_3-Dielektrika aus der ALD mit den nachfolgenden Prozessen zur Herstellung transparenter TFTs kompatibel sind. Im Gegensatz zu den bisherigen Anforderungen muss die Schicht nun dem nachfolgenden PAPLD-Prozess standhalten. Das bedeutet zum einen das Aufheizen bis auf 450°C, was zu einem Reissen des Dielektrikums führen könnte, und des weiteren einen Beschuss mit hochenergetischen Spezies.

Die Untersuchungen fanden in einer Teststruktur statt, also unter Verwendung einer großflächigen, unstrukturierten ITO-Elektrode, die nicht mit ATO, sondern dem selbst abgeschiedenen Al_2O_3 beschichtet war. Dadurch werden die Ergebnisse aufgrund der identischen Abmessungen vergleichbar. Anders als bei der Teststruktur sollte der Kanal jedoch nicht unter Verwendung einer Schattenmaske, sondern bereits durch Ätzen in die 5 x 1 mm^2 großen Flächen strukturiert werden, um auch diesen möglicherweise schädigenden Einfluß auf das Dielektrikum zu erfassen. Bei späteren Anwendungen müssen Ätzen oder Metall-Lift-Off vom Dielektrikum ausgehalten werden.

Die Untersuchungen wurden mit ZTO eines Zinkanteils von etwa 80 % durchgeführt. Dieses bedeutet die Möglichkeit, das ZTO mit verdünnter Salzsäure ätzen zu können. Der hohe Zinkanteil bedeutet allerdings auch eine leicht reduzierte Feldeffektbeweglichkeit von etwa $5\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$. Unter Verwendung der genannten Substrate mit unterschiedlichem Dielektrikum wurden nun ZTO und AZO aus den identischen Prozessen aufgebracht. Die Eigenschaften

der so gefertigten Bauelemente sind in Abbildung 4.31 vergleichend dargestellt.

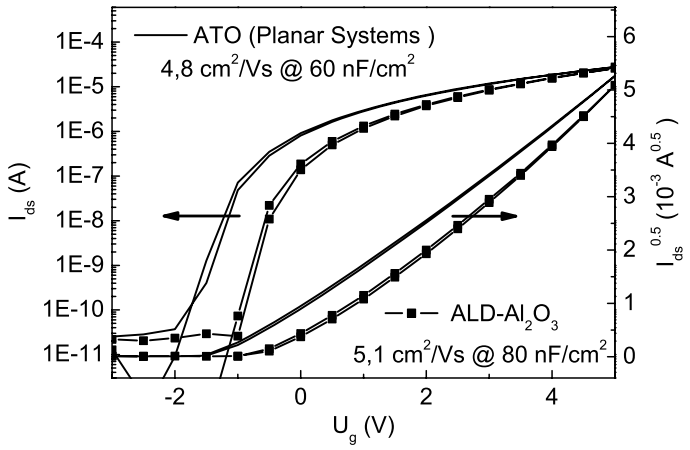


Abbildung 4.31: Gegenüberstellung der Ausgangskennlinie zweier sonst identischer TFTs auf ATO und Al2O3.

Die TFTs auf Al_2O_3 zeigen einen größeren Anstieg der Transfercharakteristik. Das ist hauptsächlich durch den größeren Kapazitätsbelag aber auch durch die leicht erhöhte Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeit erklärbar. Desweiteren sind auf dem neuen Dielektrikum eine etwas günstigere Schwelle und vergleichbares Hysterese- und Sperrverhalten zu erkennen.

Die Substitution des ATO durch ein selbst hergestelltes Dielektrikum ist somit gelungen. Da das ATO an der Grenzfläche zum Halbleiter mit ALD-Al_2O_3 beschichtet ist, sind die auf diesem Dielektrikum gewonnenen Ergebnisse der Stabilitätsuntersuchungen auf die nun auf reinem Al_2O_3 abgeschiedenen TFTs übertragbar.

4.5.2 Bauweise mit strukturiertem Gate

Im folgenden wird ein ZTO-TFT in der in Abbildung 3.11 auf Seite 51 rechts gezeigten Bauweise mit $W = 50\,\mu$m und $L = 5\,\mu$m, also $W/L = 10$ hergestellt. Die entsprechende Transfercharakteristik wird in Bild 4.32 gezeigt.

Die Strukturierung des ZTO erfolgte hier durch Anwendung eines Gold-Lift-Offs. Aufgrund der zu erwartenden höheren Resistenz gegen Goldätze wurde ein zinnreicher Kanal gewählt. Die Beweglichkeit des Bauelements ist mit 7,1 cm^2/Vs derjenigen eines vergleichbaren ZTO-TFTs in der Teststruktur sehr ähnlich, Schwellverhalten, Aus-Strom und Hysterese bleiben durch die Miniaturisierung ebenfalls nahezu unverändert. Die Verringerung der aktiven Fläche des TFTs um den Faktor 800, also nahezu drei Größenordnung bleibt,

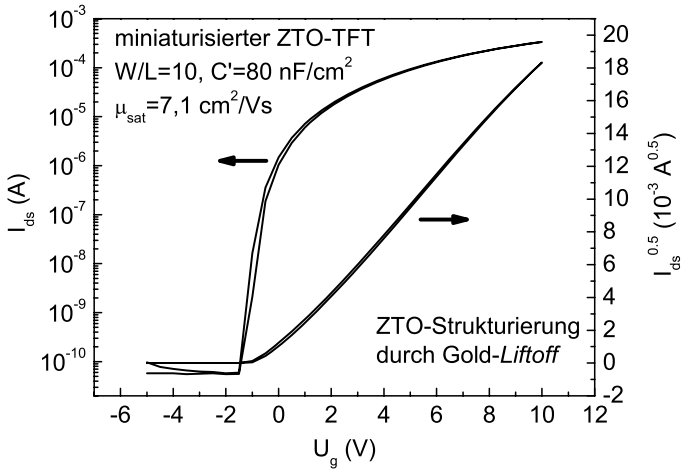


Abbildung 4.32: Transfercharakteristik eines miniaturisierten ZTO-TFTs mit strukturiertem Gate, $W = 50\,\mu$m und $L = 5\,\mu$m, also $W/L = 10$.

wie es für eine amorphe Schicht zu erwarten ist, ohne Einfluss auf das Verhalten des Bauelements. Der sich ergebende TFT ist schnell schaltbar, der beschriebene Prozess seiner Herstellung wird in identischer Weise zur Realisierung der in Abschnitt 6.2.2 präsentierten aktiven Pixeltreiber auf Basis von ZTO verwendet.

4.5.3 Verkapselte TFTs

Zu den sehr guten elektrischen Eigenschaften der abgeschiedenen ALD-Schichten, kommt eine hervorragende Wirkung als Diffusionsbarriere für Sauerstoff und Wasser. Sie eignen sich also nicht nur als Dielektrikum, sondern ebenso als Dünnschichtverkapselung für TFTs und OLEDs. Dass eine Verkapselung von TFTs schon durch die Entnahme von Sauerstoff einen Einfluss auf das Bauelement mit sich bringen kann, ist nach den Schilderungen in Abschnitt 4.3.4 leicht nachvollziehbar. Tatsächlich berichten Hong *et al.*, dass bereits das thermische Aufdampfen verschiedener Oxide und Fluoride zu einer kompletten Zerstörung des Sättigungsverhaltens gesputterter und bei 600 ° ausgeheizter ZTO-TFTs führt [36]. Dies ist besonders bemerkenswert, da thermisch aufgedampfte Schichten kaum eine unserer hier beschriebenen Verkapselung vergleichbare Barrierenwirkung für Sauerstoff aufweisen.

Noch eindrucksvoller ist die in [19] beschriebene Auswirkung der Passivierung von gesputterten ZTO- und IGZO-TFTs mit dem transparentem Fotolack SU-8. Obwohl dieser kaum als Sauerstoff-Barriere wirksam wird, kommt es in Abhängigkeit von der zuvor genutzten Ausheiztemperatur nach dem Sputtern bei beiden Materialien zur Verringerung der Einsetzspannung um Beträge zwischen 3 V und deutlich über 30 V. In Abschnitt 6.2.1

wird sich zeigen, dass die Passivierung unserer Bauelemente mit dem identischen Photolack nur eine kurzfristige Schwellverringerung um etwa 0,7 V mit sich bringt.

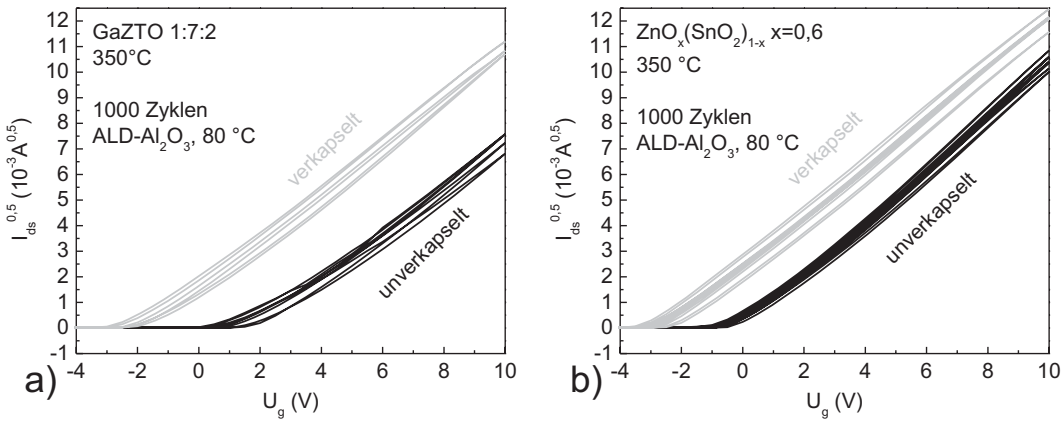


Abbildung 4.33: Transfercharakteristiken von ZTO-TFTs und GaZTO-TFTs vor und nach Verkapselung mit bei 80 °C hergestellten ALD-Al_2O_3 Schichten.

In Bild 4.33 sind die Transfercharakteristiken von ZTO-TFTs und GaZTO-TFTs vor und nach Verkapselung in $\sqrt{I_{ds}}(U_g)$-Form dargestellt. Zur Verkapselung werden bei 80 °C mit der ALD hergestellte, 100 nm dicke Al_2O_3-Dünnschichten verwendet, welche mit Permeationsraten von $3,5 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g/(m^2\ Tag)}$ für H_2O und $1,2 \cdot 10^{-1}\,\mathrm{cm^3/(m^2\ Tag)}$ für O_2 hervorragende Diffusionsbarrieren bilden [84]. Es kommt es zu einer Verringerung der Schwellspannungen der TFTs zwischen etwa 2 und 4 Volt. Alle übrigen Parameter des TFTs bleiben nahezu unverändert. Die Möglichkeit, ZTO-TFTs in dieser Weise zu verkapseln bedeutet einen wichtigen Meilenstein auf dem Weg zu langzeitstabilen, mit ZTO-TFTs angesteuerten OLED-Displays.

4.5.4 Topgate TFTs

Es wurde darauf hingewiesen, dass der Lift-Off zur Strukturierung der Source- und Drain-Kontakte ein für die industrielle Fertigung wenig attraktives Konzept zur Strukturierung ist. Da in dem Fall der obere Gate-Kontakt auf dem Dielektrikum ätzbar wäre, stellt sich eine Topgate-Bauweise diesbezüglich günstiger dar.

Bei einer Abscheidung des ZTO-Kanals auf den Source- und Drain-Kontakten aus ITO mit der PAPLD stellt sich ein sehr hoher Kontaktwiderstand ein, ähnliches wird bei Verwendung von AZO-Kontakten erwartet. Die PAPLD scheint also die Herstellung eines Topgate-TFTs in *staggered*-Bauweise zu verbieten. Topgate-TFTs in der *coplanar*-Struktur

sind zwar realisierbar, jedoch bleibt das Problem der notwendigen Source- und Drain-Strukturierung auf dem Kanal bestehen.

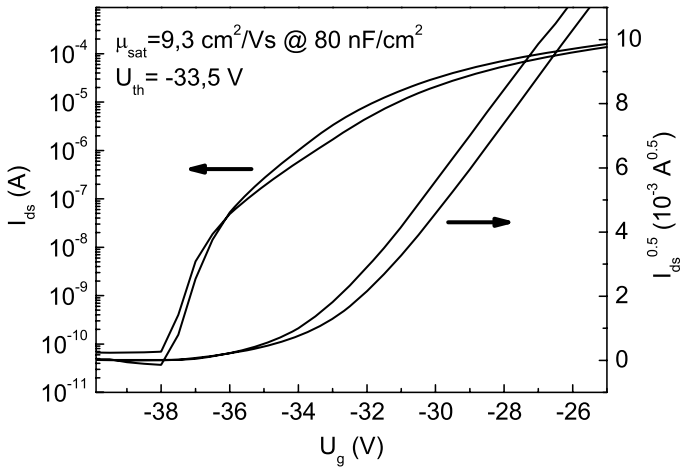


Abbildung 4.34: In umgekehrter Richtung gemessene Transfercharakteristik eines Topgate-TFTs in *coplanar*-Bauweise auf Basis von ZTO.

Die in Bild 4.34 gezeigte Transfercharakteristik des Topgate-TFTs in *coplanar*-Bauweise auf Basis von ZTO ist durch eine niedrige Schwelle von -33,5 V gekennzeichnet. Die Abscheidung des ALD-Dielektrikums, hatte ja bereits an der der Grenzfläche zum Dielektrikum abgewandten Seite des Kanals zu einer Schwellverschiebung um bis zu 4 V geführt. Es ist leicht vorstellbar, dass bei einer unmittelbaren Beeinflussung letzterer, entscheidender Grenzfläche ein deutlicherer Effekt eintritt.

Die gezeigten Ergebnisse von ZTO-TFTs in Topgate-Bauweise sind kaum geeignet, eine fertigungsfreundlichere Herstellung von Schaltungen auf Basis von ZTO-TFTs zu ermöglichen. Es wird für zukünftige Aktivitäten als praktikabler angesehen, auf die in dieser Arbeit üblicherweise verwendete *staggered bottom-gate* Bauweise unter Verwendung von ZTO-Schichten mit Zinkanteilen unter 60 % zurückzugreifen, die in verdünnter Salzsäure praktisch nicht ätzbar sind und die AZO-Kontake Source und Drain entsprechend zu ätzen. Zur Strukturierung der ZTO-Schichten auf dem Dielektrikum ist ein Trockenätzprozess zu entwickeln und so auch der zweite Lift-Off aus der Fertigung zu entnehmen.

5 Moderne Aktiv-Matrix-Displays

Zu Beginn dieser Arbeit wurde erklärt, dass großflächige Elektronik zur Herstellung der Backplane moderner Aktiv-Matrix-Displays erforderlich ist. Diese stellen nicht nur die mit Abstand wichtigste Anwendung für Dünnschichttransistoren, sondern einen der heute am schnellsten wachsenden Bereiche der gesamten Elektrotechnik dar. Bevor wir im folgenden Kapitel die Anwendung transparenter ZTO-TFTs in durchsichtigen Aktiv-Matrix-Displays thematisieren, wird zunächst eine tiefer gehende Darstellung ausgewählter Displaytechnologien erfolgen. Zu diesem Zweck werden zwei selbstemittierende und zwei nicht selbstemittierende Flachdisplays beschrieben und die jeweilige Funktion einer aktiven Ansteuerung dargestellt.

Als Ergebnis dieses Kapitels werden sich die organischen Leuchtdioden (OLEDs) als zur Herstellung effizienter, durchsichtiger Anzeigen geeignete Displaytechnologie herauskristallisieren. Es werden aber auch die hohen Anforderungen an die Treiberschaltungen für OLEDs erkannt, die den TFTs eine höhere Beweglichkeit und Stabilität abverlangen, als es in LCDs der Fall ist.

5.1 Nicht selbst emittierende Displays

Ein Display besteht aus Bildpunkten, den sogenannten Pixeln. Im Fall des Farbdisplays bestehen diese wiederum aus drei Subpixeln für die Grundfarben Rot, Grün und Blau. Der Anteil dieser Pixel bzw. Subpixel an der Fläche des Displays wird als Füllfaktor bezeichnet. Mit selbst emittierend ist gemeint, dass jedes Pixel bzw. Subpixel selbst leuchtet. Nicht selbst emittierende Bildpunkte leuchten nicht selbst sondern modulieren lediglich vorhandenes Licht. Dies kann Licht aus der Umgebung sein, wenn sich auf der Rückseite des Displays ein Spiegel befindet. Man spricht von reflektiver Betriebsart. Beim Einsatz einer Beleuchtungseinheit hinter dem Display anstelle des Reflektors handelt es sich um eine transmissive Betriebsart. Für die Beleuchtung kommen z.B. Leuchtstoffröhren und LEDs zum Einsatz. Anorganische LEDs werden auf kristallinen Substraten hergestellt, folglich gilt die Problematik, die wir anfangs bzgl. großflächiger Elektronik im Allgemeinen geklärt haben im speziellen Fall der Optoelektronik gleichermaßen. Die LEDs können also nicht auf dem Display vergleichbaren Flächen gefertigt werden. Vielmehr werden viele einzelne

LEDs auf kristalliner Basis auf Leiterplatten aufgebracht und so die für Displays relevanten Dimensionen erreicht. So erzeugte LED Ketten koppeln ihr Licht meist seitlich in das Display ein, Streuzentren unter den Bildpunkten sorgen für eine Auskopplung nach vorne.

5.1.1 Flüssigkristall-Displays

Das heute mit Abstand am weitesten verbreitete Flachdisplay ist der Flüssigkristallbildschirm, bzw. LCD (engl. Liquid Crystal Display). Hierin finden flüssigkristalline organische Verbindungen Verwendung, die trotz ihrer fluiden Natur typische Eigenschaften kristalliner Festkörper aufweisen, wie z.B. die Doppelbrechung.

Bei der nematischen Drehzelle oder auch TN-Zelle (engl. twisted nematic) wird eine solche Verbindung zwischen zwei Glassubstrate gebracht, die jeweils mit dem transparenten leitfähigen Oxid (TCO: engl. Transparent Coductive Oxide) Indium-Zinnoxid beschichtet sind. Dieses auch abkürzend als ITO (engl. Indium Tin Oxide) bezeichnete Material wird in Abschitt 2.3.1 noch ausführlicher behandelt. Die nematischen, also lang ausgedehnten Moleküle des flüssigkristallinen Materials werden an beiden Grenzflächen in eine Vorzugsrichtung gebracht. Dies geschieht mechanisch, z.B. durch die Beschichtung mit einer in genau dieser Richtung gebürsteten Polyimidschicht. Die so festgelegten Vorzugsrichtungen der Glasplatten sind um 90° zueinander gedreht. Desweiteren werden noch Polarisationsfilter in ebenfalls um 90° verdrehter Orientierung auf beide Substrate aufgebracht. Der prinzipielle Aufbau ist in Bild 5.1 dargestellt.

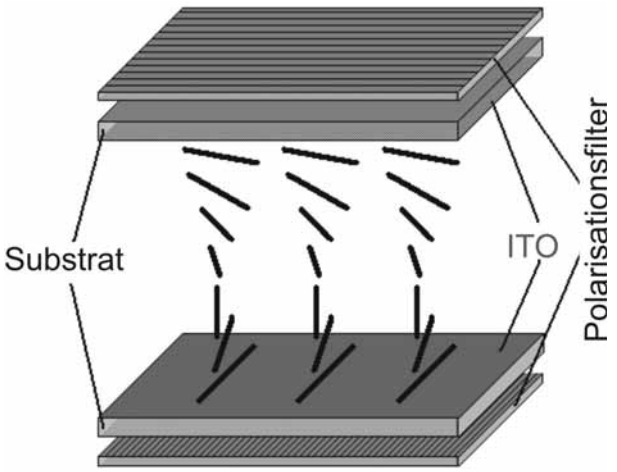


Abbildung 5.1: Prinzipieller Aufbau einer Flüssigkristall TN-Zelle. Die schwarzen Striche symbolisieren die Anordnung der nematischen Moleküle ohne Feld.

Die Moleküle liegen im wesentlichen in zu den Substraten parallelen Ebenen, ihre Orien-

tierung innerhalb dieser Ebenen wird beim Durchgang durch den Flüssigkristall von einem Substrat zum anderen um 90° gedreht, so dass sich eine „Schraubenstruktur“ ergibt. Durch den ersten Polarisationsfilter wird einfallendes Licht vor Eintritt in den Flüssigkristall linear polarisiert. Die Verdrillung der Moleküle verursacht eine Drehung der Polarisationsrichtung des Lichtes um 90°. Das Licht kann den zweiten Polarisator passieren. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen den TCO-Kontakten richten sich die Moleküle parallel zum Feld, also nun senkrecht zum Substrat aus, wodurch die Wirkung der Verdrillung verloren geht. Die Polarisationsrichtung des Lichts bleibt also beim Durchgang durch die Zelle erhalten, es kann den zweiten Filter nicht mehr durchdringen.

Durch parallele Ausrichtung beider Filter kann man die Funktionsweise der Zelle auch invertieren, sie ist dann in spannungsfreien Fall dunkel, der zweite Polarisationsfilter wird nur bei angelegtem Feld passierbar. Ausgehend von der TN-Zelle haben zahlreiche Weiterentwicklungen und Verbesserungen stattgefunden, die den Bau von Zellen mit beispielsweise höherem Kontrastverhältnis und niedrigerer Blickwinkelabhängigkeit ermöglichen. Eine detailliertere Betrachtung aktueller LCDs ist aber zum Verständnis dieser Arbeit nicht notwendig. Hier wollen wir uns auf die Ansteuerelektronik einer TFT-Backplane konzentrieren.

Aus Sicht des Entwicklers einer Ansteuerung ist eine Flüssigkristall-Zelle eine nahezu kapazitive Last, die spannungsgesteuert zur Modulation einer vorhandenen Lichtleistung führt.

Dieses Schalten erfordert dabei eine Umorientierung der Moleküle. Die Zeiten zum Übergang von einer Transmission von 10% auf 90% wie auch für den inversen Prozess sind nur wenig von der angelegten Spannung abhängig [85]. Bei modernen LC-Zellen liegen diese Zeiten jeweils im Bereich von wenigen ms.

5.1.2 Elektrophoretische Displays

Als Elektrophorese bezeichnet man die Wanderung elektrisch geladener Teilchen durch ein Trägermaterial in einem elektrischen Feld. Dieser Effekt wurde bereits in den 70er Jahren zum Bau elektrophoretischer Displays [86] (EPD) ausgenutzt. Man verwendet kleinste Kügelchen, Mikrokapseln oder Kleinstpartikel aus Polyäthylen (PE), später Titandioxid. Sie enthalten schwarze und weiße Farbpigmente, die sich jeweils entgegengesetzt elektrostatisch aufladen. Die Partikel werden zwischen 2 leitfähige Substrate gebracht, ein Substrat ist transparent, also mit ITO beschichtet, das andere metallisiert und folglich reflektierend. Der stark vereinfachte Aufbau ist in Bild 5.2 dargestellt.

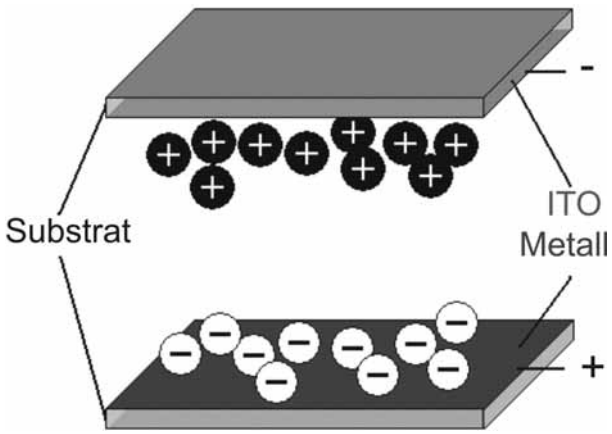


Abbildung 5.2: Prinzipieller Aufbau eines elektrophoretischen Pixels. Die Wanderung der Partikel im elektrischen Feld ist symbolisiert.

Beim Anlegen eines Feldes richten sich die Partikel je nach Polarität mit ihrer hellen oder dunklen Seite zum Betrachter des Displays. So wird infolge von Streuung bzw. Absorbtion ein weißer bzw. schwarzer Bildpunkt erzeugt, durch den Einsatz von Farbfiltern ist ebenfalls die Realisierung eines farbigen EPD möglich. Prinzipbedingt ist die transmissive Betriebsart für dieses Display ausgeschlossen. Ein weiterer Unterschied zu den LCDs sind die wesentlich langsameren Ansprechzeiten eines Pixels von etwa 10 ms bis 100 ms, die die Darstellung bewegter Bilder auf EPDs praktisch unmöglich macht.

Dennoch erleben die EPDs nicht zuletzt durch die Möglichkeit der Realisierung großflächiger Elektronik in der letzten Zeit eine technologische Wiedergeburt als *E-Paper*. Diese Anwendung ist auf die Darstellung von nicht bewegten Bilder spezialisiert und somit dem Papier nachempfunden. Die Bildwiederholrate ist hier daher wenig entscheidend. Einmal dargestellt, soll ein Bild im Idealfall beliebig lange gehalten werden, ohne dass dem Display dabei Energie zugeführt werden muss. Inzwischen konnten bereits flexible Aktiv-Matrix Prototypen solcher Displays demonstriert werden [9].

5.2 Selbst emittierende Displays

Wenden wir uns nun den Displays zu, die Licht verschiedener Farben emittieren und damit relativ unabhängig von der Umgebungsbeleuchtung funktionieren. Ein wesentlicher Nachteil der transmissiven LCDs besteht natürlich in der Tatsache, dass die Hintergrundbeleuchtung stets mit voller Helligkeit arbeitet, selbst wenn das Display im Extrem ein schwarzes Bild darzustellen hat. Daraus ergibt sich gegenüber den selbst emittierenden Displays ein prinzipbedingter Nachteil was die Leistungs-Effizienz angeht. Letztere beste-

hen ja aus einzelnen leuchtenden Pixeln, die je nach Bedarf heller oder dunkler gestellt werden und entsprechend genau das für die darzustellene Information notwendige Licht abgeben.

5.2.1 Elektrolumineszenzdisplays

Als Elektrolumineszenz bezeichnet man den Vorgang, bei dem ein Material bei Anlegen eines elektrischen Feldes Licht emittiert. Eine sehr effiziente Art der Elektrolumineszenz wird in Leuchtdioden ausgenutzt. Es werden Elektronen und Löcher injiziert, die unter Aussendung von Photonen rekombinieren. Im Idealfall kann mit jedem Elektron-Loch-Paar ein Photon erzeugt werden, seine Wellenlänge wird vom Bandabstand des emittierenden Halbleiters bestimmt. Effiziente anorganische Leuchtdioden oder *LEDs* können heute allerdings nur auf kristallinen Substraten hergestellt werden und kommen daher für eine Anwendung in Displays nicht in Frage.

Eine andere „Art“ von Elektrolumineszenz in einem anorganischen Material wird in Elektrolumineszenzdisplays (ELDs) aber tatsächlich auf amorphen, sogar flexiblen Substraten ausgenutzt. Das Emittermaterial, auch Leuchtstoff genannt, wird zwischen 2 isolierende Schichten gebracht und beidseitig kontaktiert. Es entsteht eine Kapazitive Anordnung mit dem Leuchtstoff in der Mitte des Dielektrikums. Beim Anlegen eines hohen elektrischen Feldes zwischen den Kontakten, tunneln Elektronen aus Zuständen an der Isolator/Leuchtstoff Grenze durch den Emitter und werden dabei auf kinetische Energien beschleunigt, die ausreichen, um Zustände im Emitter durch den Elektroneneinschlag zu ionisieren. Letztere relaxieren durch Abstrahlen eines Photons. Die Anordnung kann vereinfacht als verlustbehaftete Kapazität betrachtet werden, deren Leckstrom das Leuchten verursacht. Die Dielektrika verhindern einen Funkendurchschlag zwischen den Kontakten.

ELDs sind wenig effizient, benötigen Betriebsspannungen von ca. 200 V und erreichen nur niedrige Helligkeiten im Bereich von $100\,\mathrm{cd/m^2}$ [87], was ihren Einsatz bei Tageslicht schwierig macht. Diese Eigenschaften und ihre relativ niedrigen Effizienzen erschweren einen Einsatz von ELDs als hochauflösende Displays. Allerdings zeigen zeigen sich typische Vorteile selbstemittierender Displays, wie hoher Kontrast und großer Betrachtungswinkel.

Der Leuchtstoff kann aus einer transparenten Matrix mit geringer Dotierungskonzentration der Licht emittierenden Matallionen bestehen und folglich selbst nahezu transparent sein. Darüber hinaus kann die Kontaktierung beidseitig mit TCOs erfolgen und so ein vollständig transparentes Display hergestellt werden, was für nicht selbst emittierende Displays nur mit erheblichen Einschränkungen denkbar ist, wie die folgende Betrachtung zeigt.

Bei den EPDs ist eine transparente Ausführung vollständig ausgeschlossen, da ihre Wirkungsweise das Vorhandensein möglichst vollständig absorbierender Partikel erfordert. Die LCDs benötigten zunächst eine transparente großflächige Hintergrundbeleuchtung, um auf ein streuendes Substrat verzichten zu können. Dies wäre zwar durch den Einsatz eines großflächigen transparenten ELDs, als sogenannte Elektrolumineszenzfolie denkbar, allerdings wie erwähnt auf Kosten der Effizienz. Darüber hinaus käme auch eine „transparente LCD“ nicht ohne Polarisationsfilter aus. Zu transmittierendes Licht der Umgebung besitzt keine bevorzugte Polarisationsrichtung und würde mindestens zu 50 % absorbiert. Dies wäre also das theoretische Limit der Transmission einer LCD für senkrecht einfallendes Licht. Schräg einfallendes Licht würde auch bei einer auf transparent geschalteten Zelle nicht im idealen Winkel zu den Molekülen des Flüssigkristalls einfallen und folglich teilweise absorbiert. Die Transmission einer „transparenten LCD“ wäre also stark vom Betrachtungswinkel abhängig. In einem Satz zusammengefasst ist die Realisierung hochtransparenter Displays, die in verschiedenen Blickwinkeln eine homogene Beobachtung des Displayhintergrundes erlauben nur mit selbst emittierenden Displays denkbar.

5.2.2 Organische Leuchtdioden

Wie bereits erwähnt wurde, bietet die Welt der anorganischen Halbleiter bisher keine Möglichkeit die effiziente Elektrolumineszenz einer Leuchtdiode auf amorphe Unterlagen aufzubringen und somit für Displays nutzbar zu machten.

Organische Halbleiter mit ihren schwachen zwischenmolekularen Bindungen stellen nicht so hohe Anforderungen an die Substratwahl, eine Notwendigkeit zur Gitteranpassung wie bei der anorganischen Epitaxie entfällt. Bereits im Jahre 1987 wurde das erste organische Heterostruktur Elektrolumineszenzbauelement auf Glas vorgestellt [88].

Die prinzipielle Möglichkeit, solche als OLED (engl. Organic Light Emitting Diode) bezeichneten Bauelemente auf nahezu jedes Material sehr kostengünstig abscheiden, ja sogar drucken zu können, eröffnet theoretisch signifikant günstigere Herstellungskosten als die LCD-Technologie. Zusätzlich zu dem angesprochenen Effizienz-Vorteil selbst emittierender Displays, kommt ein deutlich höherer Kontrast und eine größerer Blickwinkelbereich.

OLEDs bestehen aus zwei Kontakten und diversen organischen Injektions- und Transportschichten sowie einer Emissionsschicht. Dabei ist mindestens einer der beiden Kontakte transparent, also in der Regel aus ITO. Jeder der Kontakte injiziert eine Ladungsträgerart, also entweder Elektronen oder Löcher in die jeweils geeignete organische Transportschicht. Erst in der Emissionszone werden die Exzitonen gebildet und schließlich Licht emittiert. Ohne zu tief in die Welt der organischen Halbleiter einzudringen, sei darauf hingewiesen,

dass energetische Niveaus existieren, die in erster Näherung dem Leitungs- und Valenzband anorganischer Halbleiter entsprechen. Sie werden als LUMO (engl. Lowest Unoccupied Molecular Orbital) und HOMO (engl. Highest Occupied Molecular Orbital) bezeichnet. Entsprechend seiner Austrittsarbeit ist ein unedles, reaktives Metall wie Magnesium eher geeignet, Elektronen in einen organischen Elektronentransporter zu injizieren, während TCOs schon wegen ihres großen Bandabstandes (siehe Abschnitt 2.3.1) zu den typischen lochseitigen Kontakten zu zählen sind. Da solche TCOs, wie wir in Kapitel 3 sehen werden, nicht durch für die organischen Schichten schonendes thermisches Aufdampfen hergestellt werden können, sondern durch Plasma-Prozesse wie Sputtern und PLD (engl. Pulsed Laser Deposition), ergibt sich damit der typische Schichtenaufbau einer Standard OLED, der in Bild 5.3 a) dargestellt ist.

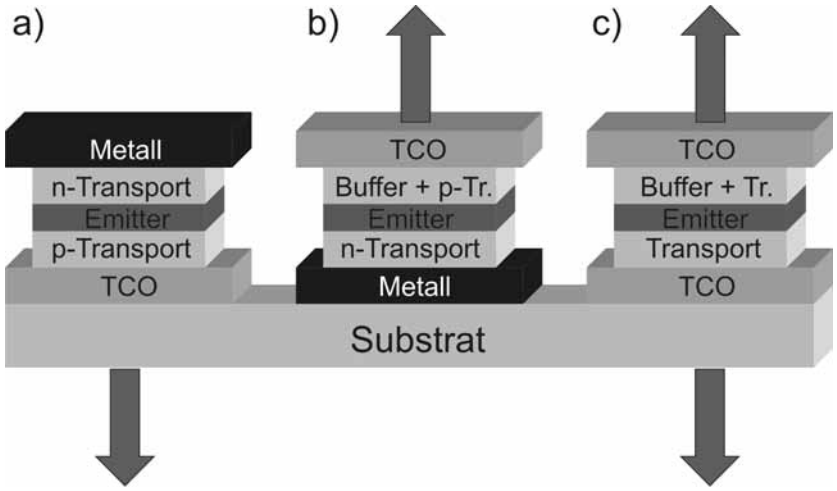


Abbildung 5.3: Typische Schichtenfolge einer a) Standard OLED (*bottom emitter*), b) invertierten OLED (bottom emitter) und c) transparenten OLED. Mit p-Transport ist die Schichtenfolge gemeint, die die Injektion und den Transport von Löchern ermöglicht, analog für Elektronen (n-Transport).

Wie bei allen bisher besprochenen Displays wird also zunächst das TCO auf ein Glassubstrat abgeschieden. Aufgrund seiner Austrittsarbeit folgen dann die zum Transport der Löcher notwendigen Schichten. Die Schichtenfolge setzt sich bis zur thermisch aufgedampften Metall-Kathode zur Elektroneninjektion fort. Das Licht wird unten durch das Substrat ausgekoppelt, weshalb man von einem *bottom emitter* spricht. Bis heute liefern solche Standard OLEDs die höchsten Effizienzen.

Dennoch ist, vor allem bei notwendiger Platzierung opaquer, also absorbierender Elektronik unterhalb der OLED, eine Emission nach oben zur dem Substrat abgewandten Seite wünschenswert. Es gab in der Entwicklung moderner OLEDs zwei Neuerungen, die

die Zwänge, die zur Schichtenfolge der Standard OLED führten etwas auflockerten.

Zum einen ist es die Entwicklung effizienter Bufferschichten, die auf dem Lochtransporter aufgebracht werden und die Schädigung bei der Abscheidung von ITO auf der Organik deutlich minimieren konnten [89]. Damit wurde es möglich, die Schichtenfolge aus Bild 5.3 a) ohne allzu große Effizienzeinbußen zu invertieren, wie in b) gezeigt und somit einen *top emitter* herzustellen.

Zum anderen machen die heute verfügbaren *dotierten* Transportschichten die Auswahl der Kontaktmaterialien nahezu unabhängig von ihrer Austrittsarbeit. Der klassische Lochkontakt aus ITO kann also problemlos Elektronen in eine *dotierte* n-Transportschicht injizieren. Metall ist in Standard- wie auch in invertierter Bauweise vollständig durch TCO ersetzbar, wie in Bild 5.3 c) gezeigt. Die Wahl der Schichtenfolge hängt im Wesentlichen nur noch vom Buffer-Konzept ab. Gegenwärtig liegen die effizientesten Bufferkonzepte auf der p-Seite, vollständig transparent kontaktierte OLEDs werden deshalb meist invertiert ausgeführt.

Die verwendeten organischen Transportschichten zeigen in der Regel eine sehr geringe Absorption, da sie einen im Vergleich zu den emittierenden Materialien großen energetischen Abstand zwischen HOMO und LUMO aufweisen können. Bei den notwendigerweise im Sichtbaren leuchtenden Emittermaterialien hilft einerseits ein im Vergleich zur Anorganik sehr großer *Stokes-Shift* zwischen Absorption und Emission. Desweiteren führt die Tatsache, dass das eigentliche emittierende Material nur als Dotant, also in geringen Konzentrationen weniger Volumenprozent in ein Transportmaterial eingebracht wird, um die Emissionszone zu bilden, zu einer weiteren Reduzierung der Absorption der Emissionsschicht.

Bedenkt man nun letztendlich noch die geringe Schichtdicke der gesamten organischen Schichtenfolge von meist weniger als 100 nm, so ist leicht vorstellbar, dass durch die oben genannte vollständige Kontaktierung von OLEDs mit TCOs die Realisierung insgesamt transparenter OLEDs ermöglicht wird. Sieht man von den für Display-Anwendungen wenig attraktiven ELDs ab, so bieten einzig OLED-Displays die Möglichkeit, in transparenter Ausführung die Darstellung einer erweiterten Realität (engl. *Augmented Reality*) zu ermöglichen. Diese Eigenschaft wird in Kapitel 6 wieder aufgegriffen werden.

Die Ansteuerung einer OLED innerhalb eines Displays unterscheidet sich insofern von der einer LC-Zelle als dass nicht nur die Spannung an einer kapazitiven Last zu halten, sondern vielmehr ein Strom zu steuern ist, der unmittelbar mit der Helligkeit des jeweiligen Pixels korreliert. Die Sprungantwort der Elektrolumineszenz einer OLED ist verglichen mit den Schaltzeiten der LCDs und insbesondere der EPDs sehr schnell. Sie setzt abhängig

von Fläche, angelegter Spannung und Kontaktmaterial nach etwa 10 bis 100 ns ein [90]. In einem Display sind Schaltzeiten unter 1 μs realisierbar.

5.3 Passiv-Matrix-Displays

Nachdem einige der Möglichkeiten besprochen wurden, ein Pixel innerhalb eines Displays zu erzeugen, ist klar, dass Displays, welche nur aus einer sehr kleinen Zahl von individuell kontaktierten Pixeln bestehen, problemlos ohne großflächige Elektronik realisierbar sind. Wir werden diese Art von Passiv-Display auch als *small information content*-Display bezeichnen, es handelt sich dabei nicht um ein Matrix-Display. Letzteres ist durch eine Anordnung seiner Pixel in Zeilen und Spalten also somit in einer Matrix gekennzeichnet. Matrix-Displays ermöglichen die Darstellung beliebiger Informationen auf großen Flächen. Kommen sie ohne großflächige Elektronik aus, so werden sie genauer als Passiv-Matrix-Displays bezeichnet, ihr prinzipieller Aufbau ist in Bild 5.4 gezeigt.

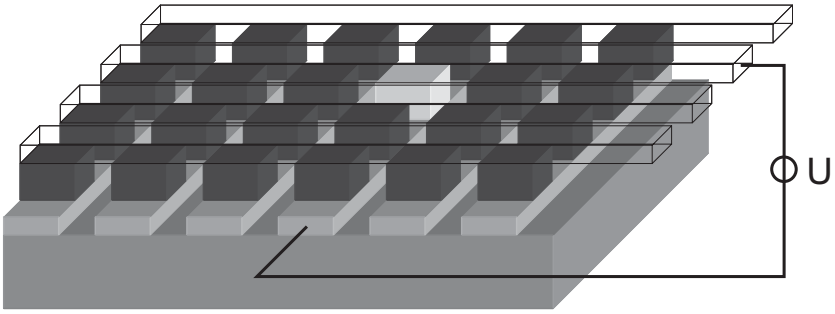


Abbildung 5.4: Aufbau eines Passiv-Matrix-Displays. Nicht jedes Pixel ist individuell kontaktiert, wie beim *small information content*-Display, statt dessen jede Zeile und jede Spalte.

Das wesentliche Merkmal ist nun die Tatsache, dass für jede der m Zeilen und jede der n Spalten ($m \leq n$) ein Kontakt zur Verfügung steht. Könnte man bei den uns interessierenden Auflösungen jedes der $m \cdot n$ Pixel individuell kontaktieren und alle Bildpunkte gleichzeitig ansprechen und steuern, so bräuchte man keine großflächige Elektronik! Von der informationstechnischen Herausforderung abgesehen, wird schon beim Betrachten der nur 20 Pixel in Abbildung 5.4 klar, dass individuelle Kontaktierung ohne sich vielfach kreuzende Leiterbahnen unmöglich ist.

Wir wollen also die Beschränkung auf $m + n$ Kontakte als gegeben hinnehmen und uns über die Konsequenzen Gedanken machen. Wie im Bild 5.4 dargestellt, kann eine Spannung zwischen einer Zeile und einer Spalte angelegt werden und damit genau ein Pixel

am Kreuzungspunkt ausgewählt werden. Ein Problem, das vor allem bei den selbst emittierenden Displays auftritt, ist der Spannungsabfall über den Kontakten. Weiter entfernte Pixel leuchten deshalb schwächer, infolge des erhöhten Bahnwiderstandes. Dieses Phänomen wird natürlich durch die im Vergleich zu Metallen reduzierte Leitfähigkeit von TCOs begünstigt und erzeugt eine *Inhomogenität* der Leuchtdichte auf dem Display.

Die beschriebene Ansteuerung kann gleichzeitig mit allen Pixeln einer Zeile oder Spalte passieren. Wegen ($m \leq n$) liegt es nahe, eine Zeile auszuwählen und jedes ihrer n Pixel zu adressieren. Diese als *line-at-a-time adressing* bezeichnete Strategie ermöglicht die maximal mögliche Anzahl von Pixeln gleichzeitig zu adressieren. Die Ansteuerung der anderen $m - 1$ Zeilen muss zu anderen Zeitpunkten erfolgen. Aufgrund der Auswahl im *Zeitmultiplex* ist jedes einzelne Pixel also für höchstens ein $m$tel der Zeit kontrollierbar. Diese Tatsache gilt für alle besprochenen Displaytypen gleichermaßen, obgleich die damit verbundenen Probleme durchaus unterschiedlich sind.

5.4 Aktiv-Matrix-Displays

Ein Speichern des Zustandes eines Pixels bis zur nächsten Adressierung ist, wie wir sehen werden, bei allen besprochenen Displays wünschenswert und erfordert jeweils die Entwicklung einer TFT-backplane. Es soll nun der chronologischen Reihenfolge ihrer jeweiligen Entwicklung folgend zunächst für LCDs und EPDs später am Beispiel der OLED-Displays erklärt werden, wie eine aktive Ansteuerung erreicht wird. Aus genannten Gründen, sollen die ELDs bei der Betrachtung über hochauflösende Displays vernachlässigt werden.

5.4.1 LCDs

Obwohl LC-Zellen aufgrund ihrer relativ großen Trägheit zumindest eine gewisse Speicherung ihres Zustandes für eine gewisse Zeit erlauben, wurde bereits im Jahre 1971 erstmals die Notwendigkeit formuliert, Transistoren für die Addressierung von LCDs einzusetzen [91]. Damit war nicht nur das Aktiv-Matrix-Display geboren, es war auch die bis heute wichtigste Anwendung für Dünnschichttransistoren gefunden. Nicht umsonst wird der Begriff TFT heutzutage im Volksmund praktisch mit einem großflächigen Flüssigkristall-Display gleichgesetzt. Die damals vorgeschlagene Schaltung wird bis heute in nahezu unveränderter Form verwendet und ist in Abbildung 5.5 in einem Ausschnitt der jeweils ersten beiden Zeilen und Spalten dargestellt.

Gehen wir davon aus, dass zunächst alle Kapazitäten unaufgeladen und die Pulsgeneratoren für die Zeilen (Z_i) und Spalten (S_i) ausgeschaltet, also auf ihrem Low-Pegel

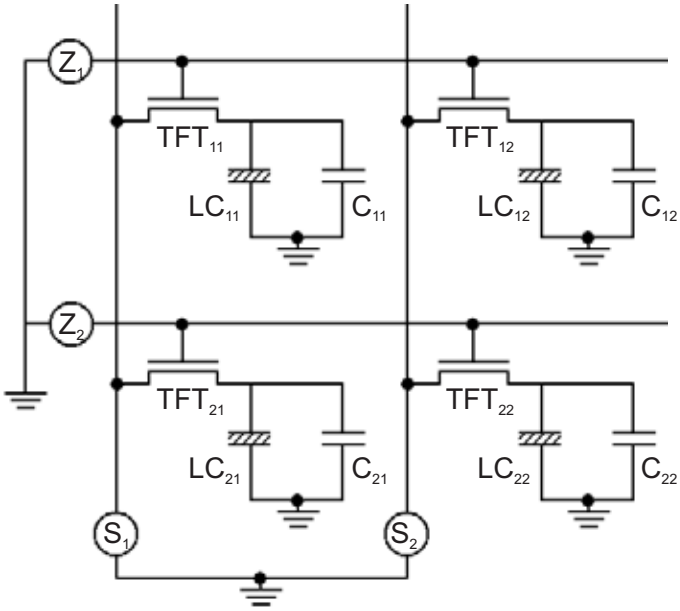


Abbildung 5.5: Schaltungskonzept für die Realisierung eines aktiven Matrix-Displays nach [91].

sind. Ferner seien die TFTs bei diesen Pegeln ausgeschaltet, also zwischen Source und Drain nicht leitfähig. Jetzt wird die Zeile 1 aktiviert, indem der Zeilen-Pulsgenerator Z_1 auf seinen high-Pegel schaltet, der die Gatespannung aller TFTs soweit erhöht, dass sie hoch leitfähig werden. Die Spalten-Pulsgeneratoren S_1 bis S_n stellen nun gleichzeitig die jeweiligen verschiedenen Spannungen zur Verfügung, die die charakteristische Transmission, also die Graustufe der jeweiligen anzusteuernden Pixel der Zeile 1 bedeuten. Die so zur Verfügung gestellten Helligkeitsinformationen werden nur an die Pixel der Zeile 1 weitergegeben, da die TFTs aller anderen Zeilen sperrend sind. Der Übergang der Adressierung auf Zeile 2 erfolgt, indem zuerst Z_1 auf low, dann S_1 bis S_n auf die der 2. Zeile entsprechenden amplitudenmodulierten Signale, erst danach Z_2 auf high geschaltet wird. Während dessen bleiben die Helligkeits- bzw. Farbinformationen der Zeile 1 in Form der Gesamtladung auf $LC_{1,j} \parallel C_{1,j}$ jedes Pixels, bzw. aller Subpixel erhalten. Das beschreiben des Displays wird in dieser Weise bis zur letzten Zeile (m) durchgeführt. Die Dauer dieses Gesamtprozesses entspricht der inversen Bildwiederholrate und soll als Bildperiode (engl. frame time) bezeichnet werden. Typisch sind heute 16,7 ms entsprechend 60 Hz. Die Addressierung des Pixels darf folglich maximal ein m-tel dieser Zeit in Anspruch nehmen, bei modernen Auflöungen bis zu 1.080 Zeilen (HD ready) liegt die Addressierungsdauer eines Pixels im Bereich von 10 μs. Sie ist damit um mehr als 2 Größenordnungen schneller als das eigentliche Umschalten der Zelle, die wie bereits erwähnt im Bereich von wenigen

ms liegt. Erst nach der beschriebenen Adressierung eines Pixels findet also das langsamere Umschalten der LC-Zelle auf eine der Gesamtladung entsprechende Transmission statt.

Ohne die Einführung dieser Aktiv-Matrix Ansteuerung wäre eine Realisierbarkeit großer, hochauflösender und für Video-Darstellung geeigneter Displays nicht möglich. Dabei besteht die Hauptfunktion des Dünnschichttransistor nicht darin, die eigentliche Ansteuerung der LC-Zellen zu unterstützen, denn während der Ansteuerung selber bildet er im Idealfall einfach eine zwischen Source und Drain leitfähige Verbindung. Seine Aufgabe ist, eine LC-Zelle nach ihrer Adressierung vom übrigen Display elektrisch abzutrennen, so dass keine Umladung der die Helligkeitsinformationen eines Pixels tragenden Ladung auf andere Bildpunkte erfolgt. Damit sind alle Bildpunkte für die, mit Ausnahme der Addressierung selber, gesamte Bildperiode in einem definierten Zustand, als wäre jedes Pixel individuell kontaktiert.

Die Funktion des TFTs ist also eine rein digitale. Er schaltet zwischen den beiden Zuständen *leitend* und *sperrend*. Will man den Einfluss einer Empfindlichkeit des TFTs unter Bias-Stress prüfen, müssen dafür nur 2 Zustände betrachtet werden. Für den sperrenden Zustand muss die zwischen Gate und Source liegende Spannung kleiner als die Einsetzspannung sein ($U_g < U_{to}$). Beim leitenden Zustand muss man zunächst bedenken, dass der Transistor natürlich nicht ideal leitet. Während des Stromflusses kommt es also zwischen Source und Drain zu einem Spannungsabfall. Dieser Spannungsabfall reduziert die von den Spaltengeneratoren zur Verfügung gestellte und im Idealfall vollständig auf die Kapazitäten übertragene Spannung. Da sich besagter Spannungsabfall infolge der Instabilität des TFTs ändern kann, ist somit eine Beeinflussung der Helligkeit eines Pixels denkbar, sofern der Stromfluss durch den TFT am Ende der Adressierung noch andauert. Doch genau dieses kann durch Dimensionierung des TFTs und eine ausreichend hohe Gatespannung U_g ausgeschlossen werden, so dass der zeitlich exponentiell abfallende Ladestrom von $LC_{1,j} \mid\mid C_{1,j}$ nach Abschluß der Adressierung praktisch auf null zurückgegangen ist. In diesem Fall findet keine Beeinflussung des Displays durch Instabilität statt.

Zusammengefasst muss also nur U_g derart gewählt sein, dass der *Low*-Pegel einen kritischen Wert unterschreitet und der *High*-Pegel einen anderen übertrifft, um ein gegen Instabilität sicheres Adressieren zu ermöglichen. Wenn wir an dieser Stelle vorwegnehmen, dass die zu erwartenden Verschiebungen der Transfercharakteristik unter Bias Stress einige Volt nicht überschreiten, ist durch entsprechend großzügige Pegelwahl jeglicher Einfluß dieses Effekts auf das Display ausschließbar.

5.4.2 EPDs

Auch bei den elektrophoretischen Displays entstand bereits früh die Forderung nach einer aktiven TFT-backplane [92], welche mit der für LCDs prinzipiell identisch ist. Unterschiedlich ist allerdings die Leistungsanforderung an die Displays. Schnelles Umschalten für Video-Darstellung wird beispielsweise für E-Paper überhaupt nicht gefordert. Bei reduzierter Leistungsfähigkeit gegenüber LCDs sollen allerdings die Produktionskosten gering sein.

5.4.3 OLEDs

Bei den OLEDs würde die im Vergleich zu den LCDs wesentlich höhere Schaltgeschwindigkeit durchaus die Realisierung hochauflösender und für die Wiedergabe von Videos geeigneter Passiv-Matrix-Displays erlauben. Dafür treten hier zwei neue Probleme auf.

Der Strom, der über die Zeilen- und Spaltenkontakte zu den Pixeln fließt, kann instantan einer Helligkeit des angesteuerten Pixels zugeordnet werden. Die Bahnwiderstände der Kontakte beeinflussen also, anders als bei den LCDs, die Helligkeit der Pixel. Gehen wir von heute typischen Effizienzen (20 cd/A), Helligkeiten (500 cd/m^2) und Pixelgrößen (180 μm x 240 μm) aus, so liegen die Pixelströme im Bereich 1 μA. An 10 μm breiten transparenten Top-Kontakten eines Flächenwiderstandes von 30 $\Omega/\square$ ergibt sich pro Zentimeter ein Spannungsabfall von 30 mV.

Das zweite neue Problem entsteht als Folge der Ansteuerung im Zeitmultiplex bei allen selbst emittierenden Displays. Zu jedem Zeitpunkt leuchtet nur eine Zeile, das menschliche Auge gewinnt die Helligkeitsinformation durch zeitliche Mittelung. Folglich muss, selbst bei idealem Füllfaktor, bei einem Display mit m Zeilen jedes Pixel die m-fache Displayhelligkeit liefern, um den korrekten Gesamteindruck zu erzeugen. Bei den bereits genannten aktuell gewünschten 1.080 Zeilen und einer heute üblichen Helligkeit von 500 cd/m^2 sind von den OLED-Pixeln also 500.000 cd/m^2 zu fordern. Auch wenn diese Helligkeiten von jedem Pixel nur für etwa 10 μs in jeder Bildperiode von etwa 10 ms zu erbringen ist, weshalb sie als Spitzenhelligkeit (engl. *peak brightness*) bezeichnet wird, führen die extrem hohen Werte zu einer derart starken Reduzierung von Effizienz und Lebensdauer, dass Passiv-Matrix-Displays auf Basis von OLEDs mit solch hohen Auflösungen praktisch nicht realisierbar sind.

Reduzierung von *Homogenität* und *Lebensdauer* heißen also die Probleme der passiven Ansteuerung von OLED-Matrix-Displays. Die Lösung wird auch hier durch großflächige

Elektronik bereitgestellt. Im Bild 5.6 werden zwei einfache Lösungsansätze für die beschriebenen Schwierigkeiten aufgezeigt.

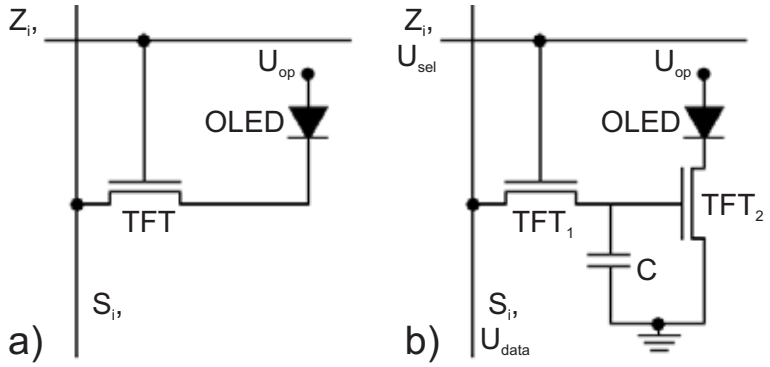


Abbildung 5.6: Schaltungskonzepte für aktive OLED-Matrix-Displays: a) einfache Ansteuerung mit einzelnem TFT im *smart pixel*, b) einfachstes aktives Pixel mit 2 Transistoren und einer Kapazität.

In 5.6 a wird ein einfacher Transistor benutzt, um die OLED mittels einer *Stromquelle* zu treiben. Eine solche Anordnung wurde bereits 1996 erstmals demonstriert [93]. Die Spannung U_{op} wird als Versorgungsspannung jedem Pixel permanent zur Verfügung gestellt. Ein Stromfluß erfolgt nur entlang der Spalten-Kontaktbahnen und dem allen OLEDs gemeinsamen Kontakt für U_{op}. Wählt man aber die Pegel derart, dass die Differenz aus Versorgung- und Spaltenspannung, also die Drain-Source-Spannung des TFTs, jeden TFT auf dem Display in der Sättigung hält, so führen die Variationen dieser Pegel nicht zu einer inhomogenen Leuchtdichte auf dem Display. Die Stromquelle hält alle Pixelstöme auf dem gleichen Niveau. Diese Anordnung aus einem TFT und einer in Reihe geschalteten OLED wird als *smart pixel* bezeichnet, sie löst das Problem der Inhomogenität. Allerdings findet keine Speicherung einer Information wie bei einem aktiven LCD oder EPD statt. Der Spaltenkontakt in Bild 5.6 a hat keine individuell steuernde Funktion und kann problemlos auf einen festen Pegel, beispielsweise Masse gelegt werden. Der Zeilenkontakt am Gate des TFTs steuert bei angelegter Versorgungsspannung stromlos die Helligkeit des Pixels. Wenn man nun die Ähnlichkeit dieses Verhaltens mit der bereits besprochenden LC-Zelle erkennt, so wird der Weg zum aktiven OLED-Pixel klar. Wir legen den Spaltenkontakt auf Masse und behandeln das Gate des TFTs wie früher die LC-Zelle, fügen also einen weiteren TFT und eine Kapazität hinzu und sprechen vom *aktiven Pixel* nach Bild 5.6 b.

Verständlich, dass nun die Adressierung in einer der Aktiv-Matrix-LCD entsprechenden Weise stattfindet, insbesondere erhalten die Zeilen- und Spaltenkontakte die bei jeder aktiven Ansteuerung typische Bedeutung, weshalb jetzt eine Umbenennung erfolgen soll.

Der zeilenweise angesteuerte, die zu kontrollierenden Pixel *auswählende* Kontakt soll mit *select* bezeichnet werden. Er besitzt nur die Zustände *Low* und *High*. Der spaltenweise verteilte, die Helligkeit des ausgewählten Pixels festlegende Puls wird nun *data* genannt. Jede Graustufe des Pixels entspricht einem *Data*-Pegel. Die zugehörigen Spannungen seien mit U_{sel} und U_{data} bezeichnet, in Abbildung 5.6 b) sind zur besseren Verständlichkeit die alte und die soeben definierte neue Zuordnung der Kontakte angegeben.

Mit dieser einfachsten denkbaren, spannungsprogrammierten, 1998 entwickelten Schaltung [94], wird weiterhin das Konzept der Stromquelle ausgenutzt, die Homogenität des Displays bleibt erhalten. Zusätzlich dazu wird gewährleistet, dass alle OLEDs für die gesamte Bildperiode gleichzeitig leuchten. Der Unterschied zwischen Pixel- und Displayhelligkeit wird also nur noch durch den Füllfaktor gegeben. Die Lebensdauer kann durch die um Größenordnungen reduzierbaren Helligkeiten deutlich erhöht werden.

Der schaltende TFT1 wird auch als *digitaler Transistor* bezeichnet, hingegen der den Strom der OLED treibende TFT2 als *analoger Transistor*. Eine Instabilität insbesondere des analogen TFTs beeinflusst unmittelbar den Strom durch die OLED und damit ihre Helligkeit. Aus diesem Grund kann die in Abbildung 5.6 b) gezeigte Schaltung mit realen Dünnschichttransistoren im Allgemeinen nicht erfolgreich realisiert werden.

Um Veränderungen von Schwellspannungen und teilweise auch Beweglichkeiten der TFTs in aktiven OLED-Treibern zu kompensieren oder zu umgehen, stehen verschiedene analoge Schaltungen und digitale Ansteuerungsverfahren zur Verfügung, welche jeweils detailliert in [8] erklärt sind und hier deshalb nur genannt seien.

Bei den analogen Schaltungen sind strom- und spannungsgesteuerte Pixeltreiber zu unterscheiden. Die stromgesteuerten Schaltungen stellen direkt den gewünschten OLED-Strom ein, der unmittelbar proportional zu I_{data} ist. Zu diesem Zweck bieten einige dieser Schaltungen die Möglichkeit der vollständige Kompensation von Veränderungen der Schwelle und z.T. der Beweglichkeit von TFTs.

Bei amorphen Materialien weisen zwei nah beieinander liegende TFTs praktisch identische Schwellen und Beweglichkeiten auf, da ein Einfluss von Korngrenzen ausgeschlossen werden kann. Sorgt man darüber hinaus für eine stets identische Belastung am Gate, so bleiben Schwelle und Beweglichkeit im Betrieb jeweils gleich. Dieses kann in einem Stromspiegel ausgenutzt werden [95]. Dabei wird bei Sättigung und identischer Gatespannung ein jeweils im Verhältnis zu W/L stehender Strom I_{ds} garantiert. Ebenfalls möglich ist ein direktes Einstellen des Stromes durch die OLED nach [96, 97] unter Nutzung einer zusätzlichen *select*-Leitung. Beide Konzepte erfordern die Integration von 4 TFTs je OLED und verlangsamen, insbesondere bei kleinen Programmierströmen die Adressierung.

Dieser Nachteil besteht bei den spannungsprogrammierten Pixeltreibern nicht, parasitäre Kapazitäten können mit hohen Strömen schnell geladen werden. Infolge der Anwendung eines in Sättigung betriebenen TFTs zur Übersetzung der Programmierspannung in den zu ihrem Quadrat proportionalen Pixelstrom, werden Änderungen der Schwellspannung, jedoch generell keine Variationen der Beweglichkeit kompensiert.

Die einfachste bereits in Abbildung 5.6 b) beschriebene spannungsprogrammierte Treiberschaltung kann durch eine Erweiterung nach [98] für eine Verschiebung der Schwelle unanfällig gemacht werden. Dabei wird zunächst eine von der momentanen Schwelle des analogen TFTs abhängige Spannung („*Autozero*“) erzeugt. Um diesen Betrag wird die vorgegebene Spannung bei der Programmierung verschoben. Dadurch wird die entscheidende Differenz aus Gate- und Schwellspannung und damit der Strom durch die OLED konstant gehalten. Erforderlich sind 3 Auswahlleitungen und 4 TFTs unter jedem Pixel. Letztere Zahl kann bei Verwendung externer Operationsverstärker auch in einem vollständig kompensierten Treiber auf 3 reduziert werden [99].

Die gezeigten Lösungsansätze erlauben zum Teil den Bau von Pixeln, deren Graustufendarstellung nicht durch Alterung des TFTs beeinflusst wird, erkaufen dieses jedoch mit erheblich höherem Schaltungsaufwand.

Auch die einfache 2 TFT Schaltung kann aber zumindest 2 Graustufen exakt darstellen, sofern der analoge TFT entweder vollständig ein oder ausgeschaltet ist und so dimensioniert ist, dass er den maximalen Strom durch die OLED nicht limitiert. Eine ähnliche Argumentation lieferte uns bereits die Unanfälligkeit von aktiven LCD-Displays gegen Bias Stress. Diese Tatsache kann nun durch digitale Ansteuerungsverfahren ([100] und darin enthaltene Referenzen) ausgenutzt werden, indem entweder mehrere Pixel zu einem virtuellen größeren Pixel mit entsprechend mehreren verschiedenen und stabilen Graustufen zusammengefasst werden (*area ratio greyscale*, ARG), oder, indem ein Pixel innerhalb einer Bildperiode mehrmals angesprochen und so durch zeitliche Mittelung eine Graustufe erzeugt wird (*time ratio greyscale*, TRG). Letztlich wird das Pixel mit einer einfachen Schaltung, dafür aber nur mit 2 stabilen Grautönen (Schwarz und Weiß) verwendet und dieses auf Kosten der Auflösung (ARG), der Geschwindigkeit (TRG) oder durch Kombination beider Strategien ausgeglichen.

Zusammenfassend kann bemerkt werden, dass effiziente durchsichtige Displays nur auf Basis organischer Leuchtdioden realisiert werden können. Die Anforderungen an die zur Realisierung aktiver Adressierung notwendigen elektronischen Schaltungen werden vom EPD zum LCD und in besonderem Maße beim Übergang zum OLED-Display immer höher. Bei den OLEDs übernimmt sie über die Rolle des digitalen Schalters hinaus auch

die Stromversorgung der Pixel und damit des gesamten Displays. Die daraus resultierende Anfälligkeit gegen Instabilität der TFTs muss im Allgemeinen durch noch komplexere Schaltungen ausgeglichen werden. Mehr Transistoren bedeuten mehr Platz unter dem Pixel, der bei den üblichen *bottom Emittern* nicht für die Lichtauskopplung zur Verfügung steht.

Wieviel Platz ein Transistor tatsächlich braucht, hängt zum einen von seiner geometrischen Dimensionierung mit W/L und zum anderen von technologischen Fragestellungen der lateralen Strukturierbarkeit ab. Wichtig ist also, nach Gleichung 2.6 mit einem gegebenen W/L einen maximalen Strom zu ermöglichen. Je näher die Schwelle an 0 V liegt, umso niedriger sind die nötigen Gatespannungen und damit die vom Dielektrikum auszuhaltende Feldstärke und umso größer kann folglich die flächenbezogene Kapazität C' gewählt werden.

Durchsichtige und lichtunempfindliche ZTO-TFTs ermöglichen nicht nur die Ausnutzung größerer Flächen für die Ansteuerung ohne den Füllfaktor des Displays zu senken, sie können dank ihrer im Vergleich zu a:Si hohen Beweglichkeit und fast idealen Schwelle mit deutlich kleinerer geometrischen Dimensionierung W/L ausgeführt werden. Ihre hohe Stabilität bei optimierter Zusammensetzung könnte die Herstellung einfacher Treiberschaltungen nach Bild 5.6 b ermöglichen, die, ohne jede Kompensation einer Schwellverschiebung, langfristig eine hohe Zahl unterscheidbarer Graustufen ermöglichen. Die Kombination einer Ansteuerung auf Basis dieser Bauelemente mit transparenten OLEDs wird als vielversprechender Ansatz zur Realisierung durchsichtiger hochauflösender Displays betrachtet.

6 Oxide für transparente Aktiv-Matrix-OLED-Displays

In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass mit PAPLD hergestellte ZTO-TFTs im Vergleich mit anderen TAOS, insbesondere dem in opaquen Display-Anwendungen inzwischen meistverwendeten IGZO, überlegene Stabilitätseigenschaften aufweisen. Diese Ergebnisse ebnen den Weg für den Einsatz der ZTO-TFTs in vollständig transparenten Aktiv-Matrix-OLED-Displays. Dieses technologische Ziel soll im folgenden Kapitel verfolgt werden. Dabei steht zunächst die passive Anwendung von Metalloxiden für Elektroden transparenter OLEDs im Vordergrund. Bei der anschließenden Betrachtung zur aktiven Ansteuerung transparenter OLEDs wird deren Integration mit tranparenten TFTs demonstriert, ebenso die Realisierung einer transparenten, spannungsgesteuerten, aktiven Pixelansteuerung auf Basis des TAOS Zink-Zinnoxid.

Bevor nun mit den Ausführungen zu transparenten OLED-Displays begonnen wird, soll aber zunächst die Frage nach möglichen Anwendungen dieser neuen Art von Bildschirmen geklärt werden. Von Designaspekten abgesehen, könnten transparente Displays die Wahrnehmung der Wirklichkeit durch zusätzliche Informationen ergänzen. Man spricht auch von erweiterter Realität *(engl. augmented reality)*. Stellt man sich eine beliebige Situation vor, in der ein Mensch mit seiner Umgebung interagieren muss und dafür Informationen benötigt, so werden schnell die mit der Darstellbarkeit erweiterter Realität verbundenen Möglichkeiten klar. Es soll beispielsweise eine komplexe Maschine repariert werden. Durch wechselndes Betrachten der Bauanleitung als virtuellem Bild und der defekten Maschine als realem muss der Mensch durch räumliche Vorstellungskraft beide visuellen Wahrnehmungen in Verbindung bringen. Der Erfolg seiner Aktivität hängt zu einem Großteil von dieser Vorstellungskraft ab, je komplexer die Maschine, desto problematischer. Trägt er ein zum Beispiel ein transparentes *head mounted displays* (HMD) kann eine Software die räumliche Vorstellung übernehmen. Sie „sieht“ via Bilderkennung der von der *head mounted camera* (HMC) aufgenommenen Realität die zu reparierende Maschine und bringt es mit den gespeicherten Informationen der Reparatur in Einklang. Dem Menschen wird über das Display die nötige und genau auf seinen Blickwinkel abgestimmte Information eingeblendet. Dabei können durch Pfeile Positionen gezeigt, perfekt ausgerichtete 3d-Modelle eingeblendet, Details vergrößert, verdeckte Teile in exakter Position hervorgehoben werden. In diesem Zusammenhang ist wenig verwunderlich, dass zum Beispiel im Bereich

der Chirurgie ein hohes Interesse an hochauflösenden transparenten Displays besteht, die zwischen Patient und Chirurg platziert werden und während der Operation zusätzliche Informationen zur Verfügung stellen. Will man sich in seiner Umgebung orientieren, ist dieses Konzept ebenfalls hilfreich, das seit längerem in sogenannten *Head-Up-Displays* in der Windschutzscheide von PKW ausgenutzt wird. Heutige Anwendungen durchsichtiger Anzeigen nutzen in Ermangelung der Verfügbarkeit eines selbstemittierenden, hochtransparenten Displays meist die Reflexion projizierter Bilder aus. Segmentanzeigen, geringen Informationsgehalts, können zwar auf Basis der in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Elektrolumineszenzdisplays transparent ausgeführt werden, die genannten niedrigen Helligkeiten, von etwa $100\,\mathrm{cd/m^2}$ gestalten eine Anwendung bei Tageslicht aber schwierig, hohe Versorgungsspannungen und niedrige Effizienzen stellen weitere Nachteile dar.

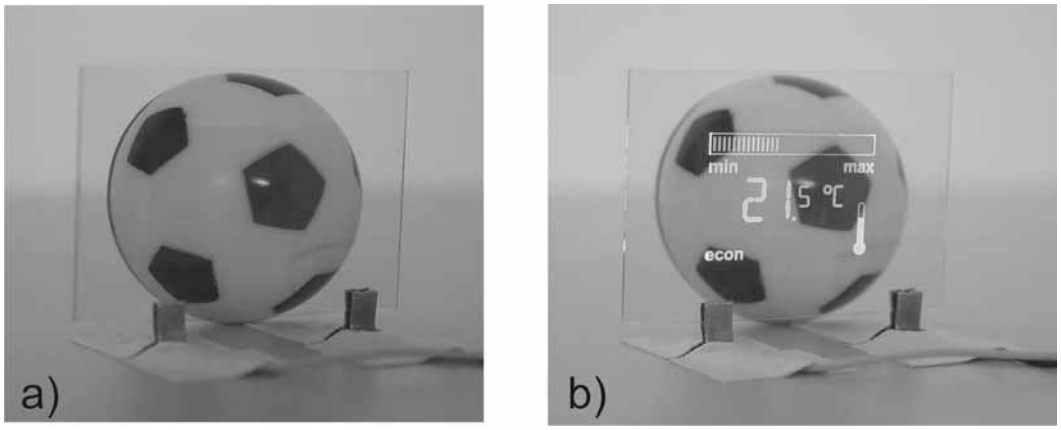


Abbildung 6.1: Transparentes OLED *small information content*-Display nach [101] a) ausgeschaltet b) eingeschaltet.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass mit den OLEDs eine selbstemittierende Displaytechnologie existiert, die transparent ausführbar ist, ohne die Einschränkungen von Elektrolumineszenzdisplays in Kauf nehmen zu müssen. Bild 6.1 zeigt nun das Beispiel eines transparentes OLED-Display. Es handelt sich um ein *small information content*-Display. Das bedeuted, dass lediglich der substratseitige ITO-Kontakt strukturiert und unter Verwendung des transparenten Photolacks SU-8 passiviert wurde. Die OLED ist ganzflächig abgeschieden. Das Display kann also nur zwischen den beiden Zuständen *ein* und *aus* unterscheiden. Beide Kontakte bestehen aus gesputtertem ITO.

6.1 Kontakte für organische Leuchtdioden

Transparente OLEDs müssen beidseitig mit TCOs kontaktiert werden. Heute stellt ITO das zu diesem Zweck standardmäßig verwendete Material dar, es wird nahezu ausschließlich gesputtert. Der steigende Indium-Preis motiviert die Suche nach alternativen TCOs [102]. Im folgenden Abschnitt soll gezeigt werden, dass selbst transparente OLEDs vollkommen indiumfrei herstellbar sind. Dazu wird das TCO AZO verwendet, dass durch verschiedene Verfahren, wie Sputtern, PLD und ALD abgeschieden werden kann [103–105].

Das Abscheiden der Top-Kontakte stellt dabei eine besondere technologische Herausforderung dar [53]. Bei Verwendung eines Sputterprozesses ist aufgrund des angesprochenen *negativen Ionen-Sputterns* der Einsatz eines reaktiven Sauerstoff-Hintergrundes praktisch ausgeschlossen. Das Resultat „schonender“ Sputterprozesse ist also notwendigerweise eine TCO-Schicht, die einen Mangel an Sauerstoff aufweist. Eine Senkung von Leitfähigkeit, Transparenz und Austrittsarbeit ist die Folge. Mit ALD und PLD werden zwei Abscheideverfahren für Oxide vorgestellt, die jeweils ohne elektrisches Feld auskommen, so dass die Bildung negativer Sauerstoff-Ionen nicht zu einer stärkeren Schädigung der Unterlage führt.

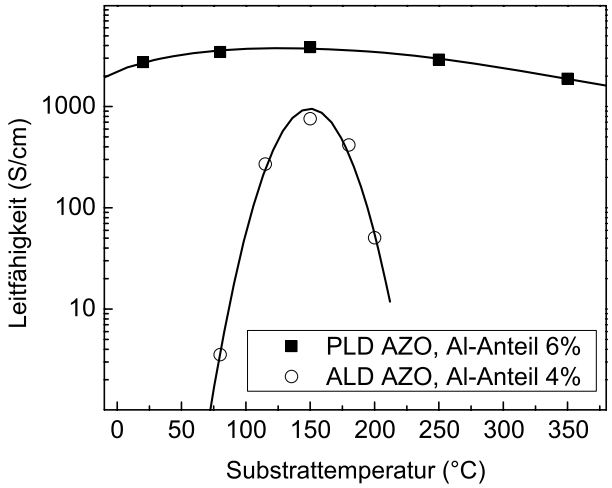


Abbildung 6.2: Vergleich der Leitfähigkeit von ALD-AZO und PLD-AZO in Abhängigkeit von der Substrattemperatur während der Abscheidung.

Die Zinkoxid-Abscheidung mit der ALD erfolgt unter Nutzung des Precursors Diethylzink (DEZ), welcher mit Wasser zu ZnO reagiert. Der Einbau eines Aluminiumanteils zu etwa 4 % erfolgt, indem nach jeweils 50 Monolagen ZnO, zwei Monolagen Al_2O_3 eingefügt wird. Er führt im Vergeich zu reinem ZnO in etwa zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit um den Faktor 4. Die Leitfähigkeit von ALD-AZO ist in Abbildung 6.2 in Abhängigkeit der

Substrattemperatur während der Abscheidung dargestellt. Zur besseren Orientierung sind auch die bereits in Bild 4.3 gezeigten entsprechenden Werte von PLD-AZO mit dargestellt. Offensichtlich bildet ALD-AZO nur in einem schmalen Prozessfenster um die Temperatur von 150 °C Schichten geeigneter Leitfähigkeit. Allerdings ist diese bei für die Herstellung des Top-Kontaktes geeigneten Substrattemperaturen mit unter 10 S/cm zur Kontaktierung ungeeignet. Die ALD, die prinzipiell ohne hochenergetische Teilchen auskommt und daher eine erhebliche Verminderung der Schädigung der Organik im Vergleich zu Sputtern oder PLD verspricht, ist momentan für den Top-Kontakt nicht einsetzbar. Zuvor wäre eine Reduzierung der notwendigen Substrattemperatur zur Abscheidung eines TCOs ausreichender Leitfähigkeit notwendig. In diesem Zusammenhang könnte sich der Einsatz von Ozon anstelle des Wassers als wirksame Maßnahme erweisen.

Wenn der Topkontakt mit der PLD hergestellt wird, ist zwar bereits bei Raumtemperatur eine Leitfähigkeit von etwa 2.800 S/cm erreichbar, vergleichbar zum Sputtern ist jedoch mit einer erheblichen Schädigung der darunter liegenden organischen Schichten zu rechnen [106]. Im folgenden wird deshalb ein in [107] beschriebenes Schutz-Konzept angewendet. Thermisch aufgedampftes Wolframoxid dient als Buffer- und Lochinjektionsschicht. Je größer die Dicke dieser Schicht, umso geringer fällt die durch Sputtern verursachte Schädigung der darunter liegenden Lochtransportschicht aus. Völlig analog gilt dieses bei Abscheidung eines AZO Top-Kontaktes durch PLD. Erstaunlicherweise kann die PLD als reaktives PVD-Verfahren, das für seine im Vergleich zum Sputtern deutlich höheren Partikelenergien bekannt ist, dabei schonender sein als der in [53] entwickelte Sputterprozess, was sich in kleineren Leckströmen und höheren Effizienzen bei identischen Wolframoxid-Schichtdicken zeigt [108].

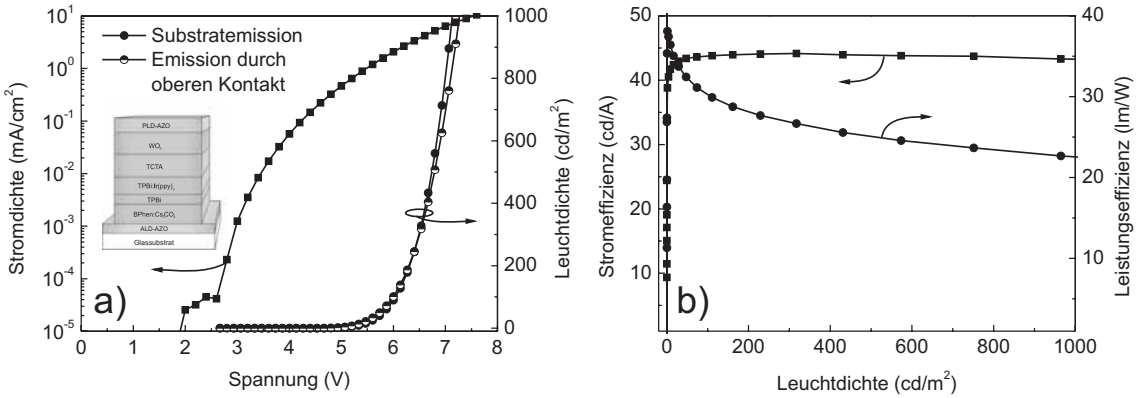


Abbildung 6.3: Transparente, indiumfreie OLED mit AZO-Kontakten nach [108]: a) Schichtenfolge und LIU-Charackteristik b) Strom- und Leistungseffizienz.

Dafür muss die Ablation allerdings sehr nah an der Ablationsschwelle erfolgen. Die mitt-

lere Abscheiderate wird als Maß dafür verwendet, wie nah über der Schwelle die Ablation in etwa erfolgte. Bei 1,7 J/cm^2 liegen die typischen Raten für PLD-AZO, im Bereich von 10^{-2} nm/Puls. Durch Reduzieren der Anregungsdichte im Zuge der Abscheidung des Top-Kontaktes transparenter OLEDs wurde dieser Wert auf bis zu $5 \cdot 10^{-5}$ nm/Puls gesenkt. Je kleiner diese Rate umso näher befindet man sich an der Ablationsschwelle und umso niedriger werden die Leckströme der kontaktierten OLEDs [108]. Bei dem genannten Minimalwert betragen diese Leckströme bei -6 V nur $3 \cdot 10^{-5}$ mA/cm^2. Das entspricht dem kleinsten Leckstrom, der für OLEDs mit Top-Kontakten aus TCOs jemals berichtet wurde. Dabei sind selbst die Ergebnisse des für seine extrem schonende Abscheidung bekannten *Face-to-Face-Sputterns* mit eingeschlossen [109].

Bild 6.2 zeigt die Schichtenfolge einer transparenten indiumfreien OLED, deren Topkontakt bei einer Rate von $3,3 \cdot 10^{-4}$ nm/Puls abgeschieden wurde. Als Elektronen injizierender Bottom-Kontakt wurde bei 150 °C abgeschiedenes ALD-AZO verwendet. Selbstverständlich wäre auch hier eine Kontaktierung mit PLD-AZO möglich, wie wir in Abschnitt 6.2.1 sehen werden. Die 80 nm dicke Wolframoxid-Schicht minimiert nicht nur die Schädigung bei Abscheidung des TCOs, sie ermöglicht darüber hinaus eine effiziente Lochinjektion aus dem AZO, welches im Vergleich zu ITO eine um 0,5 eV kleinere Austrittsarbeit besitzt [110]. Die Injektion von Elektronen aus dem AZO wird durch die mit Cs_2CO_3 dotierte organische Schicht 4,7-diphenyl-1,10'-phenanthroline (BPhen) erleichtert. Die OLED nach Bild 6.2 besitzt eine Transmission von über 73 %, die jedoch wesentlich durch Reflexion an den Kontakten, weniger durch Absorption eingeschränkt wird, und erreicht Effizienzen von 27 lm/W bzw. 44 cd/A.

Mit diesem Ergebnis wird demonstriert, dass eine Abscheidung des Top-Kontaktes in reaktiver Umgebung möglich ist und ein weiteres Beispiel für die Vielseitigkeit der PLD gegeben. Die Strategie, die kinetische Energie der Teilchen durch eine niedrige Anregungsdichte zu verringern, zeigt unmittelbar Wirkung auf die für die Lebensdauer der OLED entscheidenden Leckströme, bringt jedoch auch eine deutliche Verringerung der Abscheiderate mit sich. Mehrstufige Prozesse könnten dieses Problem minimieren. Denkbar ist auch eine andere Strategie zur Senkung der kinetischen Energie der Teilchen im PLD-Plasma. Aus genannten Gründen sind in der verwendeten PLD-Anlage keine Sauerstoff-Hintergrunddrücke über 10^{-3} mbar vorgesehen. Es wurde aber ebenfalls erwähnt, dass selbst Abscheidung bei Atmosphärendruck prinzipiell denkbar wäre. Es ist wahrscheinlich, dass eine Abscheidung deutlich über der Ablationsschwelle jedoch bei wesentlich höherem Hintergrunddruck wenigstens teilweise reaktiven Gases, ohne Verringerung der Abscheiderate eine ähnliche Reduzierung der Schädigung zur Folge hätte und darüber hinaus günstig auf die Stöcheometrie wirken würde.

6.2 Aktive Ansteuerung transparenter organischer Leuchtdioden

Im Folgenden soll die aktive Ansteuerung der organischen Leuchtdioden in den Mittelpunkt des Interesses rücken. Ziel der Untersuchung ist der technologische Nachweis über die Realisierbarkeit eines einfachen, transparenten, spannungsgesteuerten aktiven Pixels, gemäß dem Schaltbild 6.4, wie es bereits in Abschnitt 5.4 beschrieben wurde.

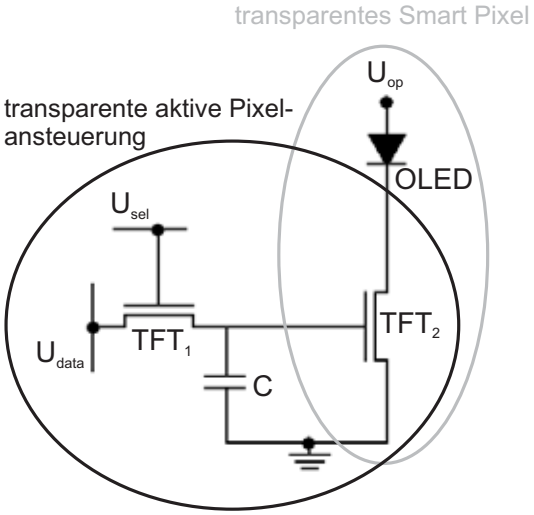


Abbildung 6.4: Schaltbild eines einfachen, spannungsgesteuerten aktiven Pixels.

Dabei soll in zwei Schritten vorgegangen werden. Zunächst wird mit der Herstellung eines transparenten *smart pixels* die Integrierbarkeit transparenter TFTs mit transparenten OLEDs demonstriert. Anschließend erfolgt die Implementierung einer vollständigen aktiven Ansteuerung, die eine Analyse des Schaltverhaltens bezüglich kurzer Spannungspulse ermöglicht, wie sie für hochauflösende Displays hoher Bildwiederholrate zu erwarten sind. Beide Schaltungen sind im Schaltbild 6.4 markiert.

6.2.1 Integration transparenter Elektronik und transparenter organischer Leuchtdioden

Das *smart pixel* wurde bereits in Abschnitt 5.4 als einfachste denkbare Anwendung elektronischer Funktionalität in einem Matrix-Display vorgestellt, die durch den Einsatz eines analogen TFTs als Stromquelle das Problem der Inhomogenität passiver Displays beheben kann. Es wurde darauf hingewiesen, dass die Eigenschaften dieses analogen TFTs, der ja in seiner Funktion dem späteren TFT_2 aus Bild 6.4 entspricht, durch niederfrequente Signale

vollständig erfasst werden können und damit eine Realisierung in der sehr einfachen Teststruktur möglich wird. Bild 6.5 zeigt nun den zur späteren Realisierung eines transparenten *smart pixels* vorgesehenen ZTO-TFT. Mit Ausnahme der Source und Drain-Kontaktierung ist er völlig mit den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Bauelementen identisch, insbesondere ist das 1 x 5 mm große durch eine Schattenmaske strukturierte ZTO-Pad erkennbar.

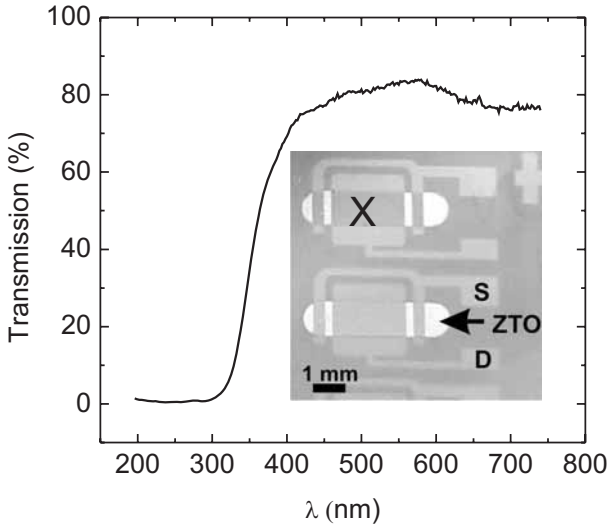


Abbildung 6.5: Dünnschichttransistor für transparentes Smart Pixel mit einer typischen Transmission von 80 % im Sichtbaren.

Zwischen Source und Drain werden zwei parallele Kanäle der üblichen Länge von 200 μm gebildet, die Weite wird durch das ZTO-Pad auf 1 mm vorgegeben. Insgesamt ergibt sich also ein W/L von 10. Der AZO-Drain-Kontakt soll später gleichzeitig die Kathode der OLED bilden und wird deshalb als 2,5 x 2,5 mm^2 große Fläche auf dem ZTO-Pad ausgeführt. Misst man durch die gesamte Schichtenfolge, also im mittleren Bereich des ZTO-Pads (Kreuz in Bild 6.5), wo alle Schichten vorhanden sind, so ergibt sich eine Transmission von 80 % im sichtbaren Spektralbereich. Die elektrischen Eigenschaften dieses TFTs werden in Bild 6.6 gezeigt.

Das Ausgangskennlinienfeld zeigt im dargestellten Bereich von $U_g = -3...5$ V Ströme von bis zu etwa 80 μA. Dabei ist vor allem die frühe Sättigung bei kleinen Spannungen $U_{ds} < 5$ V zu bemerken. Die im Sättigungsbereich gemessene Transfercharakteristik zeigt eine nahezu ideale Schwelle von 0 V und mit 11 cm^2/Vs eine hohe Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeit.

Vor der Abscheidung der OLED muss der TFT passiviert werden. Dafür wird die Oberfläche komplett mit dem transparenten Photolack SU-8 bedeckt, ausgenommen ein Quadrat der Größe 1,5 x 1,5 mm^2 mitten auf dem 2,5 x 2,5 mm^2 großen Drain-Kontakt. Die

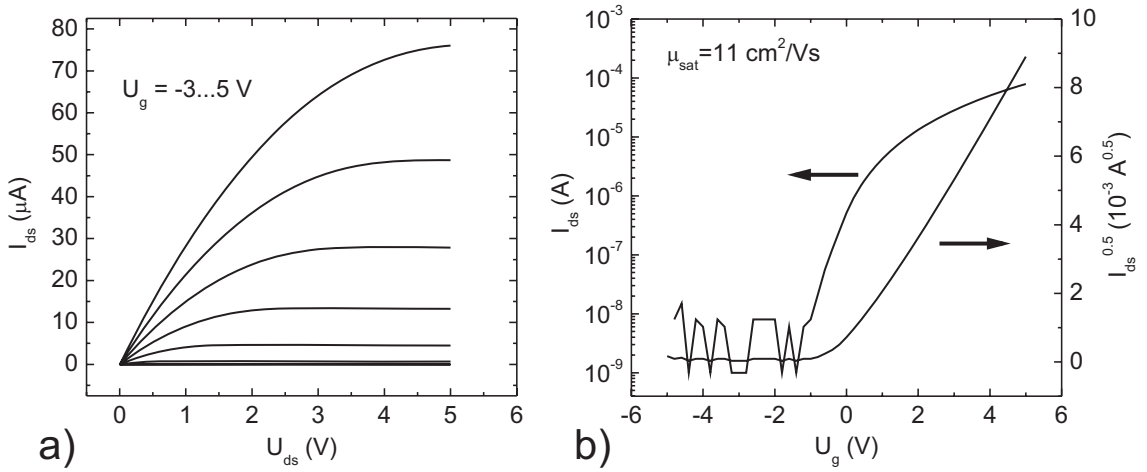


Abbildung 6.6: Verhalten des TTFTs nach Bild 6.5, a) Ausgangskennlinienfeld, b) Transfercharakteristik.

OLED wird also nur in diesem Bereich kontaktiert und kann insbesondere nicht zum Kurzschluss zwischen Source und Drain führen. Der für die Funktion des TFTs entscheidene Kanal ist also vollständig passiviert. Schon in Abschnitt 4.5.3 wurde erwähnt, dass eine Passivierung mit SU-8-Lack zu einem vollständigen und irreversiblen Ausfall eines Dünnschichttransistors führen kann. In unserem Fall wird unmittelbar nach der Passivierung eine Verringerung der Schwellspannung um etwa 0,7 V festgestellt, wie in Bild 6.7 dargestellt. Wie bereits gesagt wurde, bildet SU-8-Lack, zwar eine wirksame elektrische Isolation, jedoch eine, für Polymere typische, schlechte Barriere für Sauerstoff und Wasser [111,112], so dass die Verschiebung relativ schnell zurückgeht. Dass die Adsorption von Sauerstoff jedoch zumindest verlangsamt wird, zeigt sich in der vergleichsweise starken Verschiebung der Schwelle bei einer Messung, die unmittelbar nach Entnahme des Bauelementes aus dem Vakuum der Sputterkammer erfolgt. Die Gesamtverschiebung um etwa 2,3 V ist mit derjenigen einer wirksamen Verkapselung gemäß Abschnitt 4.5.3 vergleichbar, in diesem Fall aber eben nicht lang anhaltend, wie die spätere Messung des Smart-Pixels zeigen wird.

Der Passivierung des TFTs folgt die Abscheidung der transparenten OLED. Die sich ergebende vollständige Schichtenfolge des transparenten *smart pixels* ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Zur Verbesserung der Elektroneninjektion wird die dotierte organische Schicht BPhen:Li verwendet [39]. Die OLED ist vergleichsweise komplex aufgebaut. Sie besteht zwischen den Kontakten aus neun organischen Schichten. Sie erreicht Effizienzen von etwa 14 cd/A bzw. 4,4 lm/W. Für eine Leuchtdichte von 100 cd/m^2 ist eine relativ hohe Versorgungsspannung von 10 V notwendig. Mit einer moderneren Schichtenfolge, wie sie in Abschnitt 6.1 genutzt wurde, lässt sich nicht nur die Anzahl organischer Schichten

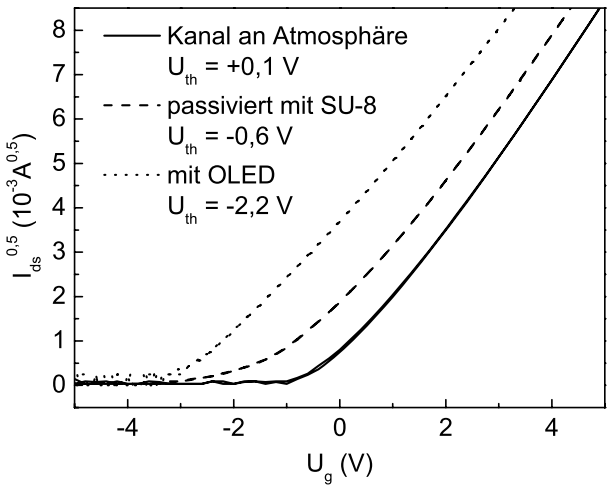


Abbildung 6.7: Schwellverschiebung des TFTs nach der Passivierung und unmittelbar nach dem Aufdampfen der organischen Dünnschichten.

auf fünf nahezu halbieren, es werden deutlich höhere Effizienzen und niedrigere Einsetzspannungen erreicht, sowie die vollständig indiumfreie Kontaktierung ermöglicht. Durch das Entfallen der absorbierenden Materialien Pentacen und PEDOT:PSS wird auch die Transmission positiv beeinflusst.

Bild 6.9 a zeigt die Leuchtdichte des Smart Pixels als Funktion der Versorgungsspannung U_{op} für Gatespannungen U_g zwischen -5 V und 5 V. Da die OLED erst bei Spannungen oberhalb von 10 V einen merklichen Stromfluss zulässt, ist auch erst oberhalb der entsprechenden Versorgungsspannung U_{op} eine Wirkung des Transistors auf die Leuchtdichte des Pixels erkennbar. Bei einer Gatespannung von nur 5 V sind Leuchtdichten von etwa 700 cd/m^2 erreichbar und sättigen aufgrund des als Stromquelle wirkenden TFTS bei Versorgungsspannungen oberhalb von etwa 20 V. Demnach kann im Sättigungsbereich eine Art „Transfercharakteristik“ des *smart pixels* bezüglich der Leuchtdichte aufgenommen werden, wie sie in Bild 6.9 b gezeigt wird. Das Pixel zeigt wie schon der TFT eine nahezu ideale Schwelle um 0 V. Sofern durch eine ausreichend hohe Versorgungsspannung alle Pixel in der Sättigung gehalten werden, sind unterschiedliche Bahnwiderstände oder Einsetzspannungen ohne Auswirkung auf die Helligkeit des Pixels. Diese wird allein von der Stromeffizienz bei der entsprechenden Helligkeit bestimmt und kann schon mit kleinen Gatespannungen am TFT erhöht werden.

Die Transmission der gesamten Schichtenfolge, wieder am Ort maximaler Absorption gemessen, beträgt im sichtbaren Spektralbereich im Mittel etwa 70 %, das entsprechende Spektrum ist in Bild 6.9 b dargestellt. Abbildung 6.10 a zeigt ein Substrat mit zehn transparenten *smart pixeln* in ausgeschalteten Zustand, von denen das untere Bauelement

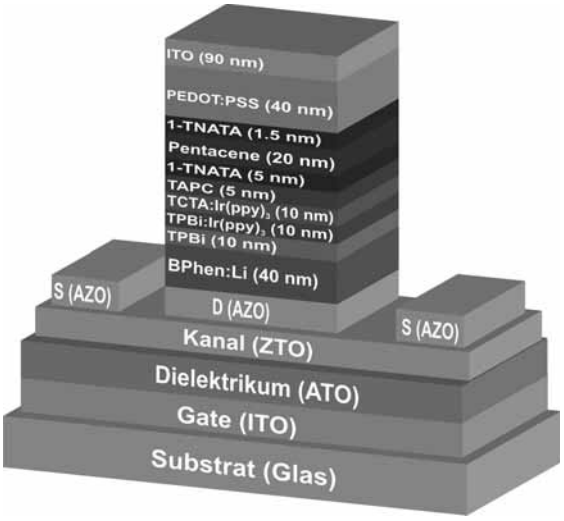


Abbildung 6.8: prinzipieller Aufbau des Smart Pixels bestehend aus transparentem TFT und transparenter OLED.

in der linken Reihe am Spitzenmessplatz kontaktiert ist. Das hinter dem Substrat platzierte Logo der Technischen Universität Braunschweig ist sehr gut erkennbar und demonstriert die hohe Transparenz der Anordnung. Im Teilbild 6.10 b wird nun das kontaktierte Pixel mit $U_{op} = 20\,\mathrm{V}$ und $U_g = 4\,\mathrm{V}$ auf etwa $500\,\mathrm{cd/m^2}$ eingeschaltet. Diese Helligkeit entspricht in etwa der Anforderung moderner Flachdisplays und ist auch bei Raumlicht gut erkennbar.

Die vorgestellten Ergebnisse nach [39] zeigen, dass eine Integration transparenter TFTs mit transparenten organischen Leuchtdioden möglich ist. Die Prozessierung auf der Oberfläche des TFTs führt nur zu einer kurzfristigen Schwellverringerung. Bei einer Dünnschichtverkapselung der gesamten Anordnung ist mit einer Verringerung der Schwelle der Pixel auf bis zu -4 V zu rechnen, welche jedoch als tolerierbar einzuschätzen ist. Ferner wird deutlich, dass ein einzelner ZTO-TFT mit $W/L = 10$ und $U_g - U_{th} = 5\,\mathrm{V}$ in der Lage ist, eine OLED vergleichsweise niedriger Effizienz und großer Fläche von $2{,}25\,\mathrm{mm^2}$ auf eine Helligkeit von etwa $700\,\mathrm{cd/m^2}$ zu schalten. Das Ergebnis stellt einen wesentlichen Meilenstein auf dem Weg zum transparenten, hochauflösenden Display dar. Es entspricht nicht nur der ersten Demonstration einer transparenten Anordnung aus OLED und TFT, sondern bis heute der einzigen auf Basis eines amorphen Transistors.

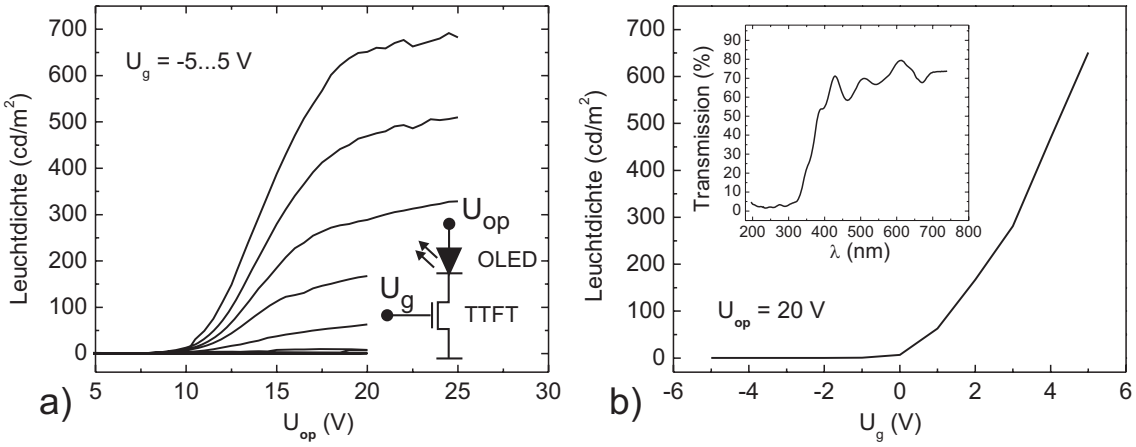


Abbildung 6.9: Leuchtdichte des Smart Pixels als Funktion a) der Versorgungsspannung U_{op} für verschiedene Gatespannungen U_g und b) der Gatespannungen U_g für einen im Sättigungsbereich betriebenen TFT ($U_{op} = 20\,\mathrm{V}$).

6.2.2 Implementierung einer spannungsgesteuerten aktiv-Matrix Ansteuerung auf Basis von ZTO

Nachdem die Machbarkeit der Integration einer transparenten OLED auf einem ZTO-TFT demonstriert wurde, soll jetzt die Realisierung einer geeigneten transparenten Aktiv-Matrix-Ansteuerung erfolgen. Zu diesem Zweck kann die Teststruktur nicht mehr verwendet werden. Noch beim transparenten *smart pixel* war nur eine einzige der vier funktionalen Schichten des Dünnschichttransistors lithographisch strukturiert worden, im folgenden muss das für alle gelten. Entsprechend wird zur Fertigung die in 3.2.2 beschriebene Bauweise für strukturierte Gates auf Basis der ITO/MAM-Substrate von Philips verwendet. Zur Strukturierung des zinkarmen ZTO-Kanals wird ein Gold-Lift-Off genutzt, das Via im ALD-AL_2O_3-Dielektrikum wird mittels Flusssäure geätzt. Mit Nutzung von Positionierkreuzen wird eine hohe Positioniergenauigkeit erreicht, die eine Miniaturisierung der gesamten Schaltung auf eine für hochauflösende Displays geeignete Pixelgröße von 180 x 240 $\mu\mathrm{m}^2$ erlaubt. Die entsprechende Schaltung ist in Bild 6.11 dargestellt, zur besseren Orientierung wird ebenfalls das entsprechend ausgerichtete Schaltbild gezeigt.

Die Schaltung soll nun bezüglich des Stromflusses I_{pixel} charakterisiert werden. Da die Realisierbarkeit einer OLED auf einer entsprechenden Anordnung bereits nachgewiesen wurde und weil OLEDs, wie in 5.2.2 beschrieben sehr schnell schaltbare Bauelemente sind und deshalb auf den nun zu untersuchenden Zeitskalen einiger μs kaum eine Beeinflussung des dynamischen Verhaltens verursachen werden, soll I_{pixel} ohne OLED ausgewertet werden. Dazu wird der Drain Kontakt des analogen TFTs, der später auf dem Potential der

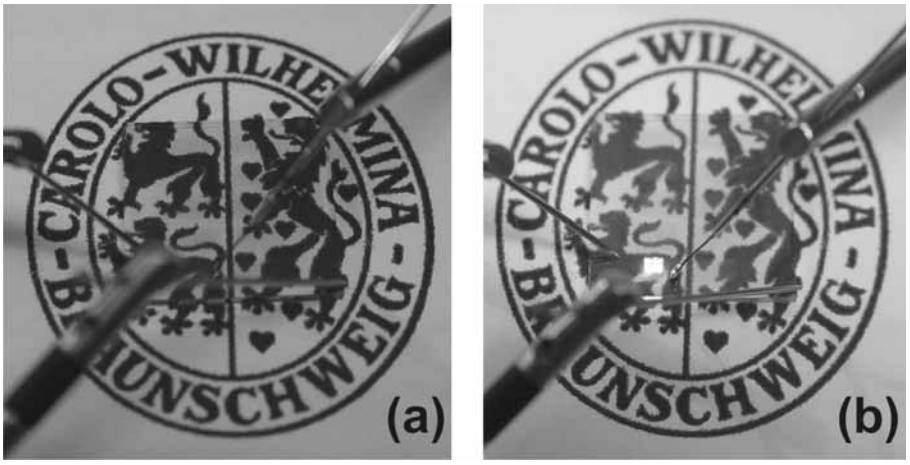


Abbildung 6.10: Transparentes *smart pixel* a) ausgeschaltet, b) mit $U_{op} = 20\,\mathrm{V}$ und $U_g = 4\,\mathrm{V}$ auf etwa $500\,\mathrm{cd/m^2}$ eingeschaltet.

Kathode der OLED liegen wird, anstelle der OLED, mit einem Widerstand von 500 kΩ verbunden, wie es in Bild 6.11 dargestellt ist. Die Messung erfolgt mit der PCI-Karte NI 7831R und einer zu diesem Zweck entwickelten LabView-Ansteuerung. Die Versorgungsspannung U_{op} von 10 V wird von der Karte zur Verfügung gestellt, ebenso die Pulse U_{sel} und U_{data} mit frei wählbaren Pegeln und steuerbarer relativer Lage. Der OLED-Strom durch TFT_2, wird von der Karte als Funktion der Zeit gemessen und kann bei abschätzbarer Stromeffizienz transparenter OLEDs einer Leuchtdichte zugeordnet werden.

Zum Einstellen der Helligkeit des Pixels wird die Kapazität C, der Größe 12,3 pF entsprechend dem $U_{data,on}$-Pegel aufgeladen. Diese Ladung erfolgt nur, wenn das Pixel ausgewählt wird, der Select-Puls also auf *high* steht. Die Aufladung der Kapazität auf $U_{c,max}$ folgt einem exponentiellen Verlauf der Form $U_c(t) = U_{c,max}(1 - \exp(-t/\tau))$. Durch Variation der zeitlichen Dauer des Select-Pulses kann die Ladezeit der Kapazität innerhalb einer Messperiode bestimmt werden. Die entsprechenden Verläufe des Pixelstroms zeigt Bild 6.12. Bei Reduzierung einer beliebig großen Pulsbreite auf 5 μs ist nur ein geringfügiger Abfall des Pixelstromes auf etwa 95,5 % zu verzeichnen.

Das Ergebnis beweist, dass Select-Pulse einer Dauer von 5 μs zu einer Ladung der Kapazität führen und so einen konstanten Pegel einstellen können. Da jedoch innerhalb einer Periode keine Entladung der Kapazität erfolgt, ist das Experiment kaum geeignet, die wirkliche Zeitkonstante τ der Aufladung abzuschätzen. Die Pegel könnten sich nach dem Einschalten der periodischen Eingangssignale durch Akkumulation mehrerer Ladeperioden eingestellt haben. Das im folgenden beschriebene Experiment zur Analyse des *Nebensprechens* des aktiven Pixels mit 10 μs breiten Select-Pulsen wird jedoch diesbezüglich eine

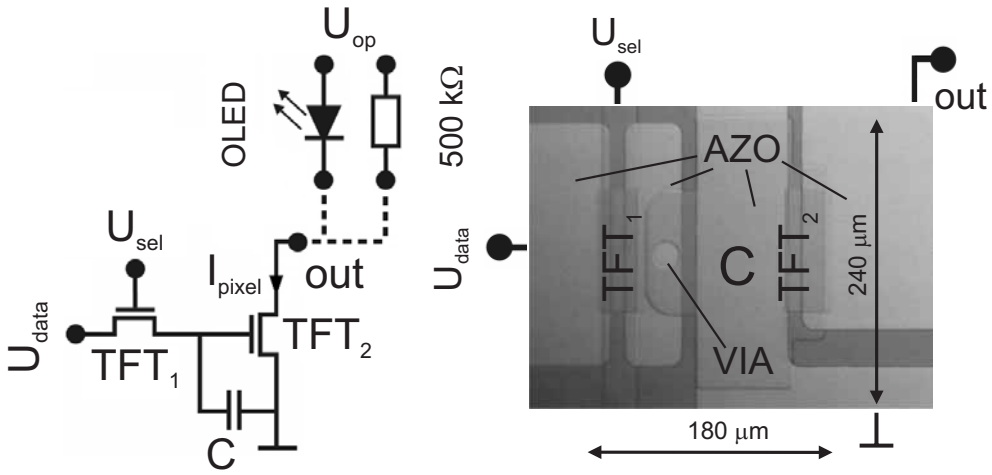


Abbildung 6.11: Schaltbild und Mikroskopaufnahme einer transparenten, spannungsgesteuerten aktiv-Matrix Ansteuerung auf Basis von ZTO.

eindeutigere Aussage ermöglichen.

Die Anforderung möglichst geringen Nebensprechens benachbarter Pixel bedeutet, dass die mit dem Data Pegel verbundene Helligkeitsinformation nur auf das mit *select* ausgewählte Pixel übertragen wird. Letztlich bildet der Schalttransistor eine UND-Verschaltung für diese beiden Pegel, die Kapazität speichert das entsprechende Ausgangssignal. Im Idealfall würde also bei zeitlicher Überlappung ein konstanter Pegel entstehen, bei nicht überlappenden Eingangspegeln sollte der Pixelstrom null sein. Bedenkt man, dass man eine Bildwiederholungsfrequenz von 100 Hz erreichen möchte, also innerhalb von 10 ms das gesamte Display adressiert haben muss, bedeutet dieses bei circa 1.000 Zeilen (Full HD entspricht 1.080 Zeilen) eine Adressierung der Pixel in einem Zeitraster von 10 μs. Abbildung 6.13 zeigt den Pixelstrom für zeitlich gegeneinander verschobene Pegel.

Dem Verlauf für eine Verschiebung von t=5 μs ist zu entnehmen, dass nach Aufladung der Kapazität für 5 μs und anschließender Entladung selbiger Dauer auf den $U_{data,off}$-Pegel letztere vollständig abgeschlossen, das Pixel also ausgeschaltet ist. Die Zeitkonstante der Entladung der Kapazität ist deutlich kleiner als 5 μs. Unter Nutzung dieser Erkenntnis läßt sich der Pixelstrom bei einer zeitlichen Verschiebung von t=-5 μs leicht interpretieren. Nach vollständiger Entladung von C ist die dem mittleren Helligkeitspegel $U_{data,on} = 4\,\mathrm{V}$ entsprechende Aufladung nach 5 μs noch nicht abgeschlossen. Anstelle des bei Synchronität eingestellten Pixelstroms von etwa 1,5 μA, werden nur circa 1,05 μA erreicht, die gemäß Bild 6.14 einem Pegel von etwa $U_{data,on} = 2,5\,\mathrm{V}$ zugeordnet werden können. Die Aufladung der Kapazität ist also nach 5 μs zu etwa 62,5 % abgeschlossen, die Zeitkonstante der Aufladung auf den mittleren Helligkeitspegel $U_{data,on} = 4\,\mathrm{V}$ kann also zu etwa 5 μs

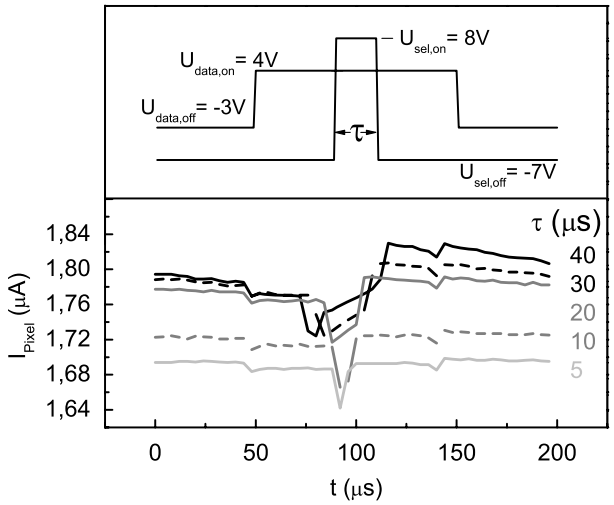


Abbildung 6.12: Von der zeitlichen Dauer der Data-Pulse nur geringfügig abhängiger Pixelstrom.

abgeschätzt werden.

Bezüglich der Forderungen an das Display zeigt sich, dass bei Synchronität der maximale Pixelstrom erreicht wird. Bereits Verschiebungen von -10 μs bzw. +5 μs führen zu einem nicht mehr messbaren Pixelstrom, so dass die Einhaltung eines Zeitrasters von 10 μs problemlos ermöglicht wird. Das Laden der Kapazität funktioniert also bereits ausreichend schnell, um heute übliche Auflösung (Full HD) bei einer Bildwiederholfrequenz von 100 Hz zu erreichen.

Weiter bleibt zu prüfen, in welchem Bereich der Pixelstrom, also die Helligkeit des Pixels mit dem Data-Pegel verändert werden kann. Entsprechend der Pixelgröße bedeutet ein Pixelstrom von 1 μA eine Stromdichte von etwa 23 A/m^2. Selbst bei einer vergleichsweise geringen Effizienz der OLED von nur 20 cd/A erzeugt dieser Strom eine Helligkeit von 460 cd/m^2. Solche Werte sind inzwischen auch mit transparenten OLEDs erreichbar [101]. Bild 6.14 zeigt den Pixelstrom in Abhängigkeit des $U_{data,on}$-Pegels. Der $U_{data,off}$- und die Select-Pegel sind dabei wie in den zuvor beschriebenen Experimenten gemäß den Abbildungen 6.12 und 6.13 gewählt worden und liegen mit einer jeweiligen zeitlichen Dauer von 10 μs synchron am Eingang des Pixeltreibers.

Offensichtlich ist der Pixelstrom mit Hilfe des $U_{data,on}$-Pegels in einem weiten Bereich durchstimmbar. Der maximal erreichte Wert entspricht mit oben genannter Abschätzung einer Helligkeit von 2.200 cd/m^2. In dem hier dargestellten Zeitbereich erscheint der Pixelstrom nahezu konstant. Im Display muss dieser Pegel, entsprechend der Bildwiederholfrequenz von 100 Hz, 10 ms lang gehalten werden. Misst man nun den Pixelstrom über 10 ms

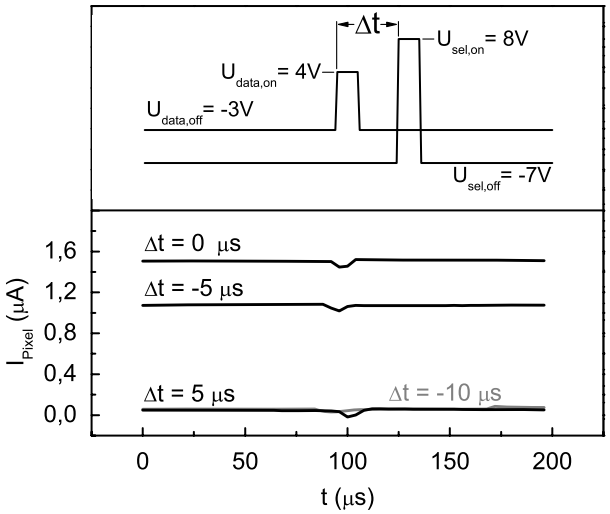


Abbildung 6.13: Pixelstrom für Data und Select-Pulse der jeweiligen Dauer von 10 μs unterschiedlicher relativer Lage zueinander. Ein 10 μs Zeitraster der Pixelsadressierung ist problemlos möglich.

(nicht dargestellt), so ist bei den kleinen $U_{data,on}$-Pegeln bis einschließlich 5 V (entsprechend etwa 2 μA, also von 920 cd/m^2) ein Abfall von weniger als 1,4 % zu erkennen. Bei den hohen Pixelströmen steigt dieser Abfall nach 10 ms bis auf 3,8 % an. Auch dieser letztere Wert ist als sehr positives Ergebnis zu werten. Selbst ein um eine Größenordnung stärkerer Abfall durch höheren Aus-Strom des Schalttransistors oder eine kleinere Kapazität wäre noch akzeptabel. Der leichte Abfall führt zwar zu einer vernachlässigbaren Senkung der Effizienz des Displays im Bereich weniger Prozent, ist durch das Auge aber zeitlich nicht auflösbar und verringert insbesondere nicht die Anzahl der unterscheidbaren Graustufen. In diesem Zusammenhang sollte man sich daran erinnern, dass ein Umschalten der Pixel eines aktiven LC-Displays erst Millisekunden nach der Addressierung erfolgt.

Die mit der realisierten spannungsgesteuerten Aktiv-Matrix-Ansteuerung nach [113] auf Basis von ZTO erreichte Schaltgeschwindigkeit übersteigt die Anforderungen der bisher höchsten genutzten Auflösung (Full-HD) bei gleichzeitiger Verwendung der Bildwiederholrate von 100 Hz. Die Pixelströme könnten eine Helligkeit von etwa 2.200 cd/m^2 erzeugen, der Pixelstrom fällt innerhalb der Zeitdauer einer kompletten Displayadressierung, um weniger als 3,8 %. Alle diese Eigenschaften übersteigen die Erwartungen und wurden mit dem kleinen Dimensionierungsverhältnis W/L=10 für die ZTO-TFTs erreicht.

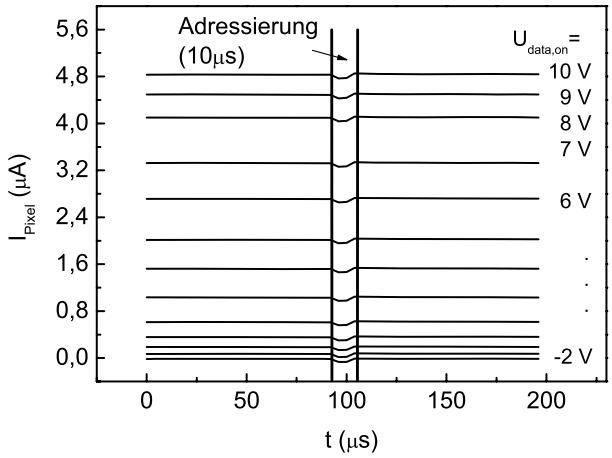


Abbildung 6.14: Pixelstrom bei verschiedenen $U_{data,on}$-Pegeln. Der erreichbare Pixelstrom entspricht einer Helligkeit von etwa 2.200 cd/m^2.

7 Zusammenfassung

Moderne Flachdisplays benötigen eine großflächig abgeschiedene Elektronik zur Aktiv-Matrix-Ansteuerung ihrer Pixel. Im Vergleich zu den Flüssigkristall-Anzeigen sind die Anforderungen an diese Elektronik in OLED-Displays erheblich höher, da sie über die Rolle des digitalen Schalters hinaus auch die Stromversorgung der Pixel übernimmt.

TFTs auf Basis von Oxid-Halbleitern, insbesondere die transparenten, amorphen (TAOS), sind bezüglich ihrer Beweglichkeit bestens geeignet, um diese Anforderungen in OLED-Displays zu erfüllen. Neben der hohen Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeit bieten sie die Möglichkeit, eine transparente Backplane zu realisieren. Licht kann also durch die transparente Elektronik hindurch ausgekoppelt werden. So wird eine Steigerung des Füllfaktors bottom-emittierender Displays und sogar die Herstellung hochtransparenter Aktiv-Matrix-Displays ermöglicht. Die negativen Auswirkungen eines Sauerstoff-Mangels in den TAOS-Schichten auf die Eigenschaften der entsprechenden TFTs führen aber zu hohen Anforderungen an das Abscheideverfahren.

Deshalb wurde zur Herstellung von Oxid-Halbleitern mit für TFTs günstigen Eigenschaften mit der Plasma assistierten gepulsten Laserdeposition (PAPLD) eine neuartige Depositionstechnologie vorgestellt. Der Vergleich mit ohne Plasma abgeschiedenen, sonst identischen Schichten beweist die Wirksamkeit des technologischen Ansatzes in der starken Reduzierung von Absorption und Dotierung, ebenso wie der Störstellendichte. Die Ladungsträgerdichte wird durch Einsatz des Sauerstoff-Plasmas um etwa drei Größenordnungen gesenkt. Die PAPLD ermöglicht, das TAOS Zink-Zinnoxid (ZTO) bei niedrigen Substrattemperaturen von etwa 150 °C herzustellen, ohne einen anschließenden Ausheizprozess zu erfordern. Mit diesem Material lassen sich transparente Dünnschichttransistoren mit Sättigungs-Feldeffektbeweglichkeiten von $10\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ und günstigen Schwellspannungen nahe 0 V realisieren.

Bei der Untersuchung zur Stabilität transparenter ZTO-TFTs gegen Bias-Stress wurde eine von keinem anderen Materialsystem bekannte Möglichkeit zum „Einstellen“ der Stabilität gefunden. Unter Ausnutzung dieser Eigenschaft konnten sehr stabile Dünnschichttransistoren hergestellt werden, die selbst nach 1000 Stunden unter Dauerbelastung mit dem Drain-Source-Strom $I_{ds} = 188\,\mu\mathrm{A}$ eine Schwellverschiebung von nur $+320\,\mathrm{mV}$ und

eine Änderung der Beweglichkeit um weniger als 1 % zeigen. Die hier verwendeten Ströme waren um etwa zwei Größenordnungen größer als im Display.

Unter Beleuchtung zeigt sich eine deutlich niedrigere Lichtempfindlichkeit bei höherer Substrattemperatur abgeschiedener TFTs. Ein deutliches Sättigungsverhalten bezüglich der eingestrahlten Intensität erlaubt die Abschätzung, dass für TFTs der Substrattemperatur von 450 °C selbst unter intensivster Hintergrundbeleuchtung in transparenten Displays eine Schwellverschiebung um weniger als 1,7 V zu erwarten ist. Höhere Substrattemperaturen werden diesen Wert voraussichtlich weiter senken. Die Zeitkonstanten des vollständig reversiblen Rückganges der Schwellverschiebungen nach der Beleuchtung hängen vom Sauerstoff-Partialdruck der Umgebung des TFTs ab. Diese Beobachtung ist auf den Einfluss an der Oberfläche adsorbierten Sauerstoffs zurückzuführen.

Ohne Beleuchtung kommt jedoch es aber selbst im Hochvakuum nur zu einer sehr langsamen Verschiebung der Schwelle um weniger als 1 V. Die niedrige Empfindlichkeit der Oberfläche gegen den Sauerstoff-Partialdruck der Umgebung wird auf den effiziente Reduzierung des Sauerstoff-Defizits in der Schicht durch die PAPLD zurückgeführt und ermöglicht die Herstellung verkapselter TFTs die gegenüber unverkapselten nur eine um 2 bis 4 V verringerte Schwelle aufweisen. Dies ist vor allem für die Anwendung der ZTO-TFTs in OLED-Displays von Bedeutung.

Das Einfügen von Indium in den Kanal transparenter TFTs brachte ausschließlich Bauelemente mit hoher Lichtempfindlichkeit hervor und muss, wenigstens vorläufig, als für transparente Anwendungen wenig aussichtsreich bezeichnet werden. Die Zugabe von Gallium senkt im untersuchten Temperaturbereich die Beweglichkeit, wird aber insbesondere bei Verwendung höherer Substrattemperaturen als interessantes Materialsystem gesehen.

Im Resultat eignen sich transparente Dünnschichttransistoren auf Basis Zink-Zinnoxids wegen ihrer elektrischen Eigenschaften, besonders aber ihrer Stabilität unter Bias-Stress, Temperatur, Beleuchtung und Atmosphäre zur Realisierung transparenter, hochauflösender Aktiv-Matrix-OLED-Displays.

Zum Nachweis über die Realisierbarkeit transparenter Aktiv-Matrix-OLED-Displays auf Basis von ZTO-TFTs wurde zunächst die Integration jeweils transparenter OLEDs und TFTs demonstriert. Das Ergebnis entspricht der ersten Demonstration einer vollständig transparenten Anordnung aus OLED und TFT.

Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wurde ein transparenter, spannungsgesteuerter Pixeltreiber auf einer für hochauflösende Displays geeigneten Pixelgröße von 180 x 240 μm^2 realisiert. Die Schaltgeschwindigkeit übersteigt die Anforderungen der bisher höchsten genutzten Auflösung (Full-HD) bei gleichzeitiger Nutzung der Bildwiederholrate von 100 Hz. Die Pixelströme ermöglichen eine Helligkeit von etwa 2.200 cd/m^2.

Im Rahmen dieser Arbeit entstandene Publikationen

1. P. Görrn, M. Sander, J. Meyer, M. Kröger, E. Becker, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, T. Riedl: *Towards see-through displays: Fully transparent thin-film transistors driving transparent organic light-emitting diodes.* Adv. Mater. **18(6)** (2006), 738–741.

2. P. Görrn, T. Rabe, T. Riedl, W. Kowalsky, F. Galbrecht, U. Scherf: *Low loss contacts for organic semiconductor lasers.* Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 16, 161113.

3. W. Kowalsky, P. Görrn, J. Meyer, M. Kröger, H.-H. Johannes, T. Riedl: *See-through oled displays (invited).* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6486** (2007), 64860F.

4. P. Görrn, P. Hölzer, T. Riedl, W. Kowalsky, J. Wang, T. Weimann, P. Hinze, S. Kipp: *Stability of transparent zinc tin oxide transistors under bias stress.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 6, 063502.

5. T. Rabe, S. Hamwi, J. Meyer, P. Görrn, T. Riedl, H.-H. Johannes, W. Kowalsky: *Suitability of lithium doped electron injection layers for organic semiconductor lasers.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 15, 151103.

6. P. Görrn, T. Rabe, T. Riedl, W. Kowalsky: *Loss reduction in fully contacted organic laser waveguides using te[sub 2] modes.* Applied Physics Letters **91** (2007) 4, 041113.

7. T. Rabe, P. Görrn, T. Riedl, and W. Kowalsky: *Optical gain in coumarin 545t-doped tris(8-hydroxy-chinolinato)aluminium thin films.* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6655** (2007) 1, 66551F.

8. T. Riedl, T. Rabe, P. Görrn, J. Wang, T. Weinmann, P. Hinze, F. Galbrecht, U. Scherf, W. Kowalsky: *Polymer lasers: recent advances.* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6655** (2007) 1, 66550V.

9. C. Gärtner, C. Karnutsch, J. Brückner, N. Christ, S. Uebe, U. Lemmer, P. Görrn, T. Rabe, T. Riedl, W. Kowalsky: *Loss processes in organic double-heterostructure laser diodes.* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6655** (2007) 1, 66550T.

10. J. Meyer, T. Winkler, S. Hamwi, S. Schmale, M. Kröger, P. Görrn, H.-H. Johannes, T. Riedl, E. Lang, D. Becker, T. Dobbertin, W. Kowalsky: *Highly efficient fully transparent inverted oleds.* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6655** (2007) 1, 66550L.

11. T. Riedl, P. Görrn, P. Hölzer, W. Kowalsky: *Ultra-high long-term stability of oxide-ttfts under current stress.* phys. stat. sol. (RRL) **1** (2007), 175–177.

12. P. Görrn, M. Lehnhardt, T. Riedl, W. Kowalsky: *The influence of visible light on transparent zinc tin oxide thin film transistors.* Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 19, 193504.

13. J. Meyer, P. Görrn, S. Hamwi, H.-H. Johannes, T. Riedl, W. Kowalsky: *Indium-free transparent organic light emitting diodes with al doped zno electrodes grown by atomic layer and pulsed laser deposition.* Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 7, 073308.

14. J. Meyer, P. Görrn, F. Bertram, S. Hamwi, T. Winkler, H.-H. Johannes, T. Weimann, P. Hinze, T. Riedl, W. Kowalsky: *Al2o3/ zro2 nanolaminate gas diffusion barrier – a strategy towards reliable organic electronic encapsulations.* Adv. Mater. **eingereicht** (2008).

15. T. Rabe, P. Görrn, M. Lehnhardt, M. Tilgner, T. Riedl, W. Kowalsky: *Highly sensitive determination of the polaron related optical absorption in organic charge transport materials.* Physical Review Letters **eingereicht** (2008).

16. P. Görrn, F. Ghaffari, T. Riedl, W. Kowalsky: *Zinc tin oxide based driver for highly transparent active matrix oled displays.* Solid State Electronics **eingereicht** (2008).

Index

Ätzen, 50
    Ätzrate, 50

Ablation, 35, 35–46
Ablationsschwelle, 35
AFM, 42
ALD, 27–30
Aufschmelzen, 39
Aufspinnen, 50
Ausgangskennlinienfeld, 9
AZO, 17, 20

Bandabstand
    Indiumoxid, 17, 97
    von ZTO, 84
bottom emitter, 111

Chemisorption, 27, 91
CVD, 27

Dünnschichttransistor, 5–12
    bottom-gate Struktur, 5
    coplanar Struktur, 5, 103
    selbstleitend, 7
    selbstsperrend, 7
    staggered Struktur, 5, 103
    top-gate Struktur, 5, 103
Dünnschichtverkapselung, 92, 102
dangling bonds, 13
Delaminierung, 40, 44
Detrapping, 11
DEZ, 124
Digitale Ansteuerung
    ARG, 120
    TRG, 120
Display, 105–121
    Head-Up-, 123
    head mounted, 122
    small information content-, 113, 123
    Aktiv-Matrix-, 105
    ELDs-, 109, 123
    EPD, 107
    LCD, 5, 106
    OLED, 5, 110–113
Doppelbrechung, 106
Droplets, 40

E-Paper, 108
EDX, 44
Eindringtiefe, 39
Einsetzspannung, 10
ELC, 14
Elektrophorese, 107
ESCA, 56, 70
Excimer-Laser, 14, 33

Füllfaktor
    im Display, 25, 105
Feldeffektbeweglichkeit, 7
    Sättigungs-, 8
Ferminiveau, 77, 88
Flachbandfall, 77

GaZTO, 24, 97
Glasbildner, 13, 23

Halbleiter
  amorphe, 12, 13–15, 23–25
  einkristalline, 12
  nicht kristalline, 12–25
  Oxid-, 12, 16–25
  polykristalline, 12, 13–15, 22
  TAOS, 12, 23–25
HOMO, 111

IGZO, 24
Image Sticking, 11
Indiumpreis, 19
Inhomogenität, 114
Interferenz, 72
intrinsisch, 16
Ionisationsgrad, 46
IZO, 24, 96

Kanalsättigung, 7
Korn
  -größe, 12
  -grenzen, 12

LED, 109
Lichtempfindlichkeit, 70
lift off, 49–52
  Metall-, 51
LUMO, 111

MIC, 14

Nanoröhren, 64, 91
Nebensprechen, 134
Nullbias, 11

Off-Axis PLD, 41
OMBD, 26
Operationsverstärker, 120

PAPLD, 34, 48–49
Partialdruck, 46
Partikelfilter, 41
PECVD, 13
Pellet, 33
Photolack, 50
Photoleitung
  persistente, 91
Photolithografie, 50–52
Pinhole-Dichte, 99
Pixeltreiber
  spannungsprogrammiert, 120
  stromgesteuert, 119
PLD, 27, 32–49
Puls
  data-, 119
  select-, 119
PVD, 31

Realität
  erweiterte, 2, 112, 122
Reflexion, 72
REM, 44
RTA, 14, 65

Sättigungsbereich, 8
Sättigungsstrom, 9
Sauerstoff-Mangel, 18
Schwellspannung, 7
smart pixel, 118, 127–131
SPC, 13
Spitzenhelligkeit, 117
Splashing, 37, 39–46
Sputtern, 19, 27, 31–32
  negatives Ionen-, 32, 48, 124
  reaktives, 32

Stöchiometrie, 22
Stokes-Shift, 112
Stromspiegel, 119
Subthreshold
    -Bereich, 10, 77, 80
    -Slope, 10, 77

TCO, 106
TEM, 57, 60
TFT-backplane, 105
thermisches Aufdampfen, 26
Thermochromie, 18
TN-Zelle, 106
top emitter, 112
Transfercharakteristik, 9
Trapping, 11
Trimethylaluminium, 28
Triodenbereich, 8
Trockenätzen, 104
TSO, 16

Verdampfungswärme, 40
Verdrängung, 39

wide bandgap, 17

XPS, 56

Zeitmultiplex, 114
ZITO, 24, 95
ZTO, 24, 51

Literaturverzeichnis

[1] J. E. Lilienfeld: *Device for controlling electric current*, 1928. US 1900018.

[2] P. Weimer: *The tft a new thin-film transistor.* Proc. IRE **50** (June 1962) 6, 1462–1469.

[3] P. Weimer, H. Borkan, G. Sadasiv, L. Meray-Horvath, F. Shallcross: *Integrated circuits incorporating thin-film active and passive elements.* Proc. IEEE **52** (Dec. 1964) 12, 1479–1486.

[4] G. C. Yerubandi: Discrete Trap Modeling of Thin-film Transistors. Diplomarbeit, Oregon State University, 2005.

[5] P. le Comber, W. Spear, A. Ghaith: *Amorphous-silicon field-effect device and possible application.* Electron. Lett. **15** (1979) 6, 179–181.

[6] A. Mimura, N. Konishi, K. Ono, J.-I. Ohwada, Y. Hosokawa, Y. Ono, T. Suzuki, K. Miyata, H. Kawakami: *High performance low-temperature poly-si n-channel tfts for lcd.* IEEE Trans. Electron Dev. **36** (Feb 1989) 2, 351–359.

[7] F. Ebisawa, T. Kurokawa, S. Nara: *Electrical properties of polyacetylene/polysiloxane interface.* Journal of Applied Physics **54** (1983) 6, 3255–3259.

[8] E. Becker: Technologien für Organische Feldeffekttransistoren in der Displaytechnik. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2006.

[9] S. E. Burns, W. Reeves, B. H. Pui, K. Jacobs, S. Siddique, K. Reynolds, M. Banach, D. Barclay, K. Chalmers, N. Cousins, P. Cain, L. Dassas, M. Etchells, C. Hayton, S. Markham, A. Menon, P. Too, C. Ramsdale, J. Herod, K. Saynor, J. Watts, T. von Werne, J. Mills, C. J. Curling, H. Sirringhaus, K. Amundson, M. D. McCreary: *A flexible plastic svga e-paper display.* SID Symposium Digest of Technical Papers **37** (2006) 1, 74–76.

[10] S. Masuda, K. Kitamura, Y. Okumura, S. Miyatake, H. Tabata, T. Kawai: *Transparent thin film transistors using zno as an active channel layer and their electrical properties.* J. Appl. Phys. **93** (2003) 3, 1624–1630.

[11] R. Hoffman, B. Norris, J. Wager: *Zno-based transparent thin-film transistors.* Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 5, 733–735.

[12] C. R. Kagan, P. Andry (Hrsg.): THIN-FILM TRANSISTORS. MARCEL DEKKER, INC. 2003.

[13] N. Yamauchi, J.-J. Hajjar, R. Reif: *Drastically improved performance in poly-si tfts with channel dimensions comparable to grain size.* IEDM Tech. Dig. (Dec 1989), 353–356.

[14] M. Kimura, S. Inoue, T. Shimoda, T. Eguchi: *Dependence of polycrystalline silicon thin-film transistor characteristics on the grain-boundary location.* J. Appl. Phys. **89** (2001) 1, 596–600.

[15] Y. Kitahara, S. Takagi, N. Sano: *Statistical study of subthreshold characteristics in polycrystalline silicon thin-film transistors.* J. Appl. Phys. **94** (2003) 12, 7789–7795.

[16] Y.-J. Tung, R. Hewitt, A. Chwang, M. Hack, J. Brown, K.-M. Kim, D. S. Kim, J. H. Hur, J. Jang: *49.3: A 200-dpi transparent a-si tft active-matrix phosphorescent oled display.* SID Symposium Digest of Technical Papers **36** (2005) 1, 1546–1549.

[17] F. Di Quarto, C. Sunseri, S. Piazza, M. Romano: *Semiempirical correlation between optical band gap values of oxides and the difference of electronegativity of the elements. its importance for a quantitative use of photocurrent spectroscopy in corrosion studies.* J. Phys. Chem. B **101** (1997) 14, 2519–2525.

[18] R. G. Gordon: *Criteria for choosing transparent conductors.* MRS Bull. **25** (2000), 52–57.

[19] H. Q. Chiang: Development of Oxide Semiconductors: Materials, Devices, and Integration. Dissertation, Oregon State University, 2007.

[20] A. Bourlange, D. J. Payne, R. G. Egdell, J. S. Foord, P. P. Edwards, M. O. Jones, A. Schertel, P. J. Dobson, J. L. Hutchison: *Growth of in[sub 2]o[sub 3](100) on y-stabilized zro[sub 2](100) by o-plasma assisted molecular beam epitaxy.* Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 9, 092117.

[21] A. F. Holleman, E. Wiberg: Lehrbuch der Anorganischen Chemie, 101. Auflage. de Gruyter 1995.

[22] J. R. Bellingham, W. A. Phillips, C. J. Adkins: *Intrinsic performance limits in transparent conducting oxides.* J. Mater. Sci. Lett. **11** (1992), 263–265.

[23] H. Ohta, M. Orita, M. Hirano, H. Tanji, H. Kawazoe, H. Hosono: *Highly electrically conductive indiumtinoxide thin films epitaxially grown on yttria-stabilized zirconia (100) by pulsed-laser deposition.* Appl. Phys. Lett. **76(19)** (2000), 2740–2.

[24] V. Teixeira, H. N. Cui, L. J. Meng, E. Fortunato, R. Martins: *Amorphous ito thin films prepared by dc sputtering for electrochromic applications.* Thin Solod Films **420** (2002), 70–75.

[25] H. Morikawa, M. Fujita: *Crystallization and electrical property change on the annealing of amorphous indium-oxide and indium-tin-oxide thin films.* Thin Solid Films **359(1)** (2000), 61–67.

[26] X. Jiang, F. L. Wong, M. K. Fung, S. T. Lee: *Aluminum-doped zinc oxide films as transparent conductive electrode for organic light-emitting devices.* Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 9, 1875–1877.

[27] K. Ellmer: *Resitivity of polycrystalline zinc oxide films: current status and physical limit , vol. 34, pp. 3097–3108.* J. Phys. D.: Appl. Phys. **34** (2001), 3097–3108.

[28] H. H. von Baumbach, C. Wagner: *Die elektrische leitfähigkeit von zinkoxyd und cadmiumoxyd.* Z. Phys. Chem. B **22** (1933), 199–211.

[29] H. Q. Chiang, J. F. Wager, R. L. Hoffman, J. Jeong, D. A. Keszler: *High mobility transparent thin-film transistors with amorphous zinc tin oxide channel layer.* Appl. Phys. Lett. **86** (2005), 013503.

[30] D. Hong, H. Q. Chiang, J. F. Wager: *Zinc tin oxide thin-film transistors via reactive sputtering using a metal target.* J. Vac. Sci. Technol. B **24** (2006) 5, L23–L25.

[31] E. M. C. Fortunato, L. M. N. Pereira, P. M. C. Barquinha, A. M. B. do Rego, G. Gonçalves, A. Vilà, J. R. Morante, R. F. P. Martins: *High mobility indium free amorphous oxide thin film transistors.* Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 22, 222103.

[32] E. Fortunato, P. Barquinha, A. Pimentel, A. Gonçalves, A. Marques, L. Pereira, R. Martins: *Fully transparent zno thin-film transistor produced at room temperature.* Adv. Mater. **17(5)** (2005), 590–594.

[33] K. Nomura, H. Ohta, A. Takagi, T. Kamiya, M. Hirano, H. Hosono: *Room-temperature fabrication of transparent flexible thin-film transistors using amorphous oxide semiconductors.* Nature **432** (2004), 488–492.

[34] H.-H. Hsieh, C.-C. Wu: *Scaling behavior of zno transparent thin-film transistors.* Applied Physics Letters **89** (2006), 041109–1–3.

[35] H. Hosono, N. Kikuchi, N. Ueda, H. Kawazoe: *Working hypothesis to explore novel wide band gap electrically conducting amorphous oxides and examples.* J. Non-Cryst. Sol. **198-200** (1996), 165–169.

[36] D. Hong, J. F. Wager: *Passivation of zinc–tin–oxide thin-film transistors.* J. Vac. Sci. Technol. B **23** (2005) 6, L25–L27.

[37] W. B. Jackson, R. L. Hoffman, G. S. Herman: *High-performance flexible zinc tin oxide field-effect transistors.* Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 19, 193503.

[38] R. Hoffman: *Effects of channel stoichiometry and processing temperature on the electrical characteristics of zinc tin oxide thin-film transistors.* Solid-State Electronics **50(5)** (2006), 784–7.

[39] P. Görrn, M. Sander, J. Meyer, M. Kröger, E. Becker, H.-H. Johannes, W. Kowalsky, T. Riedl: *Towards see-through displays: Fully transparent thin-film transistors driving transparent organic light-emitting diodes.* Adv. Mater. **18(6)** (2006), 738–741.

[40] P. Görrn, P. Hölzer, T. Riedl, W. Kowalsky, J. Wang, T. Weimann, P. Hinze, S. Kipp: *Stability of transparent zinc tin oxide transistors under bias stress.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 6, 063502.

[41] P. Görrn, M. Lehnhardt, T. Riedl, W. Kowalsky: *The influence of visible light on transparent zinc tin oxide thin film transistors.* Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 19, 193504.

[42] M. G. McDowell, R. J. Sanderson, I. G. Hill: *Combinatorial study of zinc tin oxide thin-film transistors.* Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 1, 013502.

[43] N. L. Dehuff, E. S. Kettenring, D. Hong, H. Q. Chiang, J. F.Wager, R. L. Hoffman, C.-H. Park, D. A. Keszler: *Transparent thin-film transistors with zinc indium oxide channel layer.* J. Appl. Phys. **97** (2005), 064505–1–5.

[44] P. Barquinha, A. Pimentel, A. Marques, L. Pereira, R. Martins, E. Fortunato: *Effect of uv and visible light radiation on the electrical performances of transparent tfts based on amorphous indium zinc oxide.* J. Non-Cryst. Solids **352** (2006), 1756–1760.

[45] Y.-L. Wang, F. Ren, W. Lim, D. P. Norton, S. J. Pearton, I. I. Kravchenko, J. M. Zavada: *Room temperature deposited indium zinc oxide thin film transistors.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 23, 232103.

[46] M. S. Grover, P. A. Hersh, H. Q. Chiang, E. S. Kettenring, J. F. Wager, D. A. Keszler: *Thin-film transistors with transparent amorphous zinc indium tin oxide channel layer.* J. Phys. D: Appl. Phys. **40** (2007) 5, 1335–1338.

[47] K. Nomura, H. Ohta, K. Ueda, T. Kamiya, M. Hirano, H. Hosono: *Thin- film transistor fabricated in single-crystalline transparent oxide semiconductor.* Science **300** (2003), 1269–1272.

[48] H. Yabuta, M. Sano, K. Abe, T. Aiba, T. Den, H. Kumomi, K. Nomura, T. Kamiya, H. Hosono: *High-mobility thin-film transistor with amorphous ingazno[sub 4] channel fabricated by room temperature rf-magnetron sputtering.* Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 11, 112123.

[49] A. Suresh, P. Wellenius, A. Dhawan, J. Muth: *Room temperature pulsed laser deposited indium gallium zinc oxide channel based transparent thin film transistors.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 12, 123512.

[50] D. Kang, H. Lim, C. Kim, I. Song, J. Park, Y. Park, J. Chung: *Amorphous gallium indium zinc oxide thin film transistors: Sensitive to oxygen molecules.* Appl. Phys. Lett. **90** (2007) 19, 192101.

[51] W. Lim, S.-H. Kim, Y.-L. Wang, J. W. Lee, D. P. Norton, S. J. Pearton, F. Ren, I. I. Kravchenko: *Stable room temperature deposited amorphous ingazno[sub 4] thin film transistors.* J. Vac. Sci. Technol. B **26** (2008) 3, 959–962.

[52] A. Suresh, J. F. Muth: *Bias stress stability of indium gallium zinc oxide channel based transparent thin film transistors.* APPLIED PHYSICS LETTERS **92** (2008), 033502–1–3.

[53] T. Dobbertin: Invertierte organische Leuchtdioden für Aktiv-Matrix Oled-Anzeigen. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2005.

[54] T. Asanuma, T. Matsutani, C. Liu, T. Mihara, M. Kiuchi: *Structural and optical properties of titanium dioxide films deposited by reactive magnetron sputtering in pure oxygen plasma.* J. Appl. Phys. **95** (2004) 11, 6011–6016.

[55] D. B. Chrisey, G. K. Hubler (Hrsg.): Pulsed Laser Deposition Of Thin Films. John Wiley & Sons, Inc. 1994.

[56] H. Schwarz, H. A. Tourtellotte: *Vacuum deposition by high-energy laser with emphasis on barium titanate films.* J. Vac. Sci. Technol. **6** (1969) 3, 373–378.

[57] R. Kelly, J. Cuomo, P. Leary, J. E. Rothenberg, B. Braren, C. Aliotta: *Laser sputtering: Part i. on the existence of rapid laser sputtering at 193 nm.* Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. **B9(3)** (1985), 329–340.

[58] R. J. Kennedy: *A new laser ablation geometry for the production of smooth thin single-layer yba2cu3o7-x and multilayer yba2cu3o7-x/prba2cu3o7-x films.* Thin Solid Films **214** (1992), 223.

[59] A. R. Beavitt: *A wide-band particle eliminator.* Thin Solid Films **1** (1967), 69–70.

[60] E. Fogarassy, S. Lazare (Hrsg.): Laser Ablation of Electronic Materials. North-Holland Publishing 1992.

[61] S. Gaponov, A. Gudkov, A. Fraerman: *Processes occurring in an erosion plasma during laser vacuum deposition of films. iii. condensation in gas flows during laser vaporization of materials.* Sov. Phys. Tech. Phys. **27 (9)** (1982), 1130–1133.

[62] V. Veiko, S. Metev, A. Kaidanov, M. Libenson, E. Jakovlev: *Two-phase mechanism of laser-induced removal of thin absorbing films: I. theory.* J. Phys. D: AppI. Phys. **13** (1980), 1565–70.

[63] B. Shin, M. J. Aziz: *Kinetic-energy induced smoothening and delay of epitaxial breakdown in pulsed-laser deposition.* Phys. Rev. B **76** (2007) 8, 085431.

[64] T. Kononenko, V. Konov, E. Lubnin, F. Dausinger: *Pulsed laser deposition of hard carbon coatings at atmospheric pressure.* Quantum Electron. **33(3)** (2003), 189–191.

[65] Q. H. Li, Y. X. Liang, Q. Wan, T. H. Wang: *Oxygen sensing characteristics of individual zno nanowire transistors.* Appl. Phys. Lett. **85** (2004) 26, 6389–6391.

[66] F. M. Hossain, J. Nishii, S. Takagi, A. Ohtomo, T. Fukumura, H. Fujioka, H. Ohno, H. Koinuma, M. Kawasaki: *Modeling and simulation of polycrystalline zno thin-film transistors.* J. Appl. Phys. **94** (2003) 12, 7768–7777.

[67] R. E. Presley, C. L. Munsee, C.-H. Park, D. Hong, J. F. Wager, D. A. Keszler: *Tin oxide transparent thin-film transistors.* J. Phys. D: Appl. Phys. **37** (2004) 20, 2810–2813.

[68] P. Erhart, K. Albe: *Diffusion of zinc vacancies and interstitials in zinc oxide.* Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 20, 201918.

[69] H. Gleskova, S. Wagner: *Dc-gate-bias stressing of a-si:h tfts fabricated at 150°c on polyimide foil.* IEEE Trans. Electron Devices **48(8)** (2001), 1667 – 1671.

[70] M. J. Powell: *Charge trapping instabilities in amorphous silicon-silicon nitride thin-film transistors.* Appl. Phys. Lett. **43** (1983) 6, 597–599.

[71] K. Karim, A. Nathan, M. Hack, W. Milne: *Drain-bias dependence of threshold voltage stability of amorphous silicon tfts.* IEEE Electron Device Lett. **25(4)** (2004), 188 – 190.

[72] M. J. Powell, C. van Berkel, I. D. French, D. H. Nicholls: *Bias dependence of instability mechanisms in amorphous silicon thin-film transistors.* Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 16, 1242–1244.

[73] M. J. Powell, C. van Berkel, J. R. Hughes: *Time and temperature dependence of instability mechanisms in amorphous silicon thin-film transistors.* Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 14, 1323–1325.

[74] Y. Kaneko, A. Sasano, T. Tsukada: *Characterization of instability in amorphous silicon thin-film transistors.* J. Appl. Phys. **69** (1991) 10, 7301–7305.

[75] T. Riedl, P. Görrn, P. Hölzer, W. Kowalsky: *Ultra-high long-term stability of oxide-ttfts under current stress.* phys. stat. sol. (RRL) **1** (2007), 175–177.

[76] D. L. Young, H. Moutinho, Y. Yan, T. J. Coutts: *Growth and characterization of radio frequency magnetron sputter-deposited zinc stannate, zn[sub 2]sno[sub 4], thin films.* J. Appl. Phys. **92** (2002) 1, 310–319.

[77] C. van Berkel, M. J. Powell: *Photo-field effect in amorphous silicon thin-film transistors.* J. Appl. Phys. **60** (1986) 4, 1521–1527.

[78] M. Powell: *The physics of amorphous-silicon thin-film transistors.* IEEE Trans. Electron Devices **36** (Dec 1989) 12, 2753–2763.

[79] J. Reemts, A. Kittel: *Persistent photoconductivity in highly porous zno films.* J. Appl. Phys. **101** (2007) 1, 013709.

[80] Q. H. Li, T. Gao, Y. G. Wang, T. H. Wang: *Adsorption and desorption of oxygen probed from zno nanowire films by photocurrent measurements.* Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 12, 123117.

[81] X. Y. Xue, P. Feng, Y. G. Wang, T. H. Wang: *Extremely high oxygen sensing of individual znsno[sub 3] nanowires arising from grain boundary barrier modulation.* Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 2, 022111.

[82] S. A. Studenikin, N. Golego, M. Cocivera: *Carrier mobility and density contributions to photoconductivity transients in polycrystalline zno films.* J. Appl. Phys. **87** (2000) 5, 2413–2421.

[83] Y. Vygranenkoa, K. Wang, A. Nathan: *Stable indium oxide thin-film transistors with fast threshold voltage recovery.* Appl. Phys. Lett. **91** (2007), 263508–1–3.

[84] J. Meyer, P. Görrn, F. Bertram, S. Hamwi, T. Winkler, H.-H. Johannes, T. Weimann, P. Hinze, T. Riedl, W. Kowalsky: *Al2o3/ zro2 nanolaminate gas diffusion barrier – a strategy towards reliable organic electronic encapsulations.* Adv. Mater. **eingereicht** (2008).

[85] H. Wang, T. X. Wu, X. Zhu, S.-T. Wu: *Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell.* J. Appl. Phys. **95** (2004) 10, 5502–5508.

[86] N. K. Sheridon, M. A. Berkovitz: *Gyricon - a twisting ball display.* Proc Soc Inf Disp **18** (1977), 289–293.

[87] M. Antikainen, J. Haaranen, J. Honkala, M. Lahonen, V.-M. Liias, A. Pakkala, T. Pitkänen, E. Soininen, , R. Törnqvist: *Transparent emissive thin-film electroluminescent display.* SID Int. Symp. Digest of Technical Papers **31** (2000), 885.

[88] C. W. Tang, S. A. VanSlyke: *Organic luminescent diodes.* Applied Physics Letters **51** (1987) 12, 913–915.

[89] T. Dobbertin, O. Werner, J. Meyer, A. Kammoun, D. Schneider, T. Riedl, E. Becker, H.-H. Johannes, W. Kowalsky: *Inverted organic light-emitting device with polyethylenedioxythiophene-polystyrene sulfonate as an anode buffer layer.* Applied Physics Letters **83** (2003), 5071–5073.

[90] M. Ichikawa, J. Amagai, Y. Horiba, T. Koyama, Y. Taniguchi: *Dynamic turn-on behavior of organic light-emitting devices with different work function cathode metals under fast pulse excitation.* J. Appl. Phys. **94** (2003) 12, 7796–7800.

[91] B. Lechner, F. Marlowe, E. Nester, J. Tults: *Liquid crystal matrix displays.* Proc. IEEE **59** (Nov. 1971) 11, 1566–1579.

[92] M. Hopper, V. Novotny: *An electrophoretic display, its properties, model, and addressing.* IEEE Trans. Electron Devices **26** (Aug 1979) 8, 1148–1152.

[93] C. C. Wu, S. Theiss, M. H. Lu, J. C. Stunn, S. Wagner: *Integration of organic led's and amorphous si tft's onto unbreakable metal foil substrates.* IEDM Tech. Dig. (1996), 957–959.

[94] M. Stewart, R. Howell, L. Pires, M. Hatalis, W. Howard, O. Prache: *Polysilicon vga active matrix oled displays-technology and performance.* IEDM Tech. Dig. (Dec 1998), 871–874.

[95] T. Sasaoka, M. Sekiya, A. Yumoto, J. Yamada, T. Hirano, Y. Iwase, T. Yamada, T. Ishibashi, T. Mori, M. Asano, S. Tamura, T. Urabe: *A 13.0-inch am-oled display with top emitting structure and adaptive current mode programmed pixel circuit (tac).* SID Symposium Digest of Technical Papers **40** (2001) 1, 384–387.

[96] R. Hattori: *Data-line driver circuits for current-programmed active-matrix oled based on poly-si tfts.* In: AM-LCD '02 Digest of Technical Papers. Kogakum University, 2002, 17–20.

[97] M. Ohta, H. Tsutsu, H. Takahara, I. Kobayashi, T. Uemura, Y. Takubo: *A novel current programmed pixel for active matrix oled displays.* SID Symposium Digest of Technical Papers **42** (2003) 1, 108–111.

[98] R. M. A. Dawson, Z. Shen, D. A. Furst, S. Connor, J. Hsu, M. G. Kane, R. G. Stewart, A. Ipri, C. N. King, P. J. Green, R. T. Flegal, S. Pearson, W. A. Barrow, E. Dickey, K. Ping, S. Robinson, C. W. Tang, S. VanSlyke, F. Chen, J. Shi, M. H. Lu, J. C. Sturm: *The impact of the transient response of organic light emitting diodes on the design of active matrix oled displays.* In: IEDM '98 Technical Digest. IEEE, 1998, 875–878.

[99] S. Jafarabadiashtiani, G. Chaji, S. Sambandan, D. Striakhilev, A. Nathan, P. Servati: *A new driving method for a-si amoled displays based on voltage feedback.* SID Symposium Digest of Technical Papers **44** (2005) 1, 316–319.

[100] D. Pribat, F. Plais: *Matrix addressing for organic electroluminescent displays.* Thin Solid Films **383** (2001), 25–30.

[101] W. Kowalsky, P. Görrn, J. Meyer, M. Kröger, H.-H. Johannes, T. Riedl: *See-through oled displays (invited).* SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. **6486** (2007), 64860F–1–14.

[102] T. J. Coutts, D. L. Young, X. Li, W. P. Mulligan, X. Wu: *Search for improved transparent conducting oxides: A fundamental investigation of cdo, cd[sub 2]sno[sub 4], and zn[sub 2]sno[sub 4].* J. Vac. Sci. Technol. **18** (2000) 6, 2646–2660.

[103] T. Minami, K. Oohashi, S. Takata, T. Mouri, N. Ogawa: *Preparations of zno:al transparent conducting films by d.c. magnetron sputtering.* Thin Solid Films **193-194** (1990), 721–729.

[104] M. Hiramatsu, K. Imaeda, N. Horio, M. Nawata: *Transparent conducting zno thin films prepared by xecl excimer laser ablation.* J. Vac. Sci. Technol. **16** (1998) 2, 669–673.

[105] S.-H. K. Park, J.-I. Lee, C.-S. Hwang, H. Y. Chu: *Characteristics of organic light emitting diodes with al-doped zno anode deposited by atomic layer deposition.* Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005), L242–L245.

[106] G. Gu, V. Bulović, P. E. Burrows, S. R. Forrest, M. E. Thompson: *Transparent organic light emitting devices.* Appl. Phys. Lett. **68** (1996) 19, 2606–2608.

[107] J. Meyer, T. Winkler, S. Hamwi, S. Schmale, H.-H. Johannes, T. Weimann, P.Hinze, T. Riedl, W. Kowalsky: *Transparent inverted oleds with tungsten oxide buffer layer.* Adv. Mater. **akzeptiert** (2008).

[108] J. Meyer, P. Görrn, S. Hamwi, H.-H. Johannes, T. Riedl, W. Kowalsky: *Indium-free transparent organic light emitting diodes with al doped zno electrodes grown by atomic layer and pulsed laser deposition.* Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 7, 073308.

[109] H.-K. Kim, D.-G. Kim, K.-S. Lee, M.-S. Huh, S. H. Jeong, K. I. Kim, T.-Y. Seong: *Plasma damage-free sputtering of indium tin oxide cathode layers for top-emitting organic light-emitting diodes.* Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 18, 183503.

[110] H. Kim, C. M. Gilmore, J. S. Horwitz, A. Piqué, H. Murata, G. P. Kushto, R. Schlaf, Z. H. Kafafi, D. B. Chrisey: *Transparent conducting aluminum-doped zinc oxide thin films for organic light-emitting devices.* Appl. Phys. Lett. **76** (2000) 3, 259–261.

[111] R. Paetzold, A. Winnacker, D. Henseler, V. Cesari, K. Heuser: *Permeation rate measurements by electrical analysis of calcium corrosion.* Review of Scientific Instruments **74** (2003) 12, 5147–5150.

[112] C. Charton, N. Schiller, M. Fahland, A. Holländer, A. Wedel, K. Noller: *Development of high barrier films on flexible polymer substrates.* Thin Solid Films **502** (2006), 99–103.

[113] P. Görrn, F. Ghaffari, T. Riedl, W. Kowalsky: *Zinc tin oxide based driver for highly transparent active matrix oled displays.* Solid State Electronics **eingereicht** (2008).