

Karakterisering en modellering van elektroforetische beeldschermen

Tom Bert

Promotor: prof. dr. ir. H. De Smet
Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van
Doctor in de Ingenieurswetenschappen: Elektrotechniek

Vakgroep Elektronica en Informatiesystemen
Voorzitter: prof. dr. ir. J. Van Campenhout
Faculteit Ingenieurswetenschappen
Academiejaar 2005 - 2006



ISBN 90-8578-094-2
NUR 959
Wettelijk depot: D/2006/10.500/52

Promotor:

Prof. dr. ir. H. De Smet

Onderzoeksgroep TFCG MicroSystems
Vakgroep Elektronica en Informatiesystemen
Technologiepark 914
B-9052 Zwijnaarde

Examencommissie:

Prof. Daniël De Zutter (voorzitter)

Patrick Vandenberghe (CTO BarcoView)

Prof. Robert Mertens (IMEC - MCP)

Prof. Kristiaan Neyts (ELIS – Liquid Crystal & Photonics Group)

Prof. Ingrid Moerman (Intec - IBCN)

Prof. Jan Vanfleteren (ELIS – TFCG MicroSystems)

Prof. André Van Calster (ELIS – TFCG MicroSystems)

Tijdens dit onderzoek werd Tom Bert gefinancierd met een specialisatiebeurs van het Instituut voor de Aanmoediging van Innovatie door Wetenschap en Technologie in Vlaanderen (IWT-Vlaanderen).

IWT - Vlaanderen
Bischoffsheimlaan 25
B-1000 Brussel

Dankwoord

Kent u *Eugene Cernan*? Waarschijnlijk niet. Google het eens.

De man maakt nochtans deel uit van een zeer select gezelschap waarvan iedereen het verdient om tot de eeuwigheid herinnerd te worden. Een beetje zoals de personen in onderstaand dankwoordje.

Met wie anders te beginnen dan mijn promotor, prof. dr. ir. Herbert De Smet. Of, zoals hij het zelf al zei aan het begin van mijn thesis in 2001: "*Je mag gerust Herbert zeggen hoor*". Hij was het die het thesisonderwerp over elektronisch papier uitschreef dat in mei 2001 mijn aandacht trok. De vijf erop volgende jaren ontpopte hij zich tot kenner van de beeldschermwereld, oplosser van ontelbare problemen en fan van 80's muziek. Wat een ideale, zeg maar gedroomde, combinatie voor een promotor!

Een goede promotor is al veel waard, maar met 2 doctoreren is ook maar eenzaam, niet? Laat daarom ook het klaroengeschal luiden voor iedereen binnen TFCG! André: hadden ze u aan het roer van de Titanic gezet, die ijsberg zou nog intact zijn geweest. Geert: hou het daar een beetje in de gaten hé, *aan den optische kant*. Stefaan: ik sluit bij deze onze Tennis Critters-competitie winnend af. Ann: heb je nu al opgezocht wie Eugene Cernan is? Benoit: veel succes met je Taaladvies-bureau. Vincent: vlinders kunnen vliegen, pinguïns vooralsnog niet. Ook aan al die andere *Zwijnaardisten* die elke werkdag even aangenaam maakten: bedankt.

Omdat ik weet dat ik er hem veel plezier mee doe... en ook gewoon omdat hij het verdient, bedank ik Diederik hier al, in de vierde paragraaf. Niet alleen omdat hij mij bijna dagelijks op de hoogte hield van de gebeurtenissen in Stanford, niet alleen omdat hij zo een coole website heeft, niet alleen omdat hij een Topsporter is, niet omdat ik 2 weken gratis bij hem heb mogen logeren, ... Neenee: gewoon omdat hij weet welke Fransman in 1998 verrassend de bollekestrui won in de Tour.

Op die schaarse momenten dat ik mijn hersenactiviteit niet 100% aan mijn doctoraat aan het wijden was, kon ik altijd wel op De Ernesten en andere Flippo's rekenen om mij bezig te houden. Laat ons zeggen dat dit doctoraat een mooie *interne solo* is...

PieterD, PieterG, GeertVS, JorisVC, PeterL, TomDM, WouterD, GuntherR, GinoP en JohanV –ook wel eens TDC genoemd: dat we in

de toekomst nog vele keren *“Maar allez”* mogen roepen naar al die *boerkenazen*. Al hoop ik wel dat in de loop der jaren het aantal *Dumonkes* drastisch afneemt.

Jos, Rappe Rosse, Gregggle, Jake, Frits De Spits, Koko-Nico, Freddy, Stavros, Dirty Fingers, Jehaan, Tempie, Ludwig en Rael –ook wel eens Freddy & De Freggels genoemd: *Een ding is zeker, alleen met heel veel chance winnen wij ooit den beker!*

Liefste Elke:

*'k Heb menig uur bij u gesleten en genoten,
en nooit en heeft een uur met u
me een enklen stond verdrotten.*

En ook al

hebban olla vogalan nestas higonan, hinase hic ande tu.

Neem het van mij aan:

*I can't do the talk like they talk on TV.
And I can't do a love song like the way it's meant to be.
I can't do everything but I'd do anything for you.
I can't do anything except be in love with you.*

Tot slot, mama en papa: bedankt om al die jaren alles zo evident te laten lijken. Vers geperst fruitsap, geknoopte plastrons, een chauffeur voor de deur, een lege wasmand, een knuffel,... Ik besef maar al te goed dat die dingen niet zo maar vanzelfsprekend mogen genomen worden.

Aan de lezer die tot hier geraakt is: lees gerust ook alle volgende bladzijden. Misschien ontdekt u wel het antwoord op de vraag *“Wat heeft hij daar nu eigenlijk 4 jaar zitten doen?”*

PS: wist u dat er slechts 12 mannen op de maan hebben gewandeld? De eerste op 21 juli 1969, de laatste op 11 december 1972.

Inhoudstafel

Lijst van figuren.....	vii
Lijst van tabellen	xii
Samenvatting	xiii
English summary	xviii
Resultaten	xxiii
Wat de toekomst brengt.....	xxv
Publicaties	xxvi
Acroniemen en symbolen	xxviii

Hoofdstuk 1

Elektronisch papier

1. Waaron elektronisch papier.....	2
1.1 Nood aan een combinatie van papier en beeldscherm.....	2
1.2 De oplossing: elektronisch papier	4
2. Beeldschermtechnologieën.....	6
2.1 Liquid Crystal Displays	6
2.1.1 Tranmissieve LCD met reflector.....	7
2.1.2 Reflectieve LCD	8
2.2 OLEDs	9
2.3 Elektrochromische beeldschermen.....	11
2.4 Elektrowetting.....	12
2.5 Elektroforetische beeldschermen.....	13
2.5.1 Gyricon.....	14
2.5.2 Microcaps	15
2.5.3 Vloeibaar poeder	17
2.5.4 Microcapsules.....	17

2.6	Vergelijking van technologieën.....	18
3.	Toepassingen	20
3.1	Hoge resolutie toepassingen.....	20
3.1.1	De elektronische krant	21
3.1.2	Niet-tekstuele toepassingen.....	22
3.2	Lage resolutie toepassingen	24
3.2.1	Prijsaanduidingen	24
3.2.2	Smart Card	25
3.3	Inbouwen in niet-vlakke omgevingen	25
4.	Besluit	26
5.	Referenties.....	27

Hoofdstuk 2

Elektroforetische beeldschermen

1	Werking.....	30
1.1	Voordelen van EPIDs	32
1.1.1	Mechanische eigenschappen.....	32
1.1.2	Bistabiliteit	34
1.1.3	Optische eigenschappen.....	35
1.2	Nadelen van EPIDs	36
1.2.1	Snelheid.....	36
1.2.2	Drempel eigenschappen	37
1.2.3	Kleur	38
1.2.4	Complexiteit	40
1.3	Genereren van grijswaarden.....	40
1.4	Microcup vs. Microcapsules.....	42
1.4.1	Microcapsules van E-Ink.....	43
1.4.2	Microcups van SiPix	43
2	Materialen	44
2.1	Pigment.....	44

2.1.1	Titaniumdioxide	45
2.1.2	Carbon Black	46
2.2	Surfactant	47
2.3	Solvent	48
2.3.1	Dodecaan	48
2.3.2	Isoparafine olie.....	48
2.4	Dye	49
3	Productie.....	49
3.1	Mengsel.....	49
3.2	Display Sheet	50
3.3	Paneel	51
3.3.1	EPLaR.....	52
4	Besluit	53
5	Referenties.....	54

Hoofdstuk 3

Pigmentbeweging in EPIDs

1	Optische respons.....	56
1.1	Inleiding	56
1.2	Elektroforese.....	57
1.3	Elektroforese in EPIDs.....	60
2	Waarnemingen.....	62
2.1	Passieve matrix aanstuurschema.....	62
2.2	Delaytijd	63
2.3	Onrealistische fysische eigenschappen.....	65
2.4	Respons op zuiver AC-veld	65
3	Diëlektroforese	66
3.1	Algemene theorie	66
3.2	Toepassing in EPIDs	70
3.3	Oplossing van de problemen.....	72

3.3.1	Delaytijd	72
3.3.2	Onrealistische fysische eigenschappen.....	74
3.3.3	Respons op zuiver AC-veld	74
3.3.4	Passieve matrix aanstuurschema.....	75
4	Besluit	76
5	Referenties.....	77

Hoofdstuk 4

Elektrische eigenschappen van EPIDs

1	Inleiding.....	80
1.1	Ladingstranport in LCDs	80
1.2	Ladingen in EPIDs	81
1.3	Transiënt vs. Steady state	82
2	Transiëntstroom.....	84
2.1	Waarnemingen.....	84
2.2	Formules	86
2.2.1	Aanschakelstroom.....	87
2.2.2	Omschakelstroom	88
2.3	Kwalitatieve verklaring	88
2.4	Meting van de afhankelijkheid van de vorige spanning.....	91
2.4.1	Plaats van de stroompiek.....	93
2.4.2	Amplitude van de startstroom	94
2.4.3	Breedte van de stroombult	95
2.4.4	Maximale stroomwaarde.....	96
2.5	Meting van de afhankelijkheid van de aangelegde spanning	96
2.5.1	Amplitude van de startstroom	97
2.5.2	Breedte van de stroombult	98
2.5.3	Plaats van de stroompiek.....	99
2.5.4	Maximale stroomwaarde.....	100
3	Steady state stroom.....	101

3.1	Principe	101
3.2	Generatie en recombinatie.....	102
3.2.1	Generatie en creatie door lekstroom.....	102
3.2.2	Recombinatie	102
3.2.3	Formules.....	103
3.3	Steady state metingen	105
3.4	Temperatuursafhankelijke metingen.....	106
3.4.1	Transiëntstroom	108
3.4.2	Steady state stroom.....	109
4	Centrifugeren	111
5	Besluit	114
6	Referenties.....	114

Hoofdstuk 5

Modellering van EPIDs

1	Inleiding.....	118
1.1	Omschrijving van het model	118
2	Resultaten.....	120
2.1	Elektrische respons.....	120
2.1.1	Afhankelijkheid van de vorige spanning	120
2.1.2	Afhankelijkheid van de aangelegde spanning.....	123
2.2	Optische repons	126
2.3	Besluit	128
3	Berekening van het model	129
3.1	Algemeen	129
3.1.1	Elektrische stroom	130
3.1.2	Optische respons	132
3.2	Verdeling en veldafscherming	132
3.3	Driftsnelheid	136
3.4	Diffusiesnelheid	136

3.5	Delaytijd	137
3.6	Optimalisatie en samenvatting	139
3.7	Eenheden	139
3.8	Temperatuursafhankelijkheid	140
4	Uitwerking van het model.....	142
4.1	Elektrische repons	142
4.2	Optische respons	145
4.3	Besluit	147
5	Simulatie van verdelingen	147
5.1.1	Verdeling van de pigmenten	148
5.1.2	Verdeling van de geladen inverse micellen	152
5.1.3	Invloed van de celdikte	156
5.1.4	Werking van het passieve matrix aanstuurschema	157
6	Besluit	159
7	Referenties.....	160

Hoofdstuk 6

Optimalisatie van EPIDs

1	Patroonvorming in EPIDs.....	162
1.1	Eigenschappen	163
1.2	Elektrohydrodynamica.....	163
1.3	Oplossingen	167
2	Drempelvorming in EPIDs.....	168
2.1	DLVO-theorie	168
2.2	Introductie van een drempel.....	171
2.3	Praktische implementatie	173
3	Totale interne reflectie.....	174
3.1	Uitwerking	175
4	Besluit	179
5	Referenties.....	180

Lijst van figuren

Hoofdstuk 1

Elektronisch papier

Een voorbeeld van elektronisch papier.	5
De lagenstructuur van een transmissieve LCD op een reflector.	7
Werkingsstoestanden van een bistabiel cholesterisch LCD.	8
Werking van een OLED.	10
Een elektrochromisch beeldscherm in PEDOT-materiaal.	12
Werkingsprincipe van een elektrowettingdisplay.	13
Werkingsprincipe van de Gyricon technologie.	15
Microscopfoto van de microcup structuur.	16
De sferische microcapsules zoals gebruikt door E-Ink.	18
Het LIBRIé boek van Sony.	22
Een flexibel hoge resolutie scherm voor weergave van figuren.	23
Prijsaanduiding op elektronisch papier.	25
Polshorloge met gebogen scherm gemaakt uit elektronisch papier. ...	26

Hoofdstuk 2

Elektroforetische beeldschermen

De RADIUS van E-Ink.	33
Voorstelling van de werking van passieve (links) en actieve (rechts) matrix aansturing.	37
Bichromaal niet-zwart/wit 1-pigment EPID.	39
Grijswaarden in een EPID.	41
Het roll-to-roll fabricatieproces van de microcupdisplays.	44
Verdeling van de pigmentdiameter van TiO ₂	46
Structuurformule van Solvent Blue 35.	49

Zwart/wit 2-pigmenten EPID zonder microëncapsulatie gemaakt als onderdeel van dit proefschrift.....	51
---	----

Hoofdstuk 3

Pigmentbeweging in EPIDs

Optische respons van het SiPix EPID bij aanleggen van twee tegengestelde spanningsstappen.	57
Elektrische dubbellaag rondom een geladen colloïdaal deeltje.	59
Optische respons van een EPID met optreden van delaytijd	63
Geïnduceerde dipool tussen een deeltje en zijn dubbellaag in een elektrisch veld.....	67
Evolutie van de polarisatie in functie van de tijd bij constant elektrisch veld.	69
Evolutie van de polarisatie in functie van de amplitude van het aangelegde veld.....	69
Verstoring van een uniform extern elektrisch veld door de aanwezigheid van een geïnduceerde dipool.	71

Hoofdstuk 4

Elektrische eigenschappen van EPIDs

Transiënt en steady state deel van een EPID-stroomrespons.....	83
Transiënt stroomrespons bij aanleggen van blokgolven met verschillende amplitudes.	85
Transiënt stroomrespons bij aanleggen van 2V bij verschillende waarden van de spanning in de vorige stap.	92
Positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.....	93
Waarde van de startstroom in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.....	94
Breedte van de stroombult in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.....	95
Maximale waarde van de stroomrespons in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.	96

Transiënt stroomrespons bij aanleggen van verschillende spanningen na -10V in de vorige stap.	97
Waarde van de startstroom in functie van de aangelegde spanning. 98	
Breedte van de stroombult in functie van de aangelegde spanning. . 99	
Positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning.....	100
Waarde van de maximale transiëntstroom in functie van de aangelegde spanning.....	101
Verband tussen aangelegde spanning en steady state stroom.	105
Stroomrespons bij verschillende temperaturen	107
Ligging van de maximumwaarde van de stroomrespons in functie van de temperatuur	109
Totale hoeveelheid lading in functie van de temperatuur, gemeten bij verschillende spanningen.	110
Totale hoeveelheid lading in functie van de temperatuur in samples met enkel OLOA en solvent.	111
Evolutie van de S-curve in functie van de centrifugatietijd.....	112
S-curve van een sample dat gedurende 200' werd gecentrifugeerd.	113

Hoofdstuk 5

Modellering van EPIDs

Transiënt stroomrespons bij aanleggen van 2V bij verschillende waarden van de spanning in de vorige stap.	121
Simulatie van de maximale waarde van de stroomrespons in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.	122
Simulatie van de positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de spanning aangelegd in de vorige stap.....	123
Simulatie van de transiënt stroomrespons bij aanleggen van verschillende spanningen na -10V in de vorige stap.....	124
Simulatie van de positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning.	125
Simulatie van de maximale transiënt stroom in functie van de aangelegde spanning.....	126
Optische respons van een EPID bij omschakelen van 40V en 60V. .	127

Simulatie van de optische respons van een EPID bij omschakelen van 40V en 60V.....	128
Simulatie van de temperatuursafhankelijkheid van de transient stroomrespons.....	141
Simulatie van de verdeling zonder delaytijd van de pigmenten bij het omschakelen van -5V naar 5V op verschillende tijdstippen.....	149
Simulatie van de invloed van de spanning op de verdeling van de pigmenten.....	150
Simulatie van de invloed van de delaytijd op de verdeling van de pigmenten.....	151
Simulatie van de verdeling zonder delaytijd van de geladen inverse micellen bij omschakelen van -5V naar 5V op verschillende tijdstippen.....	153
Simulatie van de invloed van de spanning op de verdeling van de geladen inverse micellen.....	154
Simulatie van de invloed van de delaytijd op de verdeling van de geladen inverse micellen.....	155
Simulatie van de invloed van de dikte van de pixel op de piekstroom.....	156
Simulatie van de invloed van de AC-spanning op de pigmentsnelheid.....	158

Hoofdstuk 6

Optimalisatie van EPIDs

Microscopfoto van de hexagonale structuur in een geschakelde EPID-pixel.....	162
Optreden van convectieve Rayleigh-Bénard cellen in een dunne vloeistoflaag met temperatuursgradiënt.....	164
Hexagonale patronen in cirrus-wolken.....	165
Interactie-energie van EPID-pigmenten in functie van de onderlinge afstand.....	170
Interactie-energie van EPID-pigmenten in functie van de onderlinge afstand na introductie van drempelgedrag.....	172
Kegelvormige EPID-capsule waarin TIR kan optreden.....	175

Trade-off tussen donker- en heldertoestand in functie van de volumefractie pigment.	177
Alternatieve vormen voor microcapsules waarin kan geschakeld worden met TIR.	178
Constructie van complexe microcapsules door middel van twee schuine ets- of ablatiestappen.	179

Lijst van tabellen

Hoofdstuk 1

Randvoorwaarden waaraan een succesvol elektronisch papier product zal moeten voldoen. 19

Overzicht van enkele veelgebruikte technologieën en vergelijking van hun witreflectie en contrast. 20

Hoofdstuk 3

Waarden van de belangrijkste elektroforetische parameters in EPIDs 61

Hoofdstuk 4

Verband tussen transiënt en steady state lading..... 83

Hoofdstuk 6

Fysische eigenschappen van het EPID-sample waarin patroonvorming optreedt. 167

Samenvatting

In Hoofdstuk 1 zal worden aangetoond dat er nood is aan een technologie die de voordelen van gedrukt of geprint papier combineert met die van een beeldscherm. Net als papier moet het dun, licht, plooibaar en aangenaam om lezen zijn. Net als bij een beeldscherm moet de inhoud vlot aanpasbaar zijn, liefst een onbeperkt aantal keer. Deze technologie wordt elektronisch papier genoemd.

Gezien hun eigenschappen op gebied van leescomfort en compatibiliteit met plooibare technologieën, komen reflectieve beeldschermen het meest in aanmerking om gebruikt te worden in elektronisch papier. Gezien de maturiteit van de technologie en de uitstekende technische eigenschappen, hebben elektroforetische beeldschermen (electrophoretic image displays, EPIDs) van alle reflectieve types de beste troeven om gebruikt te worden in elektronisch papier.

In elektroforetische beeldschermen bewegen tegengesteld gekleurde en geladen pigmenten in een dunne laag vloeistof tussen transparante lagen. Door de juiste spanning aan te brengen over de pigmenten kan de pixel de kleur van één van de pigmenten aannemen. Omdat deze werking gebaseerd is op diffuse reflectie van omgevingslicht, sluiten de elektroforetische beeldschermen qua leescomfort het best aan bij papier. Omdat ze ook dun, licht en flexibel kunnen gemaakt worden, worden ze als grootste kanshebber aanzien om als eerste de markt van het elektronische papier binnen te dringen.

Hun lage schakelsnelheid en gebrek aan kleurenwerking vormen geen grote nadelen omdat de eerste toepassingen toch zullen liggen op het vlak van het elektronische boek, de elektronische krant en lage resolutie prijsaanduidingen en aankondigingen.

In Hoofdstuk 2 zal de werking van EPIDs meer uitgelegd worden. Ze is gebaseerd op de beweging van geladen pigmenten onder invloed van een elektrisch veld. Dit kunnen twee types pigmenten met contrasterende kleur zijn, of één type pigment in een vloeistof met contrasterende kleur.

De belangrijkste voordelen van EPIDs zijn hun mechanische eigenschappen (ze kunnen dun, flexibel, stevig en licht gemaakt worden), hun bistabiliteit (die zorgt voor een grote reductie in het

vermogenverbruik) en hun optische eigenschappen (diffuse reflectie van omgevingslicht op pigmenten, net zoals bij papier).

De belangrijkste nadelen van EPIDs zijn de lage schakelsnelheid (te traag om aan videosnelheid te kunnen werken), het ontbreken van een drempel in hun schakelgedrag (waardoor enkel de duurdere en meer complexe actieve matrix aansturing mogelijk is en niet de eenvoudigere passieve matrix), het ontbreken van kleur (wat in de eerste voorziene toepassingen van elektronisch papier nog geen belangrijk struikelblok is) en hun chemische complexiteit (waardoor het moeilijk is de beeldschermwerking te optimaliseren via de samenstelling van het EPID-mengsel).

In Hoofdstuk 2 volgt een beknopte toelichting over de opbouw van een EPID. Een EPID-mengsel bestaat uit pigmenten die een oppervlaktebehandeling krijgen met surfactanten en opgelost worden in een inert solvent dat kan gekleurd worden met een dye. Het surfactant is meestal OLOA (Oronite Liquid Oil Adhesive) en dient niet enkel om de pigmenten schakelbaar te maken in een elektrisch veld, maar zorgt ook voor de stabiliteit van het colloïdale mengsel.

Deze vloeistof wordt tussen de front- en backplane aangebracht om zo een werkzaam beeldscherm te maken. Microëncapsulatie in microcups of microcapsules is mogelijk om de stabiliteit van het mengsel te vergroten evenals de mechanische stevigheid van de lagenstructuur.

In Hoofdstuk 3 zal aangetoond worden dat de optische respons van een omschakelende EPID-pixel enkele eigenschappen vertoont die niet kunnen verklaard worden met de wetten van elektroforese. Deze voorspellen bij aanleggen van het elektrische veld een onmiddellijke pigmentbeweging met constante snelheid. In een EPID wordt echter een delaytijd waargenomen in de beweging van de pigmenten. Bovendien is het niet mogelijk de metingen bij omschakelen te fitten aan de theorie van elektroforese. Ook is het met de elektroforetische theorie niet mogelijk de werking van het ontwikkelde passieve matrix aanstuurschema te verklaren. Bijvoorbeeld het schakelen van zwart en wit naar grijs bij aanleggen van een voldoende snel schakelende wisselspanning met DC-waarde nul, volgt niet uit de theorie van elektroforese.

Er zal aangetoond worden dat bij colloïdale deeltjes die dicht bij elkaar liggen in een extern aangelegd uniform veld, de bijdrage van diëlektroforese (DEP) niet mag verwaarloosd worden. Deze situatie doet zich typisch voor bij de pigmenten van een pixel dat naar zwart of wit geschakeld is. Om het schakelgedrag bij omkeren van de spanning te kunnen verklaren, is het nodig de DEP-term toe te

voegen aan de elektroforetische bijdrage. Hierbij wordt rond de pigmenten een dipool gevormd die een niet-uniformiteit in het elektrische veld induceert en aanleiding geeft tot een DEP-bijdrage. Deze dipool wordt gevormd met een tijdsconstante gegeven door de formule van Schwarz. Naarmate de pigmenten weg bewegen van de elektrode, daalt de niet-uniformiteit en de afscherming van het elektrische veld waardoor elektroforese dominant wordt over DEP.

Door de DEP-bijdrage in rekening te brengen, is het mogelijk de delaytijd bij omschakelen, het schakelen bij zuivere AC-spanning en de werking van het passieve matrix aanstuurschema te verklaren. Ook de overeenkomst tussen metingen en theorie klopt nu.

Hoofdstuk 4 handelt over de elektrische respons van EPIDs. De stroomrespons van een EPID heeft een karakteristieke vorm: wanneer wordt omgeschakeld tussen voldoende hoge spanningen, kan er een bult in de transiëntrespons optreden. Deze vorm komt niet overeen met een beweging aan constante snelheid van één ladingstype doorheen de pixel. In dit geval zou de stroom lineair naar nul moeten dalen, iets wat wel gemeten wordt in de aanschakelstroom van een pixel waarin de pigmenten homogeen verdeeld zijn. Enkel de eindige steady state stroom is in dit geval onverklaarbaar.

Het blijkt dat de specifieke vorm van de stroomcurve een gevolg is van de veldafscherming door de opgestapelde lading aan de elektrode. De afscherming van het interne elektrische veld door deze lading wordt beschreven door de wet van Poisson en geeft aanleiding tot een tragere deeltjesbeweging. Deze beweging is bovendien afhankelijk van de startconfiguratie van de lading aan de elektrodes en dus van de spanning die in de vorige stap werd aangelegd.

Er zal aangetoond worden dat de steady state stroom die doorheen een EPID loopt, afkomstig is van de generatie en recombinatie van geladen inverse micellen. Door middel van temperatuursafhankelijke metingen zal worden aangetoond dat de ladingen die verantwoordelijk zijn voor de eigenschappen van de stroomrespons van een EPID, wel degelijk deze geladen inverse micellen zijn.

Om de snelheid van de pixel te maximaliseren moet de interne veldsterkte zo groot mogelijk zijn. Men doet er dus goed aan het overschot aan geladen deeltjes te verwijderen. Dit kan gebeuren door middel van centrifugatie.

De vergaarde kennis uit Hoofdstuk 3 en Hoofdstuk 4 op gebied van karakterisering van de beweging van pigmenten en geladen inverse micellen zal in Hoofdstuk 5 gebruikt worden om een model voor de EPID-werking op te stellen. Er bestond tot nog toe geen model dat

zowel de elektrische als optische respons van EPIDs kon simuleren. De hoge complexiteit en kwantiteit van parameters die de optische en elektrische respons bepalen, laten geen exacte wiskundige behandeling toe. In het model dat als onderdeel van dit proefschrift werd ontwikkeld, worden voldoende benaderingen gemaakt om de berekeningen handelbaar te maken. Zo is het een ééndimensionaal macroscopisch model dat uitgaat van een verdeling van de deeltjes in plaats van berekeningen op individuele deeltjes.

Ondanks zijn eenvoud laat het model toch toe om correct de transiënt elektrische en optische respons te modelleren. Zowel de afhankelijkheid van de spanning in de vorige stap, als de aangelegde spanning en de tijd wordt correct gesimuleerd.

In het model wordt uitgegaan van een normale verdeling van de deeltjes en hun delaytijd. Het gemiddelde en de spreiding van deze verdelingen zijn afhankelijk van de spanning in de vorige stap, de aangelegde spanning en de tijd. Uit deze verdelingen kunnen bewegingen van geladen inverse micellen en pigmenten afgeleid worden. Uit deze bewegingen kunnen respectievelijk de elektrische en optische respons afgeleid worden.

De formules –die eerst theoretisch worden afgeleid– worden geoptimaliseerd door fitten aan metingen van de elektrische en optische respons. Uit deze correcte, gefitte formules kunnen dan ook gegevens over de verdeling van deeltjes afgeleid worden. Zo kan het belang van diffusiekrachten op de beweging van de geladen inverse micellen afgeleid worden uit de verdelingen.

Het model laat ook toe om kwantitatief aan te tonen waarom het passieve matrix aanstuurschema werkt.

In Hoofdstuk 6 zullen nog drie methodes aangereikt worden om de werking van EPIDs te optimaliseren. Deze werden niet diepgaand bestudeerd als onderdeel van dit proefschrift en er zal dan ook enkel een korte beschrijving gegeven worden.

Een eerste optimalisatie heeft betrekking op EPIDs waarin een overmaat aan vrije lading aanwezig is en waarin hexagonale patronen kunnen gevormd worden. Dit gebeurt wanneer een voldoende hoge spanning over de pixel wordt aangelegd. De gevormde patronen zijn echter onafhankelijk van deze spanning, als ze hoger is dan een drempelwaarde. Deze patroonvorming heeft een negatieve invloed op de resolutie en het contrast van het EPID en dient dus vermeden te worden.

De patroonvorming is nauw verbonden met het optreden van Rayleigh-Bénard convectie-cellen en is een gevolg van de instabiliteit

die optreedt wanneer de drijvende kracht op de lading de dempende kracht overheerst. De dunne vloeistoflaag gaat dan over in een regime van hexagonale convectieve cellen. De patroonvorming kan vermeden worden door het aantal vrije ladingsdragers te minimaliseren via centrifugatie.

Een andere optimalisatie heeft betrekking op de optische respons van EPIDs. EPIDs vertonen geen drempelgedrag in hun schakeleigenschappen, waardoor passieve matrix aansturing niet mogelijk is. Dit is een gevolg van de interactie-eigenschappen bepaald door het oppervlakte-actieve OLOA. Via sterische hindering zorgt ze ervoor dat de pigmenten beschermd zijn tegen flocculatie. De interactie-energie tussen pigmenten onderling, en pigmenten en elektrodes vertoont echter geen drempelgedrag. Door een ander surfactant te gebruiken, dat een grotere ladingsconcentratie aan het pigmentoppervlak toelaat, is het wel mogelijk om een drempelgedrag te introduceren. Surfactanten gebaseerd op alcoholen, komen hiervoor in aanmerking.

Een laatste optimalisatie is die van het contrast in een 1-pigment systeem. Dit is slechter dan dat van een 2-pigmenten systeem omdat de contrasterende vloeistof de ruimte tussen de pigmenten aan een elektrode kan vullen. Deze vloeistof is bovendien ook nooit perfect in staat in de donkertoestand het invallende licht volledig te absorberen. Het contrast kan verbeterd worden door te schakelen tussen een gewone donkertoestand en een heldere toestand waarbij het invallende licht via totale interne reflectie naar de waarnemer wordt gereflecteerd.

Dit proefschrift verhoogt het begrip van de fysische processen die de werking van een EPID-vloeistof bepalen. Samen met het ontwikkelde model kan dit bijdragen tot de vooruitgang die nog elke dag gemaakt wordt in de eigenschappen van EPIDs.

English summary

In Chapter 1 we will show that there is a need for a technology that combines the benefits of printed paper with those of a display. Just like paper, this technology should be thin, light, bendable and pleasant to read. Just like a display, its content should be adjustable, preferably fast and an unlimited number of times. This technology is called electronic paper.

Since they show excellent properties in the field of user comfort and compatibility with flexible technologies, reflective displays have the best chances of being used in electronic paper. Since the technology is already mature and technical properties are excellent, electrophoretic images displays (EPIDs) are –of all reflective technologies– the best suited for use in electronic paper.

In electrophoretic displays, pigments with a contrasting color and opposite charge move in a thin layer of liquid between transparent layers. By applying the right voltage over the pigments, the pixel can acquire the color of one of the pigments. Since this technology is based on the diffuse reflection of ambient light, EPIDs have a reader comfort very close to that of printed paper. Since they can also be constructed thin, light and flexible, they have very good odds of being the first to be used in electronic paper.

Their low switching speed and the absence of full color is not a very big disadvantage since the first applications will be in electronic books, electronic newspapers and low resolution price tags or advertising panels.

In Chapter 2 we will elaborate further on the functioning of EPIDs. It is based on the movement of charged pigments in an electric field. This can be a system with two types of contrasting pigments or one type of pigment in a contrasting color.

The benefits of EPIDs are their mechanical properties (they can be made thin, flexible, rugged and light), their bistability (which makes an important reduction in power consumption possible) and their optical properties (diffuse reflection of ambient light on pigments, just like with printed paper).

The most important drawbacks of EPIDs are their slow switching speed (too slow to work at videorate), the absence of a threshold in their switching properties (which only allows for the more complex

and expensive active matrix addressing instead of passive matrix), the absence of color (which is not that big a drawback in the first foreseen applications) and their chemical complexity (which makes it difficult to optimise the display properties through the composition of the EPID-liquid).

The construction of an EPID will also be discussed in Chapter 2. The liquid consists of pigments that get a surface treatment with surfactants and that are dissolved in an inert solvent that can be colored with a dye. The commonly used surfactant is OLOA. It does not only give the pigments the charge they need to be able to switch them in an electric field, it also provides stability to the colloidal mixture.

This mixture is applied between a front and back plane, on which the driving electrodes are placed. Micro-encapsulation in microcups or microcapsules is possible to enhance the stability of the mixture and the mechanical ruggedness of the layer structure.

In Chapter 3 we will prove that the optical response of an EPID switching between black and white has some properties that cannot be explained using the laws of electrophoresis. These predict an immediate pigment movement at constant velocity, once an electric field is applied. In an EPID however, a delay time is measured in the movement of the pigments. Furthermore it is not possible to match switching measurements to electrophoretic theory. Neither do the laws of electrophoresis explain the functioning of the passive matrix addressing scheme that was developed. For example, the switching from black and white to grey when a high frequency blockwave without a DC-component is applied, is not in agreement with the laws of electrophoresis.

We will show in Chapter 3 that one can not neglect the contribution of dielectrophoresis (DEP) in closely packed colloidal particles exposed to an externally applied electric field. This situation occurs when a pixel is in the black or white state. In order to explain all properties when switching, we need to account for a DEP-term in the forces that act on the pigments. Hereby a dipole is formed around the pigments that induces a non-uniformity in the electric field. This non-uniformity leads to the DEP-force on the pigments. This dipole is formed with a time constant that is given by Schwarz's formula. As pigments move away from the electrode, the non-uniformity and blocking of the electric field lowers: normal electrophoresis becomes dominant over DEP.

By taking the DEP-force into account, it is possible to explain the delay time, the switching on application of a pure AC-field and the

working of the passive matrix addressing scheme. There is also agreement between theory and measurement.

Chapter 4 will deal with the electrical response of EPIDs. The transient current response has a very characteristic shape: when we switch between sufficiently high voltages, a maximum is measured in the transient response. The current rises before decaying slowly to its asymptotic value. This is not what we expect when one type of charged particles would move at a constant velocity through the pixel. In this case the current would decay linearly to zero, something we do measure when switching on a pixel with a uniform charge distribution. Only the non-zero steady state current cannot be explained in this situation.

We will show that the distinct shape of the current curve is a consequence of the screening of the electric field by the accumulated charge at the electrodes. This screening of the internal electric field by the charged particles is described by Poisson's law and leads to a lower particle velocity. This movement will prove to be dependent on the starting configuration of the charged particles, hence on the voltage applied in the previous step.

We will show that the steady state current that flows through an EPID originates from generation and recombination of charged inverse micelles. By performing temperature dependent measurements for the first time on EPIDs we will prove that the charges that are responsible for the electrical current are the charged inverse micelles.

To maximize the switching speed of the pixel, the internal field has to be as high as possible. It is therefore important to remove all excess free charge in the pixel. This can be done through centrifugation.

The knowledge that was built up in Chapter 3 and 4 on the characterization of the movement of pigments and charged inverse micelles, will be used in Chapter 5 to design a model for the functioning of EPIDs. Until now no model existed that could simulate both the electrical and optical properties of EPIDs. The high complexity and the number of parameters that have an influence on the electrical and optical properties did not allow for an exact mathematical treatment. In the model that was developed as a part of this thesis, several assumptions are made to make the calculations manageable. It is for instance a onedimensional macroscopic model that uses a particle distribution instead of working with individual particles.

Despite its simplicity, it allows to correctly simulate the transient electrical and optical response. Both the dependence on the voltage

applied in the previous step (V_1), the applied voltage (V_2) as the time-dependence are simulated correctly.

The model starts from a normal (Gaussian) distribution of the particles and their delay time. The average and the standard deviation of the distributions are dependent on V_1 , V_2 and time. From these distributions, the movement of pigments and charged inverse micelles can be derived. From this movement it is possible to calculate the optical and electrical response.

The formulas that are first derived theoretically are optimised by matching the results to measurements of the electrical and optical response. From the fitted formulas, it is possible to collect correct data on the particle distributions. For example, the importance of diffusion strength on the movement of charged inverse micelles can be derived from its distribution.

Using the model it is also possible to quantitatively show why the passive matrix addressing scheme works.

In Chapter 6 three methods to further improve display properties will be proposed. These were only studied shortly as part of this thesis, so only a brief description will be given.

A first optimisation is that of an EPID where an excess amount of free charge is present and where hexagonal patterns can be formed. This happens when a sufficiently high voltage is applied over the pixel. The patterns that are formed are however independent of the applied voltage, given that it is above a threshold value. The formation of patterns has a negative effect on the display resolution and contrast and hence has to be avoided.

The formation of the patterns has a lot in common with Rayleigh-Bénard convection cells and comes from the instability that sets in when the driving force from the external field on the charges exceeds the damping force from viscosity. Under these conditions a thin liquid layer goes into a mode of convective hexagonal cells. This can be avoided by minimising the amount of free charge through centrifugation.

Another optimisation deals with the optical response of EPIDs. They do not show a threshold-behaviour in their switching properties, making passive matrix addressing impossible. This is a consequence of the interaction properties which are controlled by the OLOA surfactant. Through steric repulsion they protect the pigments against agglomeration. The interaction-energy between pigments and between pigments and the electrodes shows however no threshold behaviour. By using another type of surfactant, that can provide a

higher charge concentration at the pigment surface, this threshold behaviour can be induced. For example surfactants based on alcohols can be used.

A final optimisation is that of the contrast of a 1-pigment system. This is worse than that of a 2-pigment system since the contrasting liquid can fill the free space between the pigments at an electrode. Furthermore the dye in this liquid can never completely absorb the incoming light to avoid partial reflection on the pigments. The contrast can be improved by switching between a normal dark pixel and a clear pixel of which the reflective properties are based on Total Internal Reflection.

This thesis provides a contribution to the understanding of the basic physical properties of EPIDs. Together with the model that was developed, this can help to assist the progress that is made every day in the optimisation of EPIDs.

Resultaten

In de eerste twee hoofdstukken wordt de lezer ingeleid in de materie van het elektronische papier. Hoofdstuk 1 is een algemene en vulgariserende beschrijving van elektronisch papier. Hoofdstuk 2 gaat dieper in op de opbouw van elektroforetische beeldschermen (EPIDs).

Hoofdstuk 3 en 4 handelen over de karakterisering van EPIDs. Een set van formules zal uitgewerkt worden die het optische en elektrische gedrag verklaren. In Hoofdstuk 3 wordt het belang van diëlektroforese aangetoond bij het omschakelen van de pigmenten in een pixel. Door introductie van deze bijdrage is het mogelijk om waarnemingen te verklaren die tot nu onverklaarbaar waren en de discrepantie tussen theorie en metingen in alle gevallen te laten verdwijnen. In Hoofdstuk 4 wordt het belang van de veldafscherming op de elektrische respons aangetoond. De vorm en eigenschappen van de karakteristieke transiëntstroom-curve zullen verklaard worden aan de hand van de invloed van de startconfiguratie van de geladen inverse micellen. Ook het bewijs dat deze lading de elektrische eigenschappen bepaalt, wordt aangetoond.

In Hoofdstuk 5 wordt een model voor EPID-werking ontwikkeld. Het is sterk benaderend, maar laat toch toe een correcte simulatie van de optische en elektrische respons te doen. Uit dit model kunnen gegevens over de verdeling van deeltjes in de pixel gehaald worden. Met dit model kan op voorhand de invloed van parameters op de EPID-werking gesimuleerd worden.

In Hoofdstuk 6 worden drie, minder uitgewerkte, optimalisaties voor EPIDs aangereikt: wegwerken van de patroonvorming, introductie van een drempel eigenschap in het omschakelen en verhoging van het contrast van een 1-pigment systeem door totale interne reflectie.

Hieronder volgt een overzicht van alle vernieuwende resultaten die als onderdeel van dit proefschrift werden behaald:

- Bewijs voor de invloed van diëlektroforese op de optische respons.
- Bewijs voor de invloed van veldafscherming op de elektrische respons.
 - Afhankelijkheid van de aangelegde spanning in de vorige stap.

- Belang en invloed van centrifugatie op de veldafscherming.
- Bewijs voor de invloed van geladen inverse micellen op de transiënt en steady state elektrische stroom.
 - Voor het eerst temperatuursafhankelijke metingen op EPIDs om de bron van de lading aan te tonen.
- Ontwikkeling van een model voor de elektrische en optische respons van EPIDs.
- Bewijs voor het mechanisme dat verantwoordelijk is voor patroonvorming in EPIDs.
- Aanreiken van een methode om drempelgedrag te introduceren in de schakeleigenschappen.
- Aanreiken van een methode om contrast van een 1-pigment EPID te verhogen, gebaseerd op totale interne reflectie.

Deze resultaten werden wereldkundig gemaakt in 19 publicaties, waarvan 5 A1-publicaties. Een opsomming van deze publicaties staat in volgende paragraaf.

Het artikel "Model for the properties and behavior of electronic paper" werd beloond met de SID-ME Chapter Student Award op de SID-MEC Spring 2006 Meeting.

Wat de toekomst brengt

Ingave van de zoekterm “electronic paper” geeft op dit moment (medio 2006) zo'n 3.5 miljoen hits in Google: niet slecht voor een technologie waarvan er nog geen enkel product op de markt is. Het elektronische papier is duidelijk een beeldschermtechnologie die veel aandacht krijgt. Er bestaat een concensus over het feit dat het een technologie is die bruikbaar is, en zeker een plaats zal veroveren in het displaylandschap. Er heerst echter nog onzekerheid over wat die plaats zal zijn: zal het de nieuwe, nichemarkt van e-books zijn, of zullen de goede eigenschappen kunnen gebruikt worden om bestaande toepassingen te verbeteren (signage, ...)? Het is wachten op de eerste “killer application”.

De technologie zal nog enkele hindernissen moeten overwinnen alvorens ze klaar is om op grote schaal (en tegen lage kost) gebruikt te worden. De meeste elektroforetische types dienen nog te verbeteren op het vlak van responstijd, voorstelling van full color en compatibiliteit met flexibele substraten. De reflectieve beeldschermen gebaseerd op LC-technologie hebben een inhaalbeweging te maken op gebied van beeldkwaliteit (vooral helderheid), vermogenverbruik en flexibiliteit. Bovendien steken alternatieve technologieën de kop op die volop meestrijden om als eerste de markt te bestormen.

Op korte termijn zullen de bistabiele, reflectieve technologieën commercieel gebruikt worden voor eenvoudige, lage resolutie toepassingen zoals het elektronische prijsetiket, de smartcard en voor aankondigingen. Wanneer grotere afmetingen mogelijk zijn, zullen deze technologieën ook onmiddellijk kunnen gebruikt worden voor grote indoor- en outdoor advertenties, scoreborden,...

Verder in toekomst zal het afwachten zijn of de technologische beloftes zullen ingelost worden. Is dit het geval, dan staat niks deze technologie in weg om in vele verschillende toepassingen dominant te worden (en beetje zoals LCD de CRT heeft verdrongen tijdens de laatste 15 jaar). Als de vooruitgang echter trager dan voorspeld verloopt (of stagneert) zal een elektronisch papier een leven beschoren zijn in enkele specifieke toepassingen.

Publicaties

A1-publicaties

- T. Bert, H. De Smet, F. Beunis and K. Neyts, Complete electrical and optical simulation of electronic paper. *Displays*, 27 (2). 2006. pp. 50-55.
- T. Bert, H. De Smet, F. Beunis, and F. Strubbe, Numerical simulation of the transport of particles in electrophoretic displays. *Opto-Electronics Review*, 13 (4). 2006. pp. 281-286.
- T. Bert, H. De Smet, F. Beunis and K. Neyts, Steady state current in EPIDs, *Displays*, 27 (1). 2005. pp. 35-38.
- T. Bert and H. De Smet, Dielectrophoresis in electronic paper. *Displays*, 24 (4-5). 2004. pp. 223-230.
- T. Bert and H. De Smet, The microscopic physics of electronic paper revealed. *Displays*, 24 (3). 2003. pp. 103-110.

Internationale conferenties

- T. Bert, V. Degezelle, G. Van Steenberge, S. Van Put, P. Geerinck and H. De Smet, Model for the properties and behavior of electronic paper, *Proceedings of the SID-MEC Spring 2006 Meeting*. 2006.
- F. Beunis, F. Strubbe, K. Neyts, T. Bert, H. De Smet, A. Verschueren and L. Schlangen, Electric Field Compensation in Electrophoretic Ink Displays, *Proceedings of the 25th International Display Research Conference (Eurodisplay 2005)*. 2005. pp. 344-345.
- T. Bert and H. De Smet, How to introduce a threshold in EPIDs, *Proceedings of the 25th International Display Research Conference (Eurodisplay 2005)*. 2005. pp. 337-339.
- T. Bert, J. Vanfleteren, B. Vandecasteele, S. Maeyaert, J. Doutrelaigne, J. Govaerts, H. De Smet and A. Van Calster, Advanced Technologies in Fabrication and Interconnection of Flexible Displays and Substrates, *Proceedings of Flexible Displays and Electronics (FDE) 2005*. 2005.

- T. Bert and H. De Smet, Pattern Formation in Electronic Paper, Proceedings of the Society for Information Display 2005 International Symposium, 36. 2005. pp. 765-767.
- T. Bert and H. De Smet, Hexagonal Patterns in Electronic Paper., SID-ME & Le Club Visu Joint Spring Meeting 2005 Technical Presentations. 2005.
- T. Bert, F. Beunis, H. De Smet and K. Neyts, Transient current properties in electronic paper, Proceedings of 11th International Display Workshops (IDW). 2004. pp. 1749-1752.
- T. Bert, F. Beunis, H. De Smet and K. Neyts, Transient Current Properties in Electronic Paper, SID-ME 10th Anniversary Meeting 2004 Technical Presentations. 2004.
- T. Bert and H. De Smet, How Total Internal Reflection can make Electronic Paper better, Proceedings of the first Americas Display Engineering and Applications Conference. 2004. pp. 84-86.
- T. Bert and H. De Smet, A new insight in electronic paper: EPID or DEPID, Proceedings of the 10th International Display Workshop (IDW). 2003. pp. 1621-1624.
- T. Bert, G. Van Steenberge, H. De Smet, F. Bruyneel, J. Doutreloigne, E. Schrotten, A. Ketelaars and G. Hadziioannou, Passive matrix addressing of electrophoretic image display, Proceedings of the 22nd International Display Research Conference (Eurodisplay 2002). 2002. pp. 251-254.

Nationale conferenties

- T. Bert and H. De Smet, Simulation of the physical properties of electronic paper, Abstracts of the 6th FTW PhD symposium. 2005. pp. 25.
- T. Bert and H. De Smet, Current transport mechanisms in electronic paper, Abstracts of the 5th FTW PhD symposium. 2004. pp. 28.

Populariserende bijdrages

- T. Bert, Elektronisch Papierweek Wetenschappelijke scheurkalender Natuur & Techniek, Natuur & Techniek. 2007.

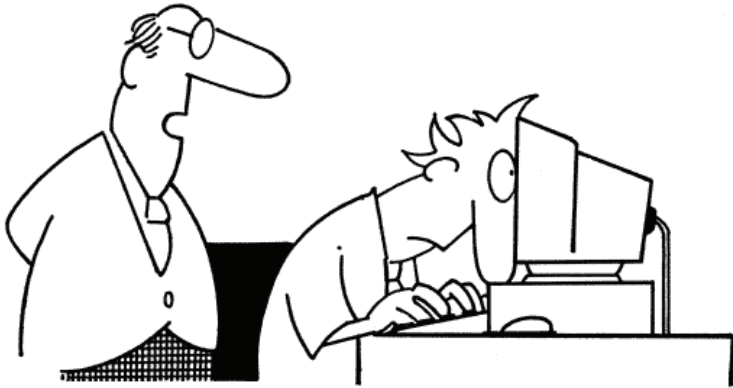
Acroniemen en symbolen

Notatie	Eenheid	Betekenis
LED		Light Emitting Diode
LCD		Liquid Crystal Display
CRT		Cathode Ray Tube
GPS		Global Positioning System
AM-LCD		Active Matrix LCD
STN		Super Twisted Nematic
Ch-LCD		Cholesteric LCD
PDLC		Polymer Dispersed Liquid Crystal
TFT		Thin Film Transistor
OLED		Organic Light Emitting Diode
ITO		Indium Tin Oxide
RGB		Red Green Blue
PEDOT		poly(3,4-) ethyleendioxythiopheen
QR-LPD		Quick-Response Liquid Powder Display
ppi		pixels per inch
dpi		dots per inch
SVGA		Super Video Graphics Array
EPID		Electrophoretic Image Display
a-Si		amorf Silicium
μ	m^2/Vs	Mobiliteit
Q	C	Lading
E	V/m	Elektrische veldsterkte
d	m	Pixeldikte
OLOA		Oronite Liquid Oil Adhesive
TiO ₂		Titaniumdioxide

CB		Carbon Black
rpm		rotations per minute
PECVD		Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
EPLaR		Electronics on Plastic by Laser Release
η	CVs/m ³	Viscositeit
k	J/K	Constante van Boltzman
T	K	Temperatuur
ϵ	C/Vm	Diëlektrische constante
ζ	V	zeta-potentiaal
AC		Alternating Current
DC		Direct Current
DEP		Diëlektroforese
f_{CM}		Clausius-Mossotti factor
SCL		Space Charge Limitation
A	m ²	Pixeloppervlakte
C	C/V	Capaciteit
J	A/m ²	Elektrische stroomdichtheid
I	A	Elektrische stroom
D	m ² /s	Diffusieconstante
α	m ³ /s	Recombinatieconstante
β	m ³ /s	Generatieconstante
κ	1/m	(Debye lengte) ⁻¹
TIR		Totale Interne Reflectie
PVA		Polyvinylalcohol
fF		Femtofarad

Hoofdstuk 1

Elektronisch papier



**“See? If you get close enough to the screen,
a 15-inch monitor looks just as big as a 20-inch monitor!”**

De term “elektronisch papier” lijkt op het eerste gezicht tegenstrijdig. Elektronica is immers een term die gelinkt is aan de tweede helft van de 20e eeuw, terwijl papier er al is sinds een ingenieuze Egyptenaar eraan dacht enkele papyrusstengels te verweven en erop te schrijven.

De laatste 10 jaren is echter in de wereld van de beeldschermen een mooie liefde ontstaan tussen het papier en de elektronica van de beeldschermen. Een nieuw displaymedium dat de voordelen van papier en een beeldscherm combineert, werd ontdekt en ontwikkeld.

In dit hoofdstuk wordt uitgelegd wat “elektronisch papier” eigenlijk is en zal een overzicht gegeven worden van de beschikbare technologieën om een geslaagd huwelijk tussen papier en beeldscherm te verwezenlijken.

1. Waarom elektronisch papier

1.1 Nood aan een combinatie van papier en beeldscherm

U leest deze tekst afgedrukt op een wit blad papier. Hij werd nochtans geschreven op een PC, dus was het eigenlijk helemaal niet nodig papier te verspillen aan pagina's die u even goed op het scherm van uw PC kon lezen. Toch doet u het, samen met de overgrote meerderheid van de computergebruikers.

In 1975 lanceerde Business Week in een artikel over het kantoor van de toekomst voor het eerst de term: "het papierloze kantoor". Dit werd aangekondigd als een onafwendbare evolutie: de inburgering van de computer en de verspreiding van de netwerken waarmee ze aan elkaar hangen, ging ervoor zorgen dat alles papierloos zou worden. Documenten zouden vlotjes wereldwijd rondgestuurd worden en vanop de PC gelezen. De kosten die bedrijven hadden aan het beheer van archieven, databanken en boekhoudingen zouden spectaculair dalen. Het zag er slecht uit voor fabrikanten van printers en papier. De realiteit is dat de hoeveelheid verbruikt papier in kantooromgevingen ook nu nog jaar na jaar stijgt.

De belangrijkste reden hiervoor is dat het gewoon niet aangenaam is om een tekst te lezen op een computerscherm. Het lichtgevende scherm doet pijn aan de ogen, je hebt de tekst die je aan het lezen bent niet vast, je kan niet met je vinger volgen waar je zit, ... Ondanks het toenemende realisme van de weergave van de tekstverwerkers, werken de printers en kopieertoestellen meer dan ooit.

Nochtans heeft tekstverwerking op PC zijn deugdelijkheid bewezen: documenten kunnen oneindig veel keren veranderd worden zonder te knoeien met corrigeervloeistof, figuren worden geknipt en geplakt in een handomdraai, lettertypes en -groottes worden aangepast per millimeter, ... Zij die nog de tikmachine hebben gekend, weten dat het vroeger anders was. Maar toch, het document dan ook uiteindelijk lezen, blijft aangenamer in afgedrukte vorm en niet op het computerscherm.

Dat is omdat de meeste beeldschermen waarmee we tot nu toe te maken krijgen niet optimaal gemaakt zijn om lang naar de kijken. Ze zijn ofwel emissief of transmissief: emissieve beeldschermen zenden zelf licht uit, transmissieve beeldschermen moduleren het licht dat ze doorlaten. Voorbeelden van emissieve beeldschermen zijn

kathodestraalbuizen (de meeste TV's en oudere computermonitoren), elektroluminescente beeldschermen, vacuüm-fluorescente beeldschermen (bedieningspanelen van de meeste videorecorders), plasma beeldschermen en (al dan niet organische) LED beeldschermen. Voorbeelden van transmissieve beeldschermen zijn actieve en passieve matrix LCDs (Liquid Crystal Displays), typisch gebruikt in laptop computers. Al deze beeldschermen hebben als gemeenschappelijk kenmerk dat zij een ingebouwde lichtbron hebben ofwel zelf licht uitzenden, iets wat het leescomfort niet ten goede komt. Ook functioneren deze beeldschermen doorgaans niet goed in een sterk verlichte omgeving (bijvoorbeeld buitenshuis of in direct zonlicht), omdat het omgevingslicht wordt opgeteld bij zowel de donkertoestand als de lichttoestand, zodat het contrast verloren gaat.

Een combinatie van hoge resolutie, hoge reflectiviteit en goeie werking bij een breed spectrum van inijkhoeken en belichtingsomstandigheden zorgt ervoor dat papier aangenamer om te lezen blijft dan een beeldscherm.

Het beeldscherm wordt ook meer en meer geïntegreerd in omgevingen die niet aan zijn eigenschappen zijn aangepast. Met de opkomst van steeds krachtigere draagbare informatieterminals, zoals derde- en vierde-generatie GSM-toestellen, stijgt de vraag naar beeldschermen die in alle belichtingsomstandigheden kunnen gebruikt worden. Bovendien moeten ze aangepast worden aan nieuwe draagbare toepassingen waarbij het beeldscherm de grootste bruikbare oppervlakte van het product zal innemen en hierbij zal bloot staan aan destructieve invloeden van buitenaf: vocht, druk, spanning, krassen,...

Ook worden de eisen van batterijgevoede autonomie steeds hoger, zodat de druk om het energieverbruik te beperken steeds belangrijker wordt.

Een belangrijk nadeel waarmee men geconfronteerd wordt bij het inbouwen van een beeldscherm in een vreemde omgeving is de fragiliteit. De meest gebruikte beeldschermen vandaag zijn gebaseerd op glastechnologie: de grens tussen de gebruiker en een LCD- of CRT-scherm is niets anders dan een glasplaat, meestal gecoat met een dunne beschermende film. Een gevolg hiervan is dat het meest voorkomende fysische defect glasbreuk is. Dit is iets wat men wil vermijden wanneer het beeldscherm uit de beschermde bureau-omgeving naar buiten en in een vreemde omgeving wordt gebracht. Het beeldscherm waarvan de hoge stijfheid en breekbaarheid bepaald wordt door die van het glas, vervangen door een buigbaar product zou de aanpassing alvast makkelijker maken. Een nog meer

ingrijpende stap is die waarbij het scherm zich aanpast aan zijn omgeving in plaats van omgekeerd. Een voorbeeld zal dit duidelijk maken: elke autoconstructeur zal een GPS-systeem prefereren waarbij het scherm zich aanpast aan de ronde en esthetische vormen van het dashboard boven een systeem waarbij hij zich moet aanpassen aan de vorm, vlakheid en breekbaarheid van het GPS-scherm. Het scherm is nu meer dan buigbaar, het is nu "conformable". De laatste en meest ingrijpende stap is die waarbij het beeldscherm zich zo sterk aanpast aan zijn omgeving dat het zelfs kan verdwijnen wanneer het niet gebruikt wordt: het oprolbare of opvouwbare beeldscherm. Het spreekt voor zich dat hiervoor een nog grotere evolutie in flexibiliteit nodig is. Eén die echter de absolute aanpassing van het beeldscherm aan zijn omgeving met zich meebrengt.

Er zijn duidelijk nog vele problemen op te lossen voordat het beeldscherm zal uitgeroepen worden tot "meest aan het comfort van de gebruiker aangepaste elektronisch product".

1.2 De oplossing: elektronisch papier

Bestond er maar iets dat de voordelen van papier en een beeldscherm combineert. Net zoals papier zou het dan licht, dun, soepel en aangenaam om lezen zijn. Net zoals bij een beeldscherm zou de inhoud aanpasbaar zijn (liefst snel en een onbeperkt aantal keren).

Figuur 1 toont zo een flexibel beeldscherm dat al deze voordelen combineert. Het is makkelijk en aangenaam leesbaar; het is licht en plooibaar. En toch is de inhoud aanpasbaar zoals bij een gewoon beeldscherm.



Figuur 1 Een voorbeeld van elektronisch papier.

Elektronisch papier vormt de oplossing voor deze noden. Het is een deelgebied van de beeldschermtechnologie dat zich toespitst op producten die de goeie eigenschappen van papier zullen proberen te integreren in een beeldscherm. De belangrijkste eigenschap hierbij is het comfort voor de gebruikers, waarbij het beeldscherm zich zal aanpassen aan de omgeving en niet omgekeerd. Draagbare producten die aangenaam om langdurig te lezen zijn, zullen hier de eerste toepassingen vormen. Drie technologieën komen in aanmerking. De emissieve types die zelf licht uitzenden en zo een beeld vormen voor de gebruiker. De reflectieve displays die constant hun beeld moeten verversen en de reflectieve waarbij enkel vermogen wordt verbruikt als de beeldinhoud wijzigt.

Een reflectief beeldscherm moduleert de hoeveelheid licht die gereflecteerd wordt, en maakt daardoor gebruik van het omgevingslicht als lichtbron. Een dergelijk beeldscherm presteert daardoor onder alle belichtingsomstandigheden even goed, behalve bij totale duisternis. Een manueel te activeren ingebouwde nachtverlichting kan dit euvel oplossen, uiteraard ten koste van een kortstondig hoger energieverbruik. Het is duidelijk dat dankzij deze reflectieve werking het leescomfort van gewoon papier heel dicht benaderd wordt.

Bovendien mag de gekozen technologie voor het elektronische papier het niet onmogelijk maken om het scherm buigbaar te maken. De intrinsieke werking mag de opbouw van een dun scherm niet in de weg staan en de materialen moeten zodanig kunnen gekozen worden

dat een eindproduct met lage breekbaarheid ontstaat: twee nodige eigenschappen om een echt dun en flexibel beeldscherm te maken.

Als de buigzaamheid van het elektronische papier kan opgevoerd worden tot echte oprolbaarheid zal dit ook zijn gevolgen hebben in de productie. Tot nu toe worden beeldschermen stuk per stuk gemaakt. Gezien de gebruikte materialen –en hun breekbaarheid– is er geen andere aanpak mogelijk. Wanneer het beeldscherm echter oprolbaar wordt, staat niks roll-to-roll productie in de weg. Het elektronische papier zal dan uit de fabriek komen gerold, net zoals gewoon papier nu uit de drukkerij komt gerold. Dit zal de productieprijs aanzienlijk doen dalen, iets wat mooi meegenomen is bij de ontwikkeling van een nieuwe technologie.

Een andere belangrijke parameter die het comfort van het elektronische papier zal bepalen is het gewicht. In principe mag het product niet zwaarder zijn dan we normaal gezien van een boek zouden verwachten. Deze randvoorwaarde voor het gewicht bepaalt onder andere het maximale gewicht van de batterij en dus de beschikbare elektrische energie. Frequent heropladen of vervangen van de batterij is ook niet echt aangewezen uit een standpunt van gebruikerscomfort. Het is dus duidelijk dat een laag vermogenverbruik een noodzakelijke voorwaarde is voor een technologie die wil succesvol zijn als elektronisch papier.

Om een beeldschermtechnologie om te zetten in een product dat bruikbaar is als elektronisch papier, moeten duidelijk nog vele problemen opgelost worden. Dat dit allesbehalve evident is, wordt geïllustreerd door het feit dat er op dit ogenblik nog geen enkel goed reflectief kleurenbeeldscherm op de markt verkrijgbaar is.

In de volgende paragraaf zal een overzicht gegeven worden van de beschikbare beeldschermtechnologieën voor de ontwikkeling van elektronisch papier.

2. Beeldschermtechnologieën

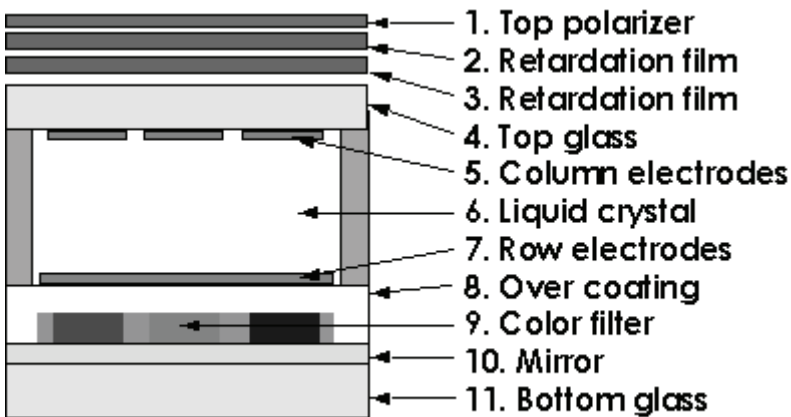
2.1 Liquid Crystal Displays

Bij Liquid Crystal Displays (LCDs) ligt een laag vloeibare kristallen tussen één of twee polariserende lagen. De vloeibare kristallen beïnvloeden het invallende gepolariseerde licht zodat het selectief kan geabsorbeerd worden in de tweede polarisatiestap. Een beeld wordt

gegenereerd omdat het doorgelaten of gereflecteerd licht al dan niet bij de tweede polarisatiestap wordt tegengehouden.

2.1.1 Transmissieve LCD met reflector

Bij beeldschermen zoals reflectieve STN-LCDs (super twisted nematic) wordt een diffuse reflector achter een transmissieve LCD gebruikt om het omgevingslicht te collecteren en te reflecteren naar de gebruiker. Hierdoor is geen interne lichtbron meer nodig. Probleem is dat, om flikker te vermijden en omwille van DC-compensatie, het beeld frequent moet ververs worden (typisch 60Hz) waardoor er constant energie wordt verbruikt. Dit verbruik ligt natuurlijk lager dan bij de emissieve types beeldschermen, maar reduceert toch nog steeds aanzienlijk de levensduur van de batterij. Bovendien kan het gebruik van deze spiegel laag voor een verkleinde in kijkhoeke zorgen. Als geen diffuse reflector wordt gebruikt, draagt diens kijkhoekafhankelijkheid bij tot die van de LC-laag. Figuur 2 toont hoe zo een transmissieve LCD wordt opgebouwd op een reflecterende laag.



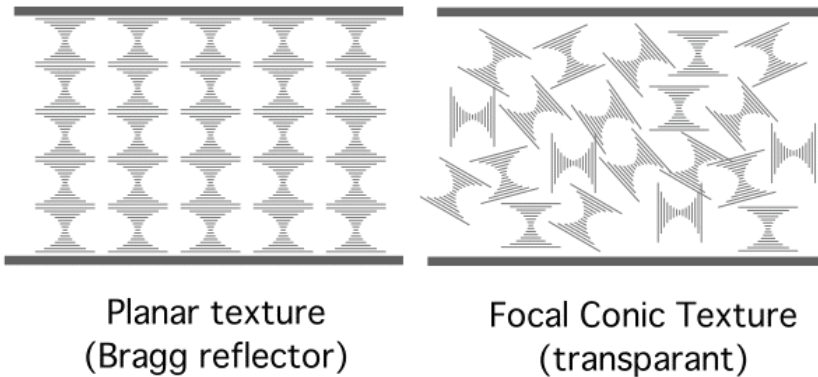
Figuur 2 De lagenstructuur van een transmissieve LCD op een reflector.

Deze beeldschermen hebben een lagere helderheid en reflectiviteit dan de andere technologieën die in dit hoofdstuk worden aangehaald. Dit is vooral te wijten aan de lichtabsorberende eigenschappen van de polarisator (40%) en het kleurenfilter (30%). Daarom ziet de achtergrond van deze beeldschermen er eerder grijs uit dan helder wit. Dit gebrek aan helderheid komt omdat deze beeldschermen gepolariseerd licht nodig hebben om te werken: veel licht gaat verloren in de polarisators. Om bovendien nog kleuren te kunnen

tonen zijn extra kleurenfilters nodig waardoor de helderheid nog verder gereduceerd wordt.

2.1.2 Reflectieve LCD

Een LCD-scherm waarbij het vloeibaar kristal materiaal zelf reflectief is, kan aan dezelfde kostprijs als STN gemaakt worden en is op sommige vlakken zelfs eenvoudiger van opzet. Zo zijn er geen polarisators nodig en zijn de toleranties op de celafmetingen minder strikt. In de ene toestand reflecteert het LCD-materiaal het invallende omgevingslicht. In de andere toestand laat het materiaal het licht door waardoor het kan invallen op een absorberende of reflecterende laag. Er bestaan zelfs reflectieve LCDs die volledige kleurenwerking kunnen bereiken zonder het gebruik van kleurenfilters: de cholesterische LCDs (Ch-LCDs). Figuur 3 toont de werkingstoestanden van een cholesterisch LCD.



Figuur 3 Werkingstoestanden van een bistabiel cholesterisch LCD.

In de planar toestand werkt het vloeibare kristal reflectief en wordt het invallende omgevingslicht teruggekaatst. In de focal conic toestand is het vloeibare kristal transparant voor het omgevingslicht. Dit kan geabsorbeerd worden op de onderste laag.

Omdat sommige van deze reflectieve types (bv. de Ch-LCD technologie) bistabiel zijn, bieden ze ook een lager vermogenverbruik dan de transmissieve LCD technologieën, die doorgaans niet bistabiel zijn. Om ze te doen omschakelen zijn meestal wel hogere spanningen nodig [1]. Voor sommige bistabiele technologieën is een aanstuurspanning van meer dan 50V vereist.

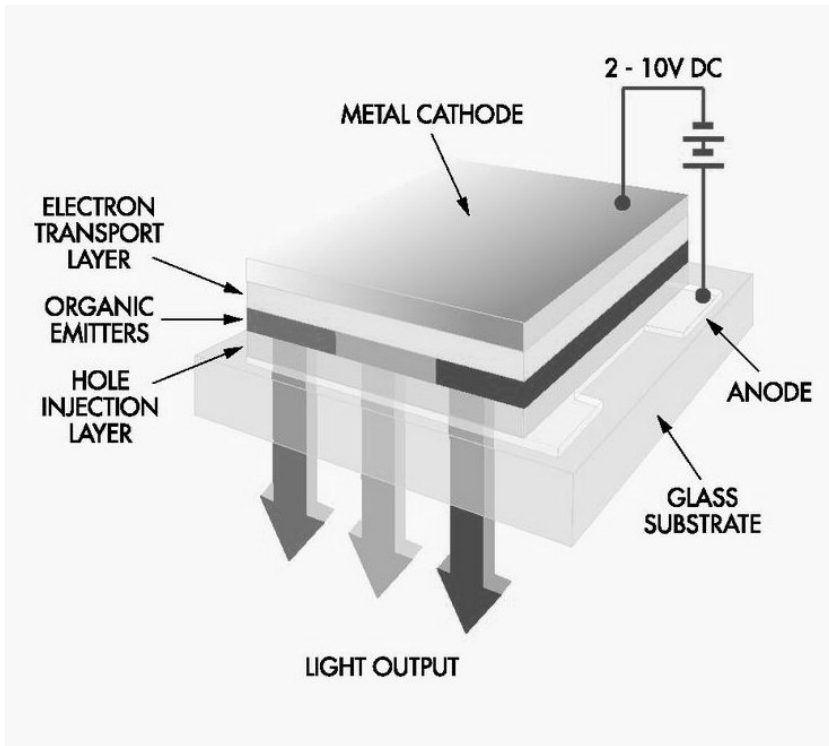
Bovendien vertonen sommige reflectieve LCDs de mogelijkheid tot passieve matrix adressering waardoor flexibiliteit van het beeldscherm

makkelijker kan bereikt worden gezien een flexibele TFT-laag onnodig is. Niet alleen is zo een TFT-matrix duurder dan de passieve matrix oplossing, de technologie van het aanbrengen van TFT op plastic staat nog niet helemaal op punt. Onder andere de hogere temperatuurstappen zorgen ervoor dat massaproductie van flexibele, actieve matrix aangestuurde beeldschermen niet voor de nabije toekomst zal zijn. De eigenschappen van passieve en actieve matrix aansturing worden uitgewerkt in paragraaf 1.2.2 van Hoofdstuk 2.

Reflectieve LCDs kunnen doorgaans een hogere helderheid en grotere inkijkhoeken genereren dan het transmissieve type. Zo is de inkijkhoek van een reflectieve PDLC (Polymer Dispersed Liquid Crystal) quasi gelijk aan die van papier. Zowel bij PDLC als bij Ch-LCD zijn er geen polarisatoren nodig, wat extra voordelig is voor de helderheid. De reflectiviteit kan tweemaal zo hoog zijn als die van transmissieve LCDs. De hoge inkijkhoek (60°) zorgt ervoor dat van alle LCD-technologieën de reflectieve het meest het leescomfort van gedrukt papier benadert.

2.2 OLEDs

De eerste Organic Light Emitting Diode (OLED) werd reeds in 1987 voorgesteld [2]. In deze halfgeleiderstructuur wordt licht gegenereerd wanneer er stroom wordt doorgestuurd. Figuur 4 toont hoe de halfgeleider lagenstructuur van een OLED opgebouwd is.



Figuur 4 Werking van een OLED.

De anode is een Indium Tin Oxide (ITO) laag op een glazen substraat. De injectie- en transportlagen zijn organische dunne films die geoptimaliseerd zijn om per kleur een zo goed mogelijk gedrag te hebben. De kathode is meestal een reflectieve dunne film. Het licht wordt gegenereerd in de emitterlaag en doorheen de anode naar buiten gestuurd, naar de gebruiker toe.

Door de samenstelling van het emissieve organische materiaal te veranderen, kan de kleur van het uitgezonden licht gecontroleerd worden. De golflengte van het gegenereerde licht kan afgestemd worden door de juiste keuze van fluorescente dyes in de emissieve laag. Dit heeft als gevolg dat er 'full-colour' schermen gecreëerd kunnen worden door gebruik te maken van series van RGB (rood, groen en blauw) pixels die gerangschikt worden zoals de fosfors op een tv-scherm. Er blijven echter problemen bestaan om alle kleuren even goed te maken. Vooral het blauw is merkbaar minder in kwaliteit: het licht wordt slechts met de helft van de efficiëntie van het groen gegenereerd.

Het OLED scherm vertoont een grotere inzichtshoek en een snellere responstijd dan LCDs. Er zijn slechts kleine aanstuurspanningen nodig (minder dan 10V). De hoge emissie-efficiëntie zorgt voor een combinatie van grote helderheid en contrast.

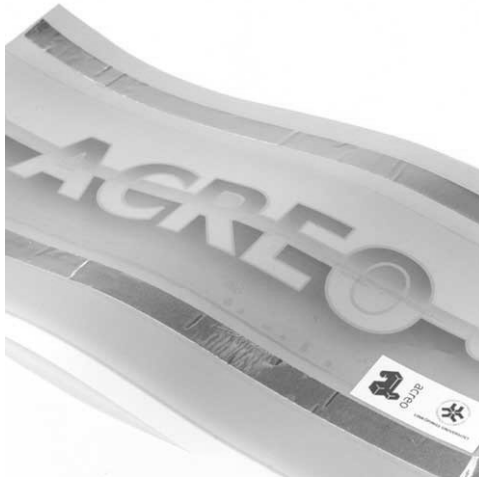
Omdat deze technologie emissief is, is het vermogenverbruik hier het grootste struikelblok. De typische levensduur voor een batterij ligt maar rond de twee uur [3], een waarde die onaanvaardbaar is voor comfortabel, regelmatig en langdurig gebruik. Ook de levensduur van het OLED-materiaal is nog onvoldoende voor commercialisatie (tussen 5000 en 15000 uur).

Omdat de OLED-technologie heel gevoelig is voor chemische invloeden van buitenaf, moet de verpakking extra bescherming bieden tegen vocht en oxidatie. Toch moet het nog een goeie transparantie hebben en liefst buigbaar zijn. Dit zal de fabricatieprijs opdrijven.

Het OLED-materiaal heeft echter wel voldoende intrinsieke non-lineariteit om passieve matrix aansturing mogelijk te maken.

2.3 Elektrochromische beeldschermen

Elektrochromiciteit is de verandering van kleur van een materiaal als reactie op een lading die er doorheen gestuurd wordt. Het betreft hier een elektrisch geïnduceerde oxidatie of reductie van het materiaal. Wanneer één of meerdere lagen van dergelijk materiaal tussen twee geleiders liggen, kan de kleur bepaald worden door een stroom door het materiaal te sturen. Het meest gebruikte materiaal is poly(3,4-) ethyleendioxythiopheen (PEDOT) dat kan omschakelen van blauw naar een transparante toestand. Mits toevoeging van een extra laag waarin de lading kan vastgehouden worden, kan deze omschakeling bovendien bistabiel gemaakt worden. Dit maakt een sterke reductie in vermogenverbruik mogelijk. Het schakelen zelf gebeurt echter aan een te lage snelheid om videobeelden toe te laten (typisch 1s). Figuur 5 toont een elektrochromisch PEDOT-beeldscherm. De achterste laag is een reflecterende witte laag waardoor het mogelijk is om te schakelen van blauw naar wit.



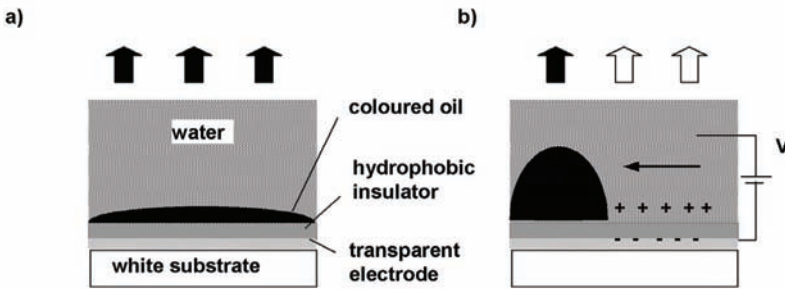
Figuur 5 Een elektrochromisch beeldscherm in PEDOT-materiaal.

De belangrijkste nadelen zijn de lage levensduur, de lage schakelsnelheid en de hoge stromen die nodig zijn.

De eerste toepassingen die voorzien worden, zijn niet voor hoge resolutie beeldschermen, maar eerder voor labels, smart cards en verpakkingstoepassingen.

2.4 Elektrowetting

Bij elektrowetting wordt een dunne gekleurde oliefilm tussen een hydrofobe vaste stof en water gebruikt. De beweging van de oliefilm wordt gestuurd door een elektrische spanning aan te brengen, waardoor de wettability van de isolerende vaste stof wijzigt. In rust vormt de olie een stabiele en continuë gekleurde film. Wanneer een spanning wordt aangelegd, wordt een elektrostatische term opgeteld bij de energiebalans waardoor het gelaagde systeem niet langer de meest optimale toestand is. Het systeem verlaagt zijn energie door het water in contact te brengen met de isolator en de olie opzij te duwen, waardoor de onderliggende laag zichtbaar wordt. Figuur 6 toont hoe dit principe werkt.



Figuur 6 Werkingsprincipe van een elektrowettingdisplay.

Als de isolator aangebracht wordt op een witte reflector, kunnen met deze technologie snel schakelende hoge-contrast beelden gemaakt worden (hoger dan 15:1). Men is er in geslaagd de afstand van de olie tot de witte reflector te reduceren tot minder dan $1\mu\text{m}$ waardoor efficiënter kan geschakeld worden. De reflectiviteit ligt rond de 40% en het contrast is vergelijkbaar met dat van papier. Verder laat deze technologie probleemloos toe om met buigbare materialen te werken.

Het potentiële gebruik van deze technologie voor toepassing met kleur en video werd ook al aangetoond. De olie schakelt snel genoeg om beelden aan videosnelheid te tonen: de responsnelheid is ongeveer 10ms. Oliën met verschillende kleuren kunnen samen gebruikt worden in dezelfde pixel of in verschillende pixels. Probleem is dat deze kleurentoepassing een hoge technologische complexiteit met zich meebrengt: de verschillende kleuren moeten immers op verschillende diepten in het beeldscherm kunnen geadresseerd worden.

Een nadeel is dat er onvoldoende drempelgedrag optreedt bij het schakelen van de olie waardoor naar de duurdere en complexe TFT-technologie (Thin Film Transistor) moet overgeschakeld worden.

Verder is het gebruik aan videosnelheid niet verenigbaar met de randvoorwaarde van laag vermogenverbruik. Er is veel vermogen nodig om de intrinsieke capaciteit van de pixel snel te op- en ontladen.

2.5 Elektroforetische beeldschermen

Elektroforese is de beweging van kleine deeltjes opgelost in een vloeistof, onder de invloed van een elektrisch veld. Als men pigmenten met een contrasterende kleur kiest als kleine deeltjes en ze een tegengestelde lading geeft, heeft men de basis om een beeldscherm te maken. Deze pigmenten worden in een dunne laag

geplaatst waarvan minstens één zijde doorzichtig is. Er wordt voor gezorgd dat een elektrisch veld kan aangebracht worden over de geladen pigmenten. Wanneer het veld in de ene richting aangelegd wordt, ligt de ene soort pigmenten aan de transparante zijde. De tegengesteld geladen en gekleurde soort is niet zichtbaar. Als we het veld omkeren, wisselen de pigmenten van plaats en de pixel van kleur. We hebben een reflectief beeldscherm gemaakt. Omdat er slechts kan geschakeld worden tussen twee pigmentkleuren is dit een bichromaal beeldscherm. In de meeste toepassingen zullen witte en zwarte pigmenten gekozen worden om alzo een zwart/wit scherm te bouwen.

Het systeem is bistabiel: eens de pigmenten op de juiste plaats zijn aangebracht, blijven ze daar zonder dat een externe kracht moet uitgeoefend worden, dus zonder vermogenverbruik. Dit wil zeggen dat enkel vermogen nodig is op het moment dat de beeldinhoud wijzigt. Dit staat in schril contrast met de technologieën waarbij die inhoud constant en aan een hoge frequentie moet ververst worden.

Probleem is dat de elektroforetische beweging een trage beweging is: pigmenten bewegen niet snel genoeg om beelden aan videosnelheid te genereren. Omdat de eerste toepassingen van elektronisch papier toch zullen liggen in de markten waar de beeldinhoud niet snel moet wijzigen (e-book, zie ook paragraaf 3) is dit gebrek om aan videosnelheid te werken niet direct een belangrijk nadeel.

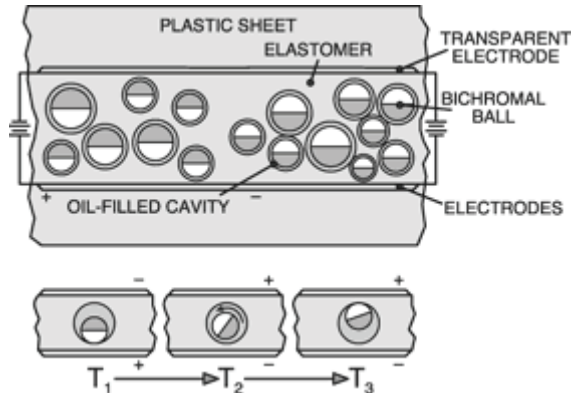
Omdat de werking van deze beeldschermen het nauwst aansluit bij de druktechnieken op papier, wordt deze technologie ook wel eens elektronische inkt genoemd. Immers, de pigmenten die gebruikt worden, verschillen niet veel van die in drukprocedés. De reflectieve eigenschappen zijn bijna identiek aan die van papier en drukinkt.

Omdat dit de technologie is die uitvoerig zal onderzocht worden in dit proefschrift, zal in deze paragraaf slechts een bondig overzicht van de verschillende varianten gegeven worden. Een uitvoerige bespreking volgt in Hoofdstuk 2.

2.5.1 Gyricon

De allereerste stappen op weg naar elektronische inkt werden al in de jaren zeventig gezet. Het oorspronkelijke idee stamt van het Xerox Palo Alto Research Center (PARC) en de technologie werd Gyricon gedoopt. Ze bestaat uit een dunne laag plastic met daarin talloze fijn verdeelde bolletjes waarvan de twee helften een tegengestelde lading en een contrasterende kleur hebben. Afhankelijk van de spanning die van buitenaf wordt aangelegd, draaien de bolletjes en tonen ze hun

witte of zwarte kant. Elke bichromale bol zit in een met transparante olie gevulde caviteit. De typische afmeting van de bichromale sferen is 25µm tot 100µm in diameter. Figuur 7 toont hoe deze technologie werkt.



Figuur 7 Werkingsprincipe van de Gyricon technologie.

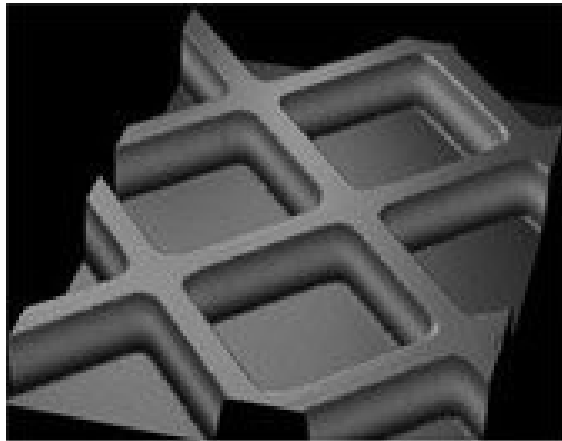
Het is duidelijk, gezien de componenten van het beeldscherm, dat een Gyricon beeldscherm de reflectieve eigenschappen van papier sterk benadert: het beeldscherm heeft een grote inkijkhoek en licht wordt diffuus gereflecteerd.

De beweging van de sferen is bistabiel. Zowel in de zwarte, witte als een intermediaire draaitoestand blijven de sferen stabiel liggen. Het is de interactie met de wand van de sferische caviteit die voor de bistabiliteit zorgt. Het is diezelfde interactiekracht met de wand die ervoor zorgt dat er een drempelgedrag optreedt in het schakelen, waardoor passieve matrix aansturing mogelijk is. De energie die nodig is om de sfeer om te draaien, is gelijk aan de capacitieve energie van het medium en is voldoende laag om aansturing met een kleine batterij en een lange levensduur toe te laten.

2.5.2 Microcups

De werking van een elektroforetisch beeldscherm moet niet gebaseerd zijn op de tegengestelde beweging van verschillend gekleurde pigmenten. Als slechts één type pigment beweegt in een vloeistof met een contrasterende kleur, ontstaat ook al een beeldschermwerking. Dit principe wordt gebruikt in de microcup technologie van SiPix. Deze technologie heeft een hoge resolutie omdat de pigmenten de volledige voorzijde van het beeldscherm kunnen bedekken (hoger dan de microcapsule-technologie die in de volgende paragraaf wordt aangehaald). De specifieke

microcupstructuur zorgt ervoor dat de pigmenten niet lateraal kunnen migreren waardoor de stabiliteit van het beeldscherm hoger is. Figuur 8 toont een microscoopfoto van de microcup structuur.



Figuur 8 Microscoopfoto van de microcup structuur.

De resolutie van het volledige scherm wordt niet bepaald door de afmeting van de microcups, maar enkel door de resolutie van de elektrodes. De verschillende pigmenten binnenin eenzelfde microcup kunnen zich terzelfdertijd zowel aan waarnemerszijde als op de bodem van de microcups bevinden. Hun positie is enkel afhankelijk van de spanning die opgelegd wordt door de elektrodes waartussen ze zich bevinden.

Omdat het pigment de enige werkzame component in het beeldscherm is, kan de keuze van de contrasterende vloeistof aangepast worden. Door de kleur van de vloeistof anders te kiezen, kunnen andere combinaties dan zwart/wit gemaakt worden. Door de kleur van de vloeistof te laten variëren tussen aanliggende pixels kan ook een kleurscherm gemaakt worden.

Bovendien is door de unieke microcup technologie een drempel geïncorporeerd in het schakelgedrag van deze elektroforetische beeldschermen. Daardoor is de goedkopere en eenvoudigere passieve matrix aansturing mogelijk. Uit de patenten van SiPix blijkt dat ze drempelwerking verkrijgen door middel van een complexe elektrodenstructuur. In publicaties en persoonlijke contacten, is men echter weigerachtig hier meer informatie over vrij te geven.

2.5.3 Vloeibaar poeder

Het belangrijkste nadeel van elektroforetische beeldschermen is de lage responssnelheid. Een van de oorzaken hiervan is de hoge viscositeit van de vloeistoffen die gebruikt worden en waarin de pigmenten bewegen. De vloeistoffen mogen zowel chemisch als elektrisch de werking van het beeldscherm niet beïnvloeden. Hierdoor is de keuze snel beperkt tot enkele inerte oliën. Bridgestone is er echter in geslaagd het gebruik van een vloeistof achterwege te laten [4]. In hun Quick-Response Liquid Powder Display (QR-LPD) gebruiken ze pigmenten die dezelfde fysische eigenschappen als een vloeistof vertonen ondanks het feit dat het poeders zijn. Dankzij een speciale oppervlaktebehandeling gedraagt het pigmentpoeder zich als was het een vloeistof: zo loopt het pigment bijvoorbeeld uit als het op een oppervlak wordt uitgegoten in plaats van op een bergje te blijven liggen.

Dezelfde oppervlaktebehandeling zorgt ervoor dat de pigmenten uitstekende elektrische eigenschappen hebben die ze geschikt maken voor gebruik in elektronisch papier. Zwarte pigmenten krijgen een positieve lading, witte pigmenten een negatieve lading. Omdat de pigmenten zich niet als een poeder gedragen, is het niet nodig extra vloeistof toe te voegen aan het mengsel waarmee de pixels gevuld worden. Dit komt de responssnelheid sterk ten goede. Deze ligt rond de 0.2ms, een responstijd die werken aan videosnelheid toelaat.

Omdat er binnenin de pixel geen vloeistof aanwezig is, vertoont het beeldscherm ook een uitstekende thermische stabiliteit. In beeldschermen met een vloeibaar medium daalt de responssnelheid bij dalende temperatuur als een gevolg van de veranderingen in de viscositeit van de vloeistof.

Bovendien vertonen deze speciale vloeibare pigmenten een drempelgedrag bij het schakelen waardoor passieve matrix aansturing mogelijk is.

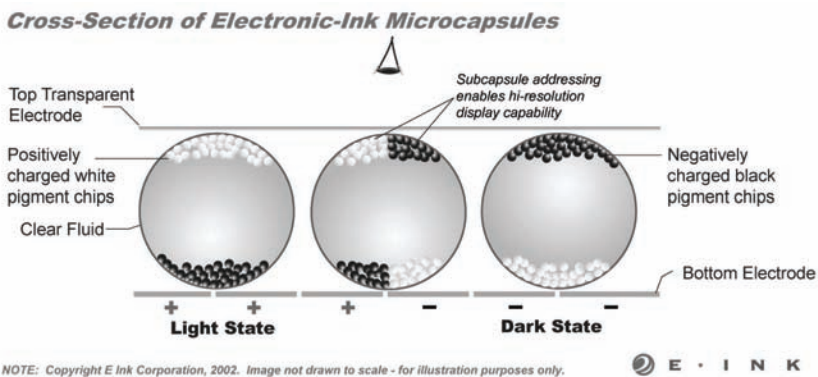
Belangrijkste nadeel zijn de hoge schakelspanningen die nodig zijn. Typische waarden liggen tot boven de 100V. In een batterijgevoede toepassing is het niet evident dergelijke hogere spanningen te genereren zonder groot vermogenverbruik.

2.5.4 Microcapsules

De elektroforetische technologie die ontwikkeld werd door E-Ink bevat sferische capsules die gevuld zijn met positief geladen witte pigmenten en negatief geladen zwarte pigmenten. De afscheiding in

sferische compartimenten zorgt ervoor dat onderlinge laterale krachten over grotere afstand de stabiliteit van het beeldscherm niet in gevaar brengen.

Aan de elektrodes waar de spanning positief is, liggen de zwarte pigmenten en is het beeld zwart, omgekeerd aan de tegengesteld geladen elektrodes. Net zoals bij de microcapsules van SiPix wordt de resolutie van het volledige scherm niet bepaald door de afmeting van de sferische capsules, maar enkel door de resolutie van de elektrodes. Dit wordt verduidelijkt in Figuur 9.



Figuur 9 De sferische microcapsules zoals gebruikt door E-Ink.

2.6 Vergelijking van technologieën

De markt van de beeldschermen is de snelst groeiende binnen die van de elektronica [5]. In 2000 was hij nog 90 miljard dollar waard om in 2006 al gegroeid te zijn tot 150 miljard dollar. De prognoses voorspellen een totale marktwaarde van 180 miljard dollar tegen 2009. Het is duidelijk dat iedereen graag een stukje van deze taart zou meepikken.

Om te bepalen welke van de opgesomde technologieën zal gebruikt worden in het elektronische papier van de toekomst, is het nodig hun eigenschappen te vergelijken. Eerst zal gedefinieerd worden wat verwacht wordt van elektronisch papier, om dan de meest waarschijnlijke winnaar te kiezen. In Tabel 1 wordt een overzicht gegeven waaraan het elektronische papier zal moeten voldoen om gedrukt papier te kunnen vervangen [6]. Hierbij worden enkel toepassingen als vervangmiddel voor papier voor ogen gehouden, geen lage-resolutie toepassingen zoals in labels en aankondigingen.

Reflectie van wit	> 40%
Contrast	> 10 : 1
Resolutie	> 150 dpi
Vermogenverbruik	0
Uitzicht	diffuus

Tabel 1 Randvoorwaarden waaraan een succesvol elektronisch papier product zal moeten voldoen.

Dit zijn strenge eisen. Tot op heden voldoet geen enkel beeldschermproduct aan alle eisen. Vooral dankzij hun voorsprong op gebied van vermogenverbruik en –papier benaderend– leescomfort leunen de elektroforetische beeldschermen het meest aan bij deze eisen. Bovendien worden er inspanningen geleverd om de achterstand goed te maken die bestaat op LCDs op gebied van responsnelheid en meerkleuren toepassingen.

Om te bepalen welke van bovenstaande technologieën het nu uiteindelijk zal halen en marktleider zal worden in de productie van elektronisch papier moeten ook andere randvoorwaarden in rekening gebracht worden. De complexiteit van de technologie en het product, de bereikbaarheid van de markt en de uiteindelijke prijs spelen ook mee. Een nieuwe technologie vanaf nul ontwikkelen en op de markt brengen kost veel geld en duurt lang. Een aanpassing van een bestaande technologie op maat van het elektronische papier zal een kleinere financiële inspanning vergen en een snellere introductie op de markt mogelijk maken.

Hierbij is niet enkel de innovatieve technologie zelf een parameter, maar ook de backplane, aanstuurelektronica, beschikbare software,... In het beste geval kan de productie gebaseerd worden op bestaande materialen, productiestappen en interconnecties. Het product dat uiteindelijk als winnaar uit de bus komt, zal dit zijn waarbij de technologie de minste aanpassing vereist voor de beste prestatie. Sommige technologieën (OLED, elektrochromisch, ...) vertonen ofwel nog te lage technologische zekerheid of een te kleine maturiteit om in aanmerking te komen om in een eerste fase succesvol te zijn. Van de LCD-technologieën en de elektroforetische producten is de deugdelijkheid al bewezen, bovendien hebben ze hun weg al gevonden in enkele prototype-producten.

In Tabel 2 worden enkele LCD-technologieën vergeleken met de elektroforetische beeldschermen [6].

Technologie	Reflectie van wit	Contrast
STN LCD	12%	4.1 : 1
TN LCD	15%	4.6 : 1
Monochroom cholesterisch	12%	3.5 : 1
Elektroforetisch	32%	10 : 1
Wall Street Journal	64%	7 : 1

Tabel 2 Overzicht van enkele veelgebruikte technologieën en vergelijking van hun witreflectie en contrast.

In deze tabel worden waarden weergegeven voor producten waarop een touchscreenlaag werd aangebracht. Dit is niet onlogisch omdat de interactie met de gebruiker hoogstwaarschijnlijk via het scherm zal gebeuren. Het is duidelijk dat volgens deze puur technologische eigenschappen het elektroforetische beeldscherm de grootste kans maakt om gebruikt te worden in elektronisch papier. Het contrast is beter dan dat van een gedrukte krant (in de tabel werden de gegevens van de Wall Street Journal opgenomen als referentie) en de witreflectie benadert het best die van de krant.

Gezien de maturiteit van het concept en de technologische voorsprong wordt het elektroforetische beeldscherm gezien als belangrijkste kanshebber om de markt van elektronisch papier als eerste in te nemen.

3. Toepassingen

Zoals bij elke technologie die nog in zijn kinderschoenen staat, is het ook voor het elektronische papier koffiedik kijken wat de invloed op ons dagelijks leven zal zijn. Er worden desalniettemin veel potentiële toepassingen vooropgesteld.

3.1 Hoge resolutie toepassingen

Bij deze toepassingen wordt vooral het verhoogde comfort voor de gebruiker als belangrijkste troef naar voren geschoven. Producten die

niet onaangenaam zijn om lang te lezen en bovendien dun en licht zijn. Omdat deze meestal in draagbare toepassingen zullen gebruikt worden, is een laag vermogenverbruik een extra troef om de levensduur van de batterij te maximaliseren.

Om grote hoeveelheden informatie onder de vorm van tekst en figuren te kunnen weergeven dienen deze beeldschermen een voldoende hoge resolutie te hebben. De resolutie zou minstens moeten overeen komen met de mogelijkheden van het menselijk oog (1 boogminuut). Bij een typische kijkafstand van 50cm komt dit overeen met een resolutie van 185ppi (of beter). Bestaande commerciële producten met elektronisch papier halen een resolutie van 166ppi. Dit is nog onvoldoende om te kunnen concurreren met gedrukte tekst, maar de achterstand wordt langzaam maar zeker ingehaald. Omdat deze toepassingen meestal een leesfunctie hebben (elektronisch boek, elektronische krant) is de schakelsnelheid geen belangrijke randvoorwaarde. De vervanging van papier door elektronisch papier wordt in de eerste fase niet belemmerd door de onmogelijkheid om video te tonen.

Ook de afwezigheid van kleur is geen groot struikelblok om geprinte tekst te vervangen. Als er echter ook figuren willen getoond worden, is een volledig kleurenscherm wel nodig.

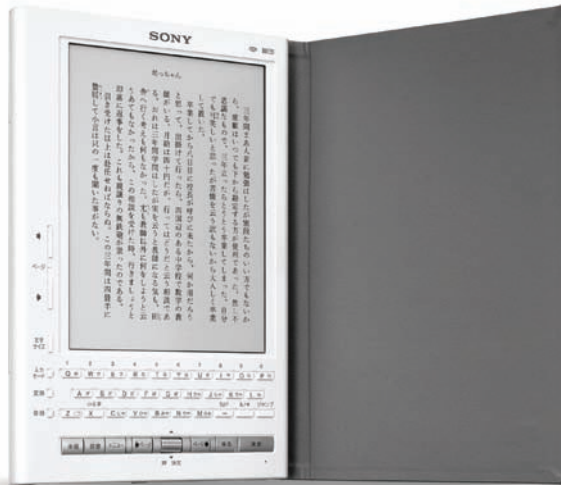
We zullen hieronder enkele specifieke toepassingen opsommen die reeds in prototype-vorm bestaan of op dit moment ontwikkeld worden.

3.1.1 De elektronische krant

De huisvader van de toekomst zal 's morgens niet meer naar de brievenbus om zijn krant moeten stappen. Hij zal zich eenmalig een elektronische krant aanschaffen waarop hij dagelijks het nieuws van de dag kan downloaden. De elektronische krant zal er uitzien en aanvoelen zoals een gewone krant. Enig verschil: je hebt maar één pagina, waarvan de gedownloade inhoud met een druk op de knop kan gewijzigd worden. Dit product zal, behalve een verhoogd comfort voor de gebruiker, ook een positieve invloed op het milieu hebben dankzij het lager papier- en inktverbruik. Om te kunnen concurreren met de bestaande krant moet de prijs natuurlijk voldoende laag liggen. Iemand die 200Euro per jaar betaalt voor een krantenabonnement zal geen 1000Euro willen betalen voor een elektronische krant.

Een variant op de elektronische krant is het elektronische boek. Dit product is minder kritisch op gebied van gewicht en flexibiliteit. Omdat

het ook een langere gemiddelde gebruiksduur zal hebben dan de elektronische krant, kan deze extra marge aangewend worden om een sterkere batterij in het toestel te steken. Figuur 10 toont het LIBRIé e-boek van Sony, dat commercieel verkrijgbaar is in Japan. Het heeft een schermdiagonaal van 6 inch en bevat 800x600 pixels (SVGA). Het kan 4 grijswaarden tonen, heeft een contrast van 9:1 en een inkijkhoek van 180° [7].



Figuur 10 Het LIBRIé boek van Sony.

3.1.2 Niet-tekstuele toepassingen

De elektronische krant en het elektronische boek zullen vooral een zwart/wit beeld weergeven, enkel bestaande uit lettertekens op een witte achtergrond. Er zijn echter nog veel toepassingen waarbij elektronisch papier zijn nut kan bewijzen, als het zal mogelijk zijn hoge resolutie figuren weer te geven in kleur.

Er wordt gedacht aan toepassingen waarbij plannen op een bouwwerf niet meer omslachtig moeten ingekeken worden op grote vellen papier. Alles kan ingeladen worden in een licht en draagbaar kleurscherm, waarop dan kan gescrold worden doorheen de plannen of schema's. Omdat dit aan voldoende trage snelheden gebeurt, is de afwezigheid van videosnelheid ook hier niet zo erg. De belangrijkste troef die elektronisch papier hier biedt ten opzichte van bestaande beeldschermtechnologieën is de goede leesbaarheid in sterke verlichte omstandigheden, typisch buitenshuis bij sterk zonlicht.

Dezelfde toepassing, waarbij elektronisch papier een hoge resolutie kleurenfiguur zal weergeven, kan gebruikt worden in GPS-systemen. Tot nu toe worden autofabrikanten geconfronteerd met en belemmerd door de vlakheid en breekbaarheid van het LCD-scherm van het GPS-systeem waaraan het dashboard moet aangepast worden. Als het elektronische papier voldoende buigzaam kan gemaakt worden, zal het scherm zich aanpassen aan zijn omgeving. Meteen is het probleem van de fragiliteit ook opgelost; iets waar extra zorg moet aan besteed worden in mobiele omstandigheden zoals een auto. Ook hier wijzigt de data op het GPS-scherm voldoende traag om niet per se nood te hebben aan een scherm dat videosnelheden aankan. Een prototype van zo een flexibel GPS-scherm wordt getoond in Figuur 11.



Figuur 11 Een flexibel hoge resolutie scherm voor weergave van figuren.

De positieve invloed van een licht, aangenaam leesbaar beeldscherm zal niet alleen bij de gebruikers merkbaar zijn, maar ook in hun omgeving. Er is bijvoorbeeld al berekend dat de besparingen in de airconditioning van een kantoorgebouw vol dunne laagvermogensdisplays ruimschoots hun meerkost overschrijdt. Bovendien zal het mogelijk zijn de constructie van het kantoorgebouw zelf goedkoper te maken, gewoon omdat een werkvloer vol met elektronisch papier veel

minder belast wordt dan een kantoorverdieping vol met gewone beeldschermen.

3.2 Lage resolutie toepassingen

Ook wanneer de weer te geven informatie-inhoud laag is, kan het elektronische papier het gewone papier vervangen. Typisch wordt hierbij gedacht aan toepassingen waarbij getallen worden afgebeeld (prijsaanduidingen) of een korte tekst (aankondigingen). Bij deze toepassingen heeft het elektronische papier een grote kans op succes door zijn hoge inkijshoek, lage dikte en hoge buigzaamheid.

Als men een boodschap wil meedelen is het belangrijk dat deze goed zichtbaar is: zowel bij verschillende belichtingsomstandigheden als vanop zo veel mogelijk plaatsen. Elektronisch papier is perfect geschikt om wisselende aankondigingen of aanduidingen weer te geven zonder dat deze te lijden hebben onder een verminderde zichtbaarheid bij toepassingen buitenshuis of in andere sterk verlichte omstandigheden. Bovendien is de inkijshoek substantieel groter dan die van bestaande LCD-toepassingen waardoor een maximale visibiliteit wordt bereikt. Sommige van deze toepassingen (bv. tekstuele aankondigingen in treinstations) zullen niet batterijgevoed zijn en dus minder kritisch aan een laag vermogenverbruik. Andere (bv. prijsaanduidingen in een winkel) zullen zo compact en autonoom mogelijk moeten ingebouwd worden; dus met een kleine batterij en laag vermogenverbruik.

3.2.1 Prijsaanduidingen

Als een grote winkelketen vandaag de prijs van een product wenst aan te passen, worden in het hoofdbureau nieuwe prijsaanduidingen afgedrukt die naar de verschillende winkels verdeeld worden en daar in de rekken gestoken. Als prijsetiketten vervangen zouden worden door elektronisch papier is het mogelijk om de prijzen vanop afstand aan te passen, mits het inbouwen van een –al dan niet draadloze– connectie van het beeldscherm met het netwerk. Om deze omschakeling van papieren etiket naar elektronisch papier zo succesvol mogelijk te maken, zal het elektronische papier dun en flexibel moeten zijn om te kunnen ingebouwd worden in de bestaande omgeving. Bovendien zal het voordelig zijn als het etiket lang autonoom kan werken met een lage batterijkraft en draadloos kan aangestuurd worden. Figuur 12 toont een voorbeeld van prijsaanduiding op elektronisch papier.



Figuur 12 Prijsaanduiding op elektronisch papier.

3.2.2 Smart Card

Een andere mogelijkheid is het aanbrengen van een elektronisch papier beeldscherm op een bankkaart. Hiermee zal het dan mogelijk zijn bank- en andere gegevens weer te geven op de kaart zelf. Men moet dan niet meer naar de bank gaan om de stand van rekeningen te controleren, deze kan weergegeven worden op de kaart zelf. Verder kunnen hiermee geldtransacties bevestigd worden, wachtwoorden gecontroleerd worden, ... Het spreekt voor zich dat de belangrijkste voorwaarde hierbij is dat het beeldscherm dun, flexibel en sterk is. Een bankkaart is minder dan 1mm dik en het aanbrengen van een beeldscherm moet zo weinig mogelijk veranderen aan de dimensies van de kaart. Bovendien is de kaart gemaakt uit een flexibel materiaal en wordt ze onderworpen aan grote spanningen. Het display dient hiermee compatibel te zijn. Verder is een laag vermogenverbruik nodig: een sterke batterij inwerken in de bankkaart is onmogelijk, het beeldscherm zal moeten kunnen functioneren met capacatieve of RF-energie.

3.3 Inbouwen in niet-vlakke omgevingen

De flexibiliteit van de nieuwe beeldschermen is niet alleen bevorderlijk voor het comfort van de gebruiker, het verhoogt ook de compatibiliteit met de omgeving. Tot nu toe had men altijd een vlakke ondergrond nodig om een beeldscherm te installeren. In de toekomst zal gemakkelijk een beeldscherm kunnen geïnstalleerd worden in een omgeving waar dit tot nu toe ondenkbaar is.

Een beeldscherm dat buigzaam is –maar niet per se oprolbaar– kan bijvoorbeeld gebruikt worden om vrije ruimte te winnen in omgevingen waar schermen tot nu toe eigenlijk in de weg hangen. Zo zijn de ronde vormen van het interieur van een trein of bus niet gemaakt om er een vlak scherm tegen te hangen, veel beschikbare ruimte gaat zo verloren. Een flexibel beeldscherm dat zich aanpast aan die ronde vormen heeft hier zijn plaats.

Als de buigzaamheid kan uitgebreid worden tot oprolbaarheid of opvouwbaarheid, kan er gedacht worden aan de verwerking in kledij. De ziekenhuispyjama van de toekomst zal zijn eigen ingebouwde hartslagdetector hebben, die dan nog eens op de kledij zelf de hartslag zal aanduiden. Figuur 13 toont een polshorloge waar elektronisch papier zit ingewerkt als beeldscherm: de ronde vormen passen zich perfect aan aan de omgeving (in casu het menselijke lichaam), het lage verbruik en dikte laten een ergonomisch ontwerp toe.



Figuur 13 Polshorloge met gebogen scherm gemaakt uit elektronisch papier.

4. Besluit

Er is nood aan een technologie die de voordelen van gedrukt of geprint papier combineert met die van een beeldscherm. Net als papier moet het dun, licht, plooibaar en aangenaam om lezen zijn.

Net als bij een beeldscherm moet de inhoud vlot aanpasbaar zijn, liefst een onbeperkt aantal keer. Deze technologie wordt elektronisch papier genoemd.

Gezien hun eigenschappen op gebied van leescomfort en compatibiliteit met plooibare technologieën, komen reflectieve beeldschermen het meest in aanmerking om gebruikt te worden in elektronisch papier. Gezien de maturiteit van de technologie en de uitstekende technische eigenschappen, hebben elektroforetische beeldschermen de beste troeven om gebruikt te worden in elektronisch papier.

In elektroforetische beeldschermen bewegen tegengesteld gekleurde en geladen pigmenten in een dunne laag vloeistof tussen transparante lagen. Door de juiste spanning aan te brengen over de pigmenten kan de pixel de kleur van één van de pigmenten krijgen. Omdat deze werking gebaseerd is op diffuse reflectie van omgevingslicht, sluiten de elektroforetische beeldschermen qua leescomfort het best aan bij papier. Omdat ze ook dun, licht en flexibel kunnen gemaakt worden, worden ze als grootste kanshebber aanzien om als eerste de markt van het elektronische papier binnen te dringen.

Hun lage schakelsnelheid en gebrek aan kleurenwerking vormt geen groot nadeel omdat de eerste toepassingen toch zullen liggen op het vlak van het elektronische boek, de elektronische krant en lage resolutie prijsaanduidingen en aankondigingen.

5. Referenties

[1] W. Hendrix, Ontwerp van laagvermogen hoogspanningsaanstuurchips voor bi-stabiele vloeibaar kristal beeldschermen, Ph.D. Thesis, UGent, 2006.

[2] G. Rajeswaran et al., Active Matrix Low Temperature Poly-Si TFT / OLED Full Color Displays: Development Status, Proceedings of the Society for Information Display 2000 International Symposium. 2000. pp. 974-977.

[3] J. Doane, A Comparison of Display Technologies Suitable for e-books, Future of Print Media, Institute for Cyberinformation. 1998.

[4] Y. Masuda, R. Sakurai & N. Nihei, Novel Reflective Display QR-LPD, Proceedings of the 25th International Display Research Conference (Eurodisplay 2005). 2005. pp. 176-179.

- [5] F. Ishii, FPD Business and Technology Trend, Proceedings of Flexible Displays and Electronics (FDE). 2005.
- [6] A. Henzen, The Present and Future of Electronic Paper, Proceedings of the 25th International Display Research Conference (Eurodisplay 2005). 2005. pp. 174-175.
- [7] M. Johnson & G. Zhou, Designing e-Books That Will Be Comfortable to Use, Information Display Magazine (7/05). 2005. pp. 16-20.

Hoofdstuk 2

Elektroforetische beeldschermen



“It’s bad enough I’m bombarded with images of skinny fashion models and actresses, now I have to look at a *thin* computer all day!”

In Hoofdstuk 1 werd duidelijk gemaakt waarom er een nood is aan elektronisch papier en waarom de elektroforetische beeldschermen de grootste kanshebbers zijn om aan deze nood tegemoet te komen.

In dit hoofdstuk zullen we dieper ingaan op de werking van elektroforetische beeldschermen. Omdat het proefschrift handelt over het bereiken van een beter begrip over de werking van deze beeldschermen, de modellering en optimalisatie ervan is het nodig om enkele achterliggende concepten uit de doeken te doen.

Er volgt een uiteenzetting over hoe elektroforetische beeldschermen werken, wat de werkzame componenten zijn en hoe ze opgebouwd worden.

1 Werking

We zullen hier enkel ingaan op de types elektroforetische beeldschermen waarbij de pigmenten bewegen evenwijdig met het aangelegde veld, van de waarnemers- naar achterzijde van de pixel en omgekeerd. De specifieke toepassing met roterende bichromale sferen zoals in het Gyricon project valt buiten de scope van dit proefschrift. Ook de toepassingen waarbij pigmenten naar de zijkanten van de pixel bewegen om zo te schakelen tussen pigmentkleur en achtergrondkleur zijn te specifiek om hier behandeld te worden. Vanaf nu zullen we ook de term EPID (Electrophoretic Image Display) gebruiken wanneer we het hebben over elektroforetische beeldschermen.

Elektroforese is de beweging van een geladen deeltje in een fluïdum onder invloed van een elektrisch veld. Bij elektroforetische beeldschermen is dit geladen deeltje een pigment. Deze pigmenten worden samen met een neutrale vloeistof in een dunne laag aangebracht tussen wandmateriaal. De randen van de dunne laag worden dichtgemaakt zodat de vloeistof niet kan ontsnappen en geen lucht in de vloeistoflaag kan penetreren. Minstens één van de wanden moet transparant zijn zodat een waarnemer, die van bovenaf op de dunne laag kijkt, een kleur ziet die bepaald wordt door de positie van de pigmenten. Als het bovendien mogelijk is een elektrisch veld aan te leggen over de dunne laag, bijvoorbeeld via elektrodes op de wanden, kan de positie van de pigmenten en dus de waargenomen kleur gewijzigd worden.

Als men een voldoende sterk veld aanlegt voor een voldoende lange tijd, zullen de pigmenten bewegen volgens de krachten uitgeoefend door dit veld op hun lading. De transparante voorzijde van de laag zal volledig bedekt zijn met één pigmentsoort en de kleur die van buitenaf wordt waargenomen is die van de bedekkende pigmenten. Door deze dunne laag onder te verdelen in afzonderlijk aanstuurbare eenheden of pixels is het mogelijk op deze manier een beeldscherm te maken. Hiervoor is natuurlijk wel vereist dat de pigmentpositie per pixel kan bepaald worden om zo de waargenomen kleur van elke pixel te sturen zodat het gewenste beeld wordt gevormd. Hiervoor dient de elektrodeconstructuur die het elektrische veld genereert ook een onderverdeling in pixels te hebben.

De pigmenten kunnen in principe elke kleur hebben, maar in de praktijk zal men beeldschermen maken die –net zoals papier– een zwart/wit beeld kunnen vormen. Dit wil zeggen dat er twee mogelijke configuraties bestaan:

- Witte en zwarte pigmenten in een heldere vloeistof. De witte pigmenten verstrooien het licht sterk, de zwarte absorberen het licht. De pigmenten zijn tegengesteld geladen en de kleur van de pixel wordt bepaald door het pigment dat aan de transparante waarnemerszijde ligt. Dit 2-pigmenten systeem wordt gebruikt in de EPIDs die door E-Ink worden ontwikkeld.
- Witte pigmenten in een zwarte vloeistof of zwarte pigmenten in een witte vloeistof. In dit 1-pigment systeem berust de werking op exact dezelfde principes als bij het hierboven beschreven 2-pigmenten systeem. De werking van het beeldscherm is onafhankelijk van de lading van de pigmenten. Als de pigmenten aan de transparante gebruikerszijde liggen, heeft de pixel de pigmentkleur. Als de pigmenten aan de zijde het verst van de waarnemer liggen, heeft de pixel de kleur van de vloeistof.

Bij lage celdiktes is het contrast van een 1-pigment systeem lager dan dat van een 2-pigmenten systeem. Dit is een gevolg van de beperkte oplosbaarheid van de kleurstof in het vloeibare medium, waardoor de lichtabsorptie door de vloeistof soms te laag kan zijn. Hierdoor zal, wanneer de pigmenten aan de zijde van de pixel het verst van de waarnemer liggen, toch nog invallend omgevingslicht kunnen doordringen en reflecteren op de pigmenten. Wanneer we dunne, oprolbare EPIDs willen maken, zullen de 2-pigmenten systemen de beste kandidaten zijn.

De pigmentbeweging is bistabiel: eens een pigment door het elektrische veld naar de elektrode is gebracht, behoudt ze die positie zelfs na afschakeling van het elektrische veld. Het is duidelijk dat dit een belangrijke verbetering op het vlak van vermogenverbruik met zich meebrengt. De inhoud van een niet-bistabiel scherm moet aan hoge frequentie ververst worden, zelfs al blijft de afgebeelde informatie ongewijzigd. Bij typische toepassingen vandaag wordt de beeldinhoud aan 50Hz of sneller ververst. Bij het bistabiele EPID wordt er geen vermogen verbruikt zolang de inhoud niet wijzigt.

Omdat de optische werking van een EPID gebaseerd is op de reflectie van omgevingslicht op pigmenten zal dit type beeldscherm als geen ander de ideale “inkt op papier”-aanblik kunnen simuleren. De pigmenten die gebruikt worden hebben een hoge reflectiviteit en

kunnen een groot contrast genereren. Bovendien gedragen ze zich als een bijna ideale Lambert-straler (constante luminantie, onafhankelijk van de inkijkhoek) waardoor de inkijkeigenschappen optimaal worden. Dit alles zorgt ervoor dat een EPID een heel hoog leescomfort heeft.

De dikte van een EPID-laag wordt enkel bepaald door de afmetingen van de pigmenten en de voorwaarde dat deze moeten kunnen schakelen om voldoende kleurverandering te genereren. De diameter van pigmenten kan gaan van $0.1\mu\text{m}$ tot $5\mu\text{m}$, een translatieafstand van enkele tientallen keren hun diameter volstaat om voor voldoende contrast te zorgen. Dit zorgt ervoor dat de totale dikte van de vloeistoflaag minder dan $100\mu\text{m}$ kan zijn. Als we de twee lagen elektrodes dun kunnen maken –of nog beter: dun en flexibel– hebben we een beeldscherm gemaakt dat naast puur leescomfort ook echt gebruikerscomfort biedt. Het is licht en draagbaar, het kan geïntegreerd worden in een vlakke omgeving zonder substantieel bij te dragen aan de totale dikte. In het flexibele geval kan het in bijna elke omgeving worden ingebouwd zonder die omgeving te verstoren.

Het principe van het EPID werd al eind jaren '70 ontdekt en ontwikkeld. Prototypes hadden toen al aanvaardbare eigenschappen maar leden nog onder een te korte levensduur en productieproblemen. Met de opkomst van steeds krachtigere draagbare toepassingen en de toenemende vraag naar batterijlevensduur, kwamen de EPIDs echter opnieuw in de aandacht. Met hun combinatie van gebruikerscomfort, aanpasbaarheid en laag verbruik vormen ze het ideale beeldscherm voor enkele bestaande toepassingen, zowel als voor producten van de toekomst.

1.1 Voordelen van EPIDs

1.1.1 Mechanische eigenschappen

Een EPID kan heel dun gemaakt worden. De vloeistoflaag kan minder dan $100\mu\text{m}$ dik zijn en de lagenstructuur kan eenvoudig gehouden worden. In tegenstelling tot bij LCDs zijn er bijvoorbeeld geen kleurenfilters of polarisators nodig. Bovendien kunnen flexibele EPIDs tot 80% dunner gemaakt worden dan die met een glassubstraat. Zo heeft het RADIUS elektronisch papier een totale displaydikte van 0.1mm . In deze toepassing kan het beeldscherm uitgerold worden tot 400% van de originele afmeting. Figuur 1 toont hoe dit product er uitziet.



Figuur 1 De Radius van E-Ink.

Testen hebben aangetoond dat EPIDs kunnen gemaakt worden die plooibaar zijn tot een buigstraal van 0.75cm zonder verlies aan beeldkwaliteit. Dit is onder andere mogelijk omdat de werking van een EPID niet afhankelijk is van de exacte afstand tussen front- en backplane. Bij een LCD bijvoorbeeld moet de dikte van de vloeibare kristal laag heel nauwkeurig bekend zijn en constant gehouden worden voor een goede werking van het beeldscherm. Dit legt een bovengrens op aan de buigspanningen waaraan een LCD-scherm kan weerstaan. Bij EPIDs is de dikte van de ruimte waarin de pigmenten schakelen niet zo kritisch. Dit maakt EPIDs een betere kandidaat voor oprolbare beeldschermen.

De lage dikte en verhoogde flexibiliteit brengen ook een zekere stevigheid met zich mee. De inwerking van alsmaar grotere beeldschermen in draagbare toepassingen en introductie van beeldschermen in niet beschermende omgevingen (spanning, druk, krassen, ...) waar dit tot nu toe onmogelijk was, vereisen een nieuwe standaard van display-sterkte. Dankzij zijn flexibiliteit kan het EPID aan deze standaard voldoen. De fragiliteit is heel laag waardoor de kans op breuk als defect heel klein wordt. Bovendien is de interne stevigheid van de EPID-laag voldoende groot om zelfs bij kleine kromtestralen en hoge spanningen functioneel te blijven. De

microëncapsulatie verhoogt deze stevigheid. De heel lage dikte verhoogt bovendien de compatibiliteit met vlakke omgevingen. Een beeldscherm van minder dan 1mm dik kan op een vlakke ondergrond aangebracht worden zonder de vlakheid van die ondergrond teniet te doen.

Omdat de totale dikte van de EPID-laag rond de 100 μ m kan liggen, is de capacitieve waarde heel laag. Met waarden liggend rond 10-100pF/cm² is de technologie compatibel met standaard a-Si TFT backplanes [1]. Voor een celafmeting van 307.5x102.5 μ m (SVGA van E-Ink) ligt de capaciteit per pixel rond de 3-30fF. Dat wil zeggen dat bij 12V aanstuurspanning en een 100Hz framerate de stromen tussen 1-10nA liggen. Dit is bijna een factor 2 beter dan LCD-materiaal. Hierdoor is het mogelijk kleinere transistoren te gebruiken waardoor de zichtbare pixeloppervlakte toeneemt. Dit verhoogt ook de compatibiliteit met flexibele, organische elektronica die intrinsiek lagere stromen en schakelsnelheden aankan. De aanstuurspanningen blijven wel hoog. Typische waarden liggen tussen 10V en 20V.

1.1.2 Bistabiliteit

Het EPID-systeem is bistabiel. Pigmenten blijven aan de elektrode liggen, zelfs wanneer de drijvende kracht wordt afgeschakeld. Ze doen dit aan beide elektrodes: zowel de witte als de zwarte toestand is stabiel. Deze stabiliteit is een gevolg van interactiekrachten tussen de pigmenten en de spiegeladingen die ze in de elektrodes induceren [2]. In een ideaal systeem kan deze bistabiliteit perfect gemaakt worden: de pigmenten blijven echt oneindig lang in dezelfde configuratie aan de elektrode liggen, niet beïnvloed door zwaartekracht, drift, Brownse beweging, ...

Het EPID-systeem echter is ook geoptimaliseerd voor optische eigenschappen. Daarom moest ingeboet worden op de elektrische eigenschappen die de bistabiliteit bepalen. Realistische EPID-systemen zijn quasi-bistabiel: na een tijdje is de migratie van de pigmenten te groot om voldoende beeldkwaliteit te geven en moet het beeld geüpdatet worden. Hierbij varieert "een tijdje" afhankelijk van het EPID-mengsel tussen enkele minuten tot enkele maanden. Dit is in elk geval nog voldoende lang in vergelijking met de laadtijd van een nieuw beeld om van bistabiliteit te kunnen spreken.

Het belangrijkste voordeel van de bistabiliteit is het verlaagde vermogenverbruik. Het display verbruikt niets zolang de beeldinhoud niet wijzigt. Om goed te kunnen inschatten in hoeverre dit voordelig is, zullen we inschatten welke invloed dit op het elektronische boek zal

hebben. Als de gebruiker hiervan er typisch een minuut over doet om een pagina te lezen en het inladen van een nieuwe pagina ongeveer een halve seconde duurt, dan hebben we gedurende die minuut slechts 1/120 van het vermogen verbruikt in vergelijking met een technologie die constant het beeld ververset. Dit houdt in dat de levensduur van de batterij nu verscheidene weken bedraagt in plaats van verscheidene uren! Niet alleen zal hierdoor de gebruiker het langer kunnen stellen met dezelfde batterij, ook zal die batterij kleiner kunnen gemaakt worden. Dit zal in belangrijke mate bijdragen aan het draagcomfort van het elektronische papier omdat de batterij nog steeds de grootste bijdrage levert aan het totale gewicht van draagbare elektronietoepassingen.

Metingen tonen aan dat een SVGA EPID-paneel met drivers slechts 300mW verbruikt tijdens updates. Het laatste ontwikkelde product van E-Ink in samenwerking met LGPhilips verbruikt slechts 1% van een standaard LCD.

De bistabiliteit verhoogt ook het leescomfort omdat het beeld nu echt stabiel is. Dit wordt uitgelegd in de volgende paragraaf.

1.1.3 Optische eigenschappen

Dankzij de lichtverstrooiende en -absorberende eigenschappen van de pigmenten vertonen EPIDs een hoge reflectiviteit en contrast. Bovendien gedragen ze zich als een quasi-perfekte Lambertstraler waardoor de inijkhoek die van gedrukt papier benadert. Hij bedraagt bijna 180° zonder verlies aan reflectie en contrast. Bij typische LCD-toepassingen kan deze inijkhoek lager dan 30° zijn. Dankzij de bistabiliteit van het EPID-materiaal en de daarmee verbonden afwezigheid van beeldverversing is het bovendien mogelijk een echt stabiel beeld weer te geven. Eens de data ingeladen is, wordt het scherm niet meer aangestuurd en blijven de pigmenten stil liggen. Er kan dus geen flikker of andere artefact ten gevolge van de beeldverversing optreden.

De reflectieve eigenschappen van een EPID zijn gebaseerd op die van de pigmenten; niet op een extra reflector zoals bij de LCDs uit paragraaf 2.1.1 werd beschreven. Dit heeft als voordeel dat enkel de transparante voorste elektrode –aan waarnemerszijde– de optische eigenschappen van het beeldscherm bepaalt en kan beïnvloeden. De eigenschappen van de achterste elektrode (de backplane) hebben geen invloed op de reflectie van het omgevingslicht en dus ook niet op de optische werking van het EPID. Dit houdt bijvoorbeeld in dat de backplane helemaal niet transparant hoeft te zijn. Bij een flexibel

display hoeft deze zelfs niet uit plastic gemaakt te zijn. Het is veel makkelijker om een TFT-structuur aan te brengen op een dunne metalen plaat in plaats van op een dunne plastic laag. Het metaal is bestand tegen de hoge procestemperaturen, maar heeft toch een zekere buigzaamheid. Op die manier helpt de reflectieve eigenschap van het EPID-materiaal om de constructie van een flexibel beeldscherm te vereenvoudigen.

De uitstekende reflectieve eigenschappen zorgen er ook voor dat een EPID geen extra lichtbron (aan voor- of achterzijde) nodig heeft tijdens normaal gebruik. Ook dit zorgt voor een drastische vermindering van het vermogenverbruik in vergelijking met transmissieve LCDs. Voor gebruik in een donkere omgeving waar het omgevingslicht niet toereikend is om voor voldoende beeldkwaliteit te zorgen, kan desgewenst een extra lichtbron aan de voorzijde ingebouwd worden.

1.2 Nadelen van EPIDs

1.2.1 Snelheid

De elektro-optische respons van een EPID wordt bepaald door de afmetingen van de pixel en de snelheid van het pigment. De gemiddelde responstijd wordt gegeven door [1]:

$$t_{tr} \approx \frac{d^2}{\mu V} \quad (1)$$

Hier is d de dikte van de pixel, μ de elektroforetische mobiliteit van het pigment en V de aangelegde spanning over het EPID-materiaal. In de EPIDs van E-Ink is de mobiliteit van de orde van $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Bij een gemiddelde pixeldiameter van $70 \text{ }\mu\text{m}$ en een aanstuurspanning van $\pm 12\text{V}$ geeft dit een responstijd van 400ms . Dit is duidelijk te traag om beelden aan videosnelheid te tonen. Bovendien is deze responstijd slechts een schatting voor de transitie van één pigment. De totale omschakeltijd van een pixel ligt nog hoger.

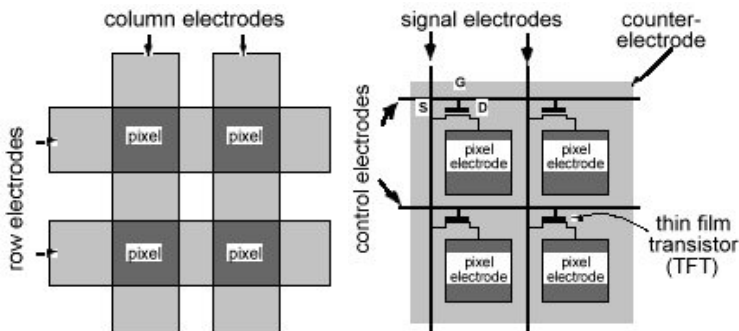
Het is duidelijk dat deze lage snelheid een van de belangrijkste nadelen van het EPID is. In toepassingen waarbij het gebruik vooral als leesmedium zal zijn (elektronisch boek, elektronische krant) is dit nadeel niet zo groot. Wanneer het verscheidene seconden duurt om een bladzijde te lezen, is een laadtijd van ongeveer 1s nog aanvaardbaar. Anders wordt het natuurlijk wanneer traag bewegende beelden of video moeten getoond worden. Dan moeten de EPIDs hun meerdere erkennen in andere technologieën.

Omdat de eerste toepassingen van het elektronische papier op het gebied van het elektronische boek zullen liggen, is dit gebrek aan schakelsnelheid geen belemmering voor een snelle marktpenetratie van de EPIDs.

1.2.2 Drempелеigenschaften

Om op een efficiënte manier een grote hoeveelheid pixels aan te sturen is matrix adressering nodig. De aansturing waarbij elke pixel een rechtstreekse elektrische verbinding met de driver heeft, direct driving, wordt snel te ingewikkeld bij hoge resoluties. Een betere oplossing is de aansturelektrodes op te delen in rij- en kolomelektrodes, elk aan één zijde van het beeldscherm. Net zoals de positie van elk element in een matrix bepaald wordt door zijn rij- en kolomnummer, kan de spanning over elke pixel dan op unieke wijze bepaald worden.

De juiste spanning aanleggen over een pixel gebeurt dan door de spanning op de juiste rij en kolom zodanig te kiezen dat de correcte verschilspanning over de pixel ontstaat. Matrix aansturing vereist echter dat het displaymateriaal (passieve matrix) of de tussenliggende elektronische laag (actieve matrix) een drempelgedrag vertoont. Dit is nodig om ongewenste interacties tussen rijen en kolommen te vermijden. Bij een passieve matrix structuur is enkel een set van rij- en kolomelektrodes nodig. Bij een actieve matrix heeft men een transistor per pixel nodig. Dit wordt getoond in Figuur 2.



Figuur 2 Voorstelling van de werking van passieve (links) en actieve (rechts) matrix aansturing.

In een actieve matrix sturen de rij- en kolomelektrode de gate en source van de transistor aan die via zijn drain met de pixel verbonden is. De drempel-eigenschap van de transistor zorgt voor het selectief schakelen van de pixels. Het is duidelijk dat een actieve matrix veel

complexer is dan een passieve matrix en daarom een grotere kost met zich meebrengt. Vandaar dat de voorkeur gegeven wordt aan displaymaterialen met een intrinsieke drempel eigenschap die via passieve matrix kunnen aangestuurd worden.

EPIDs vertonen geen drempelgedrag in hun schakeleigenschappen: van zodra de veldsterkte over de pixel een waarde verschillend van nul krijgt, ondervinden de pigmenten een kracht, gaan ze bewegen en wijzigt de pixelkleur. Bij de aansturing van EPIDs is het dus nodig extra non-lineariteit in te voeren door middel van een actieve matrix. Thin Film Transistor (TFT) actieve matrix structuren worden doorgaans gemaakt door middel van amorf silicium op een glassubstraat. Deze zijn niet alleen duurder dan de eenvoudigere passieve matrix oplossing, ze zijn bovendien niet verenigbaar met de wensen van flexibiliteit: glas heeft wel heel goede optische eigenschappen maar is ook heel breekbaar. Het aanbrengen van zo een actieve matrix op een flexibel plastic substraat staat nog niet helemaal op punt. Dit is onder andere omdat de hoge temperatuurstappen (tot 400°), die nodig zijn bij de TFT-productie, niet compatibel zijn met de materiaaleigenschappen van de flexibele plastics.

1.2.3 Kleur

Een EPID-systeem is bichromaal. Zowel het 2-pigmenten systeem als het 1-pigment systeem kan slechts schakelen tussen twee kleuren. Wanneer het EPID zal gebruikt worden als vervangmiddel voor gedrukt papier, is dit niet zo erg omdat ook hier de meeste toepassingen zwarte letters op een witte achtergrond tonen. Als men echter figuren wil tonen, is de beperking tot zwart/wit snel belemmerend. Ook dit is een van de belangrijke nadelen van een EPID.

Een mogelijkheid om toch een kleurenafbeelding te tonen op een bichromaal EPID is het gebruik van kleurenfilters. Hierbij wordt een laag met bijvoorbeeld rode, groene en blauwe filters bovenop de voorzijde van het display aangebracht. Het nadeel van deze methode is dat een groot deel (in theorie 2/3) van het licht in deze filters verloren gaat. Dit uit zich in een lagere helderheid en een verlaagd contrast van het beeld.

Kleur kan ook gegenereerd worden door meer dan twee verschillende pigmenttypes in elke pixel te gebruiken. Door dan het juiste pigment te selecteren dat de voorzijde bedekt, kan de kleur van de pixel elk van de aanwezige pigmentkleuren aannemen. Het grootste probleem

hierbij is dat de specifieke eigenschappen van elk type pigment quasi perfect moeten gekend zijn, dat er heel weinig spreiding mag op zitten en dat deze eigenschappen zo ver mogelijk uit elkaar moeten liggen om een zo distinct mogelijke respons te hebben. Deze elektrische eigenschappen verzoenen met goeie optische eigenschappen (kleur, helderheid,...) is vooralsnog een onoverkomelijk probleem.

Bichromale toepassingen waarbij andere kleuren dan zwart/wit worden gebruikt, vormen dan weer geen probleem. Althans toch niet in het 1-pigment systeem. In het 2-pigmenten systeem is het tot nu toe niet mogelijk pigmenten met andere kleuren te vinden met even goede eigenschappen als de witte en zwarte pigmenten die nu gebruikt worden. Er dient bij de keuze van nieuwe pigmenten vooral aan contrast en stabiliteit ingeboet te worden.

Bij het 1-pigment systeem is de variatie op de kleuren minder een probleem. In dit systeem wordt de schakeleigenschap namelijk enkel door het pigment bepaald. De contrasterende vloeistof is in het ideale geval perfect elektrisch inert. Door gewoon een andere kleurstof te gebruiken voor de contrasterende vloeistof kunnen varianten gemaakt worden op het zwart/wit EPID. Deze varianten zijn wel nog altijd bichromaal. Figuur 3 toont een 1-pigment EPID waarin andere kleuren dan zwart en wit worden gebruikt. In één en hetzelfde beeldscherm zit een rood/wit, geel/wit en groen/wit onderdeel. Alle onderdelen bevatten wit pigment als schakelende component.



Figuur 3 Bichromaal niet-zwart/wit 1-pigment EPID.

Door het brede gamma van bruikbare contrastvloeistoffen is het mogelijk vele kleurencombinaties te maken. De reden dat dit bij het 1-pigment systeem wel mogelijk is en niet bij het 2-pigmenten systeem, is dat de kleurstoffen die de kleur van de contrasterende vloeistof bepalen een andere samenstelling hebben dan de pigmenten. Dit wordt in paragraaf 2.4 uitgelegd.

Omdat de eerste toepassingen van het elektronische papier zich zullen toespitsen op het elektronische boek, zullen de eerste producten enkel zwarte tekst op een witte achtergrond moeten afbeelden. De bichromale eigenschap vormt dus geen grote belemmering voor een marktpenetratie van de EPIDs. Zowel in het 1-pigment systeem als het 2-pigmenten systeem is het mogelijk om grijswaarden te genereren. Dit betekent een belangrijke verbetering in de mogelijkheid om met EPIDs figuren af te beelden. Hoe dit gebeurt, wordt uitgelegd in paragraaf 1.3.

1.2.4 Complexiteit

Ondanks de maturiteit van de EPID-technologie, bestaat er nog altijd geen volledig begrip over zijn eigenschappen. De eenvoudige wetten van fysica en elektroforese laten niet toe om alle waarnemingen te verklaren of alle problemen op te lossen. Er dienen compromissen gesloten te worden tussen optische (contrast, reflectiviteit) en elektrische (stabiliteit, capaciteit,...) eigenschappen waardoor het ideale recept nog niet ontdekt werd.

De chemische optimalisatie van het EPID-mengsel is de laatste jaren gestagneerd en de belangrijkste vooruitgang werd geboekt door optimalisatie van de actieve matrix backplane. In dit proefschrift zal gefocust worden op het begrip van de interne werking van het EPID. Dit begrip zal toelaten verschijnselen te verklaren en oplossingen aan te reiken voor de hierboven aangehaalde problemen. Uitgaande van deze kennis zal een model aangereikt worden waarmee het mogelijk zal zijn een meer intelligent displaydesign te doen.

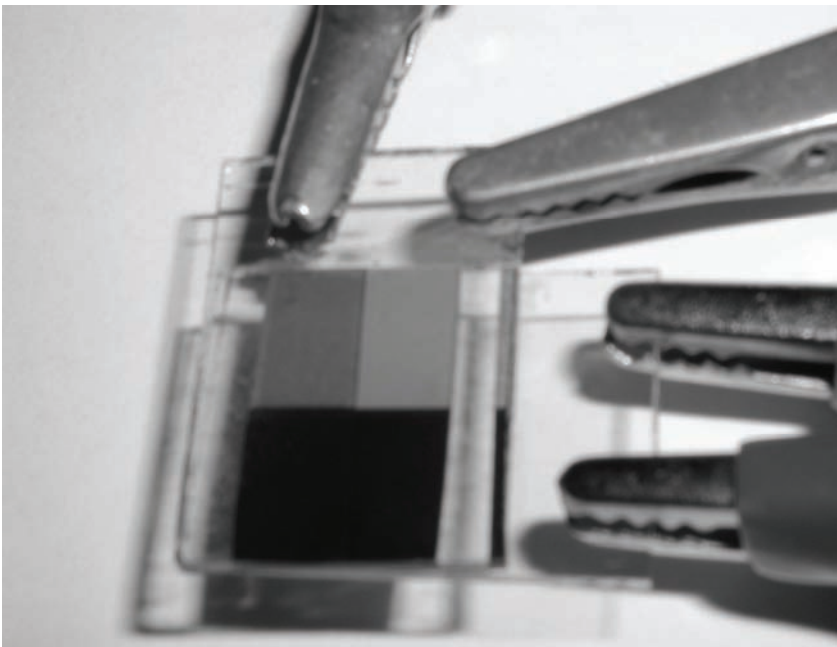
1.3 Genereren van grijswaarden

De afstand afgelegd door de pigmenten is een functie van de elektrische impuls die over het materiaal wordt aangebracht en is rechtevenredig met [1]:

$$s(T) = \int_0^T qE(t)dt \quad (2)$$

Hierbij is q de totale effectieve lading van het pigment, $E(t)$ het variërende elektrische veld en T de lengte van de puls. Bij het aanleggen van een elektrisch veld bewegen de pigmenten naar één van de zijdes van het display, in de richting bepaald door hun lading en de zin van het veld. In een pixel waarin de pigmenten uniform verdeeld zijn, ligt de kleur op een grijswaarde perfect tussen de volledig witte en zwarte toestand. Aanleggen van het elektrische veld brengt de pigmenten in een andere verdeling waarbij de concentratie witte of zwarte pigmenten aan elke elektrode stijgt en de kleur meer naar zwart of wit migreert.

Zowel door de lengte als de amplitude van de aangelegde puls te wijzigen, kan de grijswaarde van de pixel ingesteld worden. Men is er reeds in geslaagd prototypes te bouwen die 16 grijsniveaus kunnen afbeelden. Ook deze grijswaarden blijken bistabiel te zijn, weliswaar op een kortere tijdschaal dan de bistabiliteit aan de elektrodes. Er werden als onderdeel van dit proefschrift samples gemaakt waarmee het mogelijk is grijswaarden te genereren. Een foto van zo een sample staat op Figuur 4.



Figuur 4 Grijswaarden in een EPID.

Door middel van amplitude-modulatie werden vier verschillende grijswaarden op dit sample aangebracht. Op $t=0$ waren de 4 pixels

wit. Aan de pixel rechtsboven werd 5V aangelegd, linksboven 10V, rechtsonder 15V en linksonder 20V. De foto werd genomen ongeveer 1s na het aanleggen van de spanning. De kleur wordt donkerder in de volgorde zoals ze hierboven staan opgesomd. Het is echter wel moeilijk om te zien dat de pixel rechtsonder donkergrijs is en niet zwart.

Bij het aansturen van grijswaarden is het niet enkel belangrijk welke grijswaarde wil bereikt worden, maar ook welke grijswaarde de pixel heeft vóór de aanstuurpuls wordt aangelegd. De pixelkleur en de bijhorende pigmentconfiguratie van het vorige beeld hebben immers een invloed op de manier waarop de pixel naar zijn nieuwe toestand moet gebracht worden. Deze vorm van aansturen wordt "differential driving" genoemd en wordt door E-Ink toegepast in hun LIBRIé product [3]. Hierbij wordt geschakeld vanaf de vorige grijswaarde die opgeslagen is in een geheugen. Dit levert een grote tijdsinstaanwinning op in vergelijking met oudere methodes waarbij elke pixel terug moest geschakeld worden naar de volledig zwarte of witte toestand, vooraleer naar een grijswaarde te kunnen schakelen. Dit laatste systeem geeft wel een grotere accuraatheid in het bereiken van de juiste grijswaarde. Tijdsinstaanwinning kan hierbij behaald worden door als referentietoestand de extreme toestand (wit of zwart) te kiezen die het dichtst bij de uiteindelijke grijswaarde ligt.

1.4 Microcup vs. Microcapsules

De eerste prototypes van EPIDs vertoonden een heel korte levensduur. Zelfs als de beeldschermen niet gebruikt en aangestuurd werden, zorgden interne krachten voor clustervorming tussen pigmenten en verlies van de schakeleigenschappen. Dit probleem is een van de belangrijkste redenen waarom het na hun ontdekking eind jaren '70 zo lang stil bleef rond EPIDs. Het probleem van de korte levensduur werd opgelost door het principe van microëncapsulatie. Door de pigmenten vast te houden in microcapsules kunnen ze niet lateraal migreren en clusteren over een afstand groter dan de capsule-afmeting.

De microëncapsulatie zorgt er bovendien voor dat het displaymateriaal makkelijk over grote flexibele oppervlakten kan aangebracht worden. Dit is dankzij de mechanische stevigheid die de combinatie van microcapsules en hun polymeerbinder met zich meebrengt.

De resolutie van de EPIDs wordt niet bepaald door de microcapsules, omdat de optisch werkzame pigmenten in deze capsules zitten. Daarom wordt de resolutie bepaald door de elektrische veldlijnen

doorheen het materiaal en dus door de resolutie van de aanstuurelektrodes.

1.4.1 Microcapsules van E-Ink

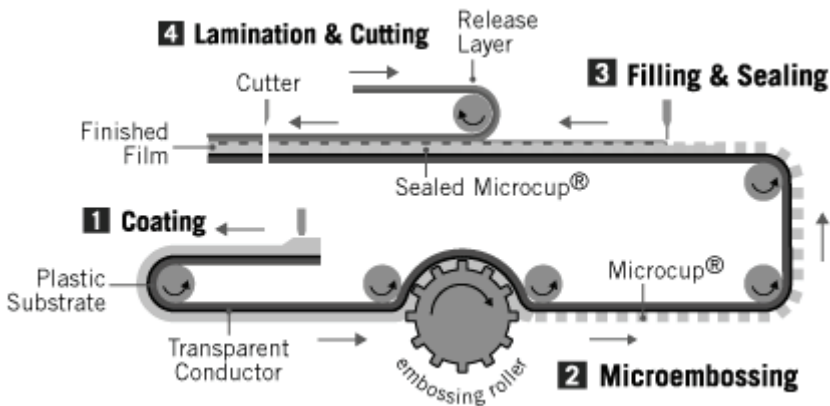
De EPIDs van E-Ink gebruiken sferische microcapsules. Met een gemiddelde afmeting per capsule van $40 (\pm 10)\mu\text{m}$ bereiken we een capsule resolutie van 600 dpi. Wanneer we de aanstuurelektrodes ook een fijne structuur meegeven, kunnen microcapsules fractioneel worden aangestuurd waardoor de theoretisch bereikbare resolutie veel hoger ligt. Dit werd getoond in Figuur 9 van Hoofdstuk 1.

1.4.2 Microcups van SiPix

De firma SiPix gebruikt geen sferische microcapsules, maar compartimenten met de vorm van een afgeknotte kegel: microcups. Door optimalisatie van de deeltjesinteractie en de interactie van de pigmenten met de microcups was het mogelijk met deze technologie een drempel in de schakeleigenschappen te krijgen. Zoals al vermeld laat deze drempel toe passieve matrix adressering te gebruiken. De geïntroduceerde drempel kan waarden van 5V tot 20V aannemen [4].

De microcup-vorm kan gemaakt worden met eenvoudige emboss-technieken. Dit laat toe om de microcup-type beeldschermen op een roll-to-roll manier in grote hoeveelheden te maken. De optische eigenschappen zijn beter dan die van het systeem met sferische microcapsules omdat nu effectief het hele oppervlak bedekt is met pigmenten. Bij de sferische microcapsules liggen de pigmenten enkel in het midden van de microcapsules zo dicht mogelijk tegen de voorzijde van het scherm. De breedte van de opstaande scheidingswanden van de microcups ligt tussen $5\mu\text{m}$ en $30\mu\text{m}$. Dit is voldoende smal om nog genoeg zichtbare pixeloppervlakte te hebben zodat de beeldkwaliteit niet beïnvloed wordt.

Figuur 5 toont hoe het microcup beeldscherm via een roll-to-roll methode kan gemaakt worden. Het microcup patroon wordt via embossing aangebracht in de coating. Daarna worden de microcups gevuld met het EPID-materiaal en wordt er een dichtingslaag op aangebracht van slechts enkele μm dik.



Figuur 5 Het roll-to-roll fabricatieproces van de microcupdisplays.

SiPix gebruikt in zijn microcupstelsel het 1-pigment systeem met contrasterende neutrale vloeistof. De totale dikte van de microcup film bedraagt $50\mu\text{m}$, de breedte varieert van $60\mu\text{m}$ tot $180\mu\text{m}$.

2 Materialen

Het EPID-materiaal is een colloïdale oplossing. Een colloïde is een mengsel van twee stoffen waarvan de ene stof in heel kleine deeltjes is gemengd met de andere stof en het mengsel zich niet ontmengt. Dit is geen "oplossing" omdat de afmeting van de opgeloste deeltjes toelaat ze nog individueel te onderscheiden. In het EPID zijn deze deeltjes onder andere de pigmenten. Deze hebben een afmeting van $0.1\mu\text{m}$ tot $5\mu\text{m}$. Meestal dient nog een dispersiemiddel toegevoegd te worden om de oplossing stabiel te houden. In EPIDs is dit niet anders: er wordt OLOA aan toegevoegd. De eigenschappen van OLOA worden besproken in paragraaf 2.2. In het EPID mengsel is niet enkel de elektrostatische stabiliteit belangrijk bij de keuze van materialen, ook reflectiviteit, contrast, responstijd en levensduur bepalen de kwaliteit van een beeldscherm. Al deze eigenschappen moeten afgewogen worden bij de keuze van de juiste componenten voor een EPID.

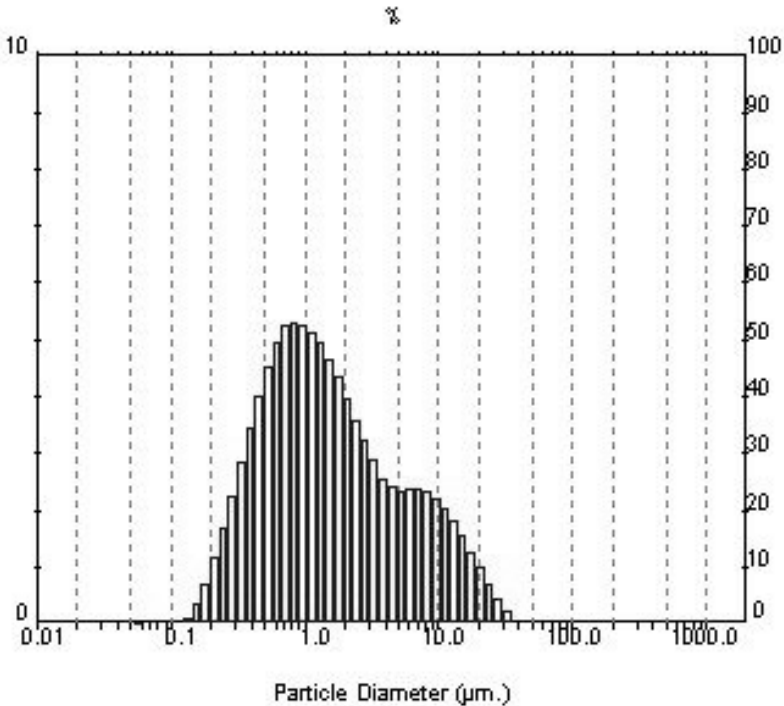
2.1 Pigment

De typische diameter van een pigment in EPIDs ligt tussen $0.1\mu\text{m}$ en $5\mu\text{m}$. Dit is duidelijk verschillend van de eigenschappen op moleculaire

schaal die het gedrag van een LCD bepalen. De pigmenten die in EPIDs gebruikt worden, moeten een zo hoog mogelijke brekingsindex hebben opdat de reflectieve eigenschappen zo goed mogelijk zouden zijn om het optische gedrag optimaal te maken. Probleem is dat een hoge brekingsindex meestal gekoppeld is aan een hoge dichtheid. Dit wil zeggen dat de stabiliteit onder invloed van de zwaartekracht meestal laag zal zijn en dat dus extra behandelingen nodig zijn om dit probleem op te lossen. Wanneer de pigmentafmeting kleiner wordt gekozen om deze stabiliteit te verhogen, ontstaan dan weer problemen met de efficiëntie waarmee licht verstrooid wordt. Vooral wanneer de doorsnede kleiner wordt dan de golflengte van het invallende licht, worden de optische eigenschappen veel slechter. De ondergrens voor een bruikbaar pigment in EPIDs ligt rond de $0.1\mu\text{m}$.

2.1.1 Titaniumdioxide

Een wit pigment dat standaard gebruikt wordt is titaniumdioxide (TiO_2). Het heeft heel goede lichtverstrooiende eigenschappen. Zijn brekingsindex van 2.7 vertoont een groot verschil met die van de omgevende vloeistof waardoor goede scattereigenschappen ontstaan en een hoge reflectiviteit. De dichtheid bedraagt $4\text{kg}/\text{dm}^3$. De gemiddelde diameter van de pigmenten ligt rond de $1\mu\text{m}$ maar kan variëren van $0.1\mu\text{m}$ tot $100\mu\text{m}$. Dit wordt getoond in Figuur 6.



Figuur 6 Verdeling van de pigmentdiameter van TiO₂.

2.1.2 Carbon Black

Als zwart pigment wordt meestal carbon black (CB) gebruikt [5]. Dit is 97% tot 99% elementair koolstof en in kleine hoeveelheden chemisch gebonden waterstof, zuurstof, stikstof en zwavel. De hoeveelheid zuurstof (gebonden aan het oppervlak onder de vorm van zure of basische functionele groepen) is van groot belang voor de toepassing. Productie van carbon black gebeurt door de onvolledige verbranding van een koolstof-gebaseerde brandstof. Carbon black is een fijn verdeeld zwart stof of poeder, met dichtheid typisch 1,8 tot 2,1 kg/dm³. Er zijn verschillende types carbon black, geproduceerd door verschillende processen en gekarakteriseerd door de distributie van grootte, de aggregatie en agglomeratie, de porositeit en de chemische stoffen geabsorbeerd op het oppervlak. De diameter van carbon black deeltjes varieert tussen 0,01µm tot 0,4µm. Aggregaten zijn gemiddeld 0,1µm tot 0,8µm groot.

2.2 Surfactant

De pigmenten zijn niet geladen en dienen dus nog behandeld te worden om ze onderhevig te maken aan het opgelegde elektrische veld. Hiervoor wordt de oppervlakte van het pigment gecoat met een stof die een lading op het pigmentdeeltje aanbrengt. Zo een oppervlakte-actieve stof is typisch een langwerpige molecule met een hydrofiele en een hydrofobe kant. De hydrofiele kant bindt zich aan het pigment, de hydrofobe kant steekt uit in de olie-achtige vloeistof. Wanneer een groot aantal van deze oppervlakte-actieve molecules (surfactanten) zich aan een pigment binden, ontstaat hierdoor een geladen schil rondom het pigment. Deze geladen schil laat toe om de pigmenten in een elektrisch veld te sturen.

Bovendien regelen deze surfactanten de interactiekrachten tussen de deeltjes zodat een stabiele colloïdale oplossing ontstaat. Ze zorgen voor voldoende afstotende krachten zodat de deeltjes niet gaan flocculeren of sedimenteren. Flocculatie en sedimentatie zijn in praktijk aan elkaar gekoppeld: door flocculatie ontstaan zwaardere en grotere deeltjes die dus makkelijker sedimenteren. Ze zorgen echter ook voor voldoende sterke aantrekkende krachten zodat bistabiliteit verzekerd is. Deze stabiliserende eigenschap is even belangrijk als de activerende, het schakelbaar maken van de pigmenten. Het is immers heel moeilijk om een overeenkomst in dichtheid tussen pigment en solvent te bekomen en op die manier een natuurlijke stabiliteit te verkrijgen. Zo bedraagt het verschil in dichtheid tussen TiO_2 en de typisch gebruikte solventen een factor 5. Door de dispersie onder invloed van OLOA verbetert de overeenstemming in dichtheid. De stabiliteitsvoorwaarden bij een EPID zijn strenger dan in andere colloïdale systemen omdat de pigmenten doorgaans dicht opeengestapeld aan een van de elektrodes liggen. Oplossingen die bulkstabiliteit vertonen, zullen niet per se (even) stabiel zijn in het geval dat de pigmenten aan de elektrodes liggen.

Als surfactant in EPIDs wordt meestal OLOA 1200 gebruikt, geproduceerd door Chevron [5]. OLOA staat voor Oronite Liquid Oil Adhesive. Het wordt geproduceerd als een 50% oplossing en omschreven door de fabrikant als een monosuccinimide. De benaming "50% oplossing" slaat op de moleculaire zuiverheid. Slechts ongeveer de helft van alle moleculen is dus OLOA, de rest zijn andere oliën. OLOA ziet eruit als een gele stroperige olie en kan op moleculair niveau omschreven worden als een polyisobutyleen succinimide met een gemiddeld moleculair gewicht van 1700. Polyisobutyleen is een keten van aaneengeschaalde butyleen (C_4H_8) moleculen. Succinimide (ook 2,5-Pyrrolidinedione of butanimide) heeft als chemische formule

$C_4H_5NO_2$ met moleculair gewicht 99,09. OLOA vormt op die manier een molecule met als hydrofiele kop succinimide en als hydrofobe component een koolwaterstof-staart bestaande uit een 30-tal isobutyleenmoleculen. Een OLOA-molecule is dus ongeveer 8nm lang.

2.3 Solvent

Het solvent is het medium waarin de pigmenten bewegen. In een 2-pigmenten systeem moet het transparant zijn om de optische eigenschappen van het display zo weinig mogelijk te verstoren. Bovendien moet het ook elektrisch zo inert mogelijk zijn om de schakeleigenschappen niet te beïnvloeden. Bovendien is een hoge viscositeit nefast voor de schakelsnelheid van het EPID. Een hoog moleculair gewicht is echter weer wel een voordeel omdat dit de evaporatie van EPID-materiaal doorheen de flexibele wand vertraagt. De dichtheid mag niet te hoog zijn omdat een goede overeenkomst in dichtheid tussen het solvent en de pigmenten de stabiliteit van de oplossing bevordert. Hoe beter de dichtheid van solvent en pigment overeenkomen, hoe groter de stabiliteit onder invloed van de zwaartekracht, dus hoe minder sedimentatie.

2.3.1 Dodecaan

Dodecaan is een kleurloze vloeistof met dichtheid 0,753 kg/l. Dodecaan is een alkaan, een niet-polaire molecule met formule $C_{12}H_{26}$. Voordelen ten opzichte van alkanen met een kortere koolstofketen zijn de trage verdamping en het niet-polaire gedrag. Hexaan (C_6H_{14}) bijvoorbeeld verdampst vlugger en is meer polair. Alkanen met een nog grotere koolstofketen kunnen als alternatief gebruikt worden.

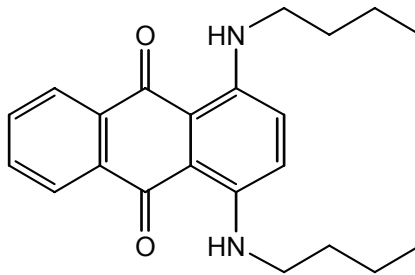
2.3.2 Isoparafine olie

Een ander veelgebruikt solvent is isoparafine olie. Dit product kenmerkt zich door zijn hoge zuiverheid, lage fotochemische reactiviteit en hoge elektrische weerstand. Het is perfect kleurloos en compatibel met verschillende soorten plastics. Bovendien is het mogelijk een emulsie te maken in isoparafine olie zonder strenge eisen voor het surfactant. Al deze eigenschappen maken het perfect geschikt voor gebruik in EPIDs. Het heeft een dichtheid van ongeveer 0.8g/ml.

2.4 Dye

In een 1-pigment systeem dient een contrasterende kleurstof aan het solvent toegevoegd te worden. Haar kleur dient zo veel mogelijk te contrasteren met de kleur van het pigment, ze mag echter geen invloed hebben op de werking van het EPID-mengsel. Zo mag er geen beweging gebeuren onder invloed van het opgelegde elektrische veld. Dit houdt onder andere in dat de kleurstof niet gevoelig mag zijn aan de bindende eigenschappen van het OLOA.

Een veelgebruikte kleurstof (dye) die contrasteert met TiO_2 in een 1-pigment systeem met wit pigment is Solvent Blue 35. Dit is een anthraquinon (koolwaterstof verkregen door de oxidatie van anthraceen) met een donkerblauwe, bijna zwarte kleur. De formule is $\text{C}_{22}\text{H}_{26}\text{N}_2\text{O}_2$ en de structuurformule van de molecule staat afgebeeld in Figuur 7.



Figuur 7 Structuurformule van Solvent Blue 35.

3 Productie

3.1 Mengsel

Bulk- TiO_2 wordt behandeld met polyethyleen om het te atomiseren en zo de specifieke dichtheid te verlagen. Hetzelfde wordt gedaan met CB. Daarna worden ze nog eens gezeefd om een poeder te krijgen met een gemiddelde deeltjesafmeting van minder dan $5\mu\text{m}$.

Door menging met OLOA wordt een oppervlaktebehandeling doorgevoerd waardoor het mogelijk is de pigmenten elektrisch aan te sturen. Hiervoor wordt een mengsel van ongeveer 5 gewichts% OLOA en 5 gewichts% TiO_2 in solvent gemengd en in een ultrasoonbad gestopt voor een uur. In een 2-pigmenten systeem gebeurt hetzelfde met een mengsel van ongeveer 5 gewichts% OLOA en 5 gewichts%

CB. Het ultrasoontrillen is belangrijk om de grote aggregaten van TiO_2 -moleculen en CB-moleculen te verkleinen tot deeltjes bestaande uit niet meer dan enkele pigmenten. Omdat het verscheidene uren duurt om een pigment volledig te coaten met OLOA, moet na het ultrasoonbad nog lange tijd geroerd worden.

Soms (zie ook Hoofdstuk 4 en 6) worden deze mengsels nog gecentrifugeerd om de (zware) pigmenten te scheiden van de overtollige (lichte) deeltjes in de oplossing.

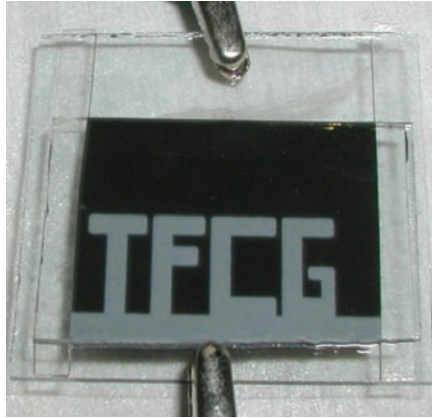
Na samenvoegen van deze mengsels heeft men een bruikbaar mengsel voor de constructie van een EPID. Bij een 1-pigment systeem wordt een contrasterende dye aan één van de mengsels toegevoegd.

Bij het aanmaken van deze mengsels dient grote zorg besteed worden aan het vermijden van contaminatie met water. Aanwezigheid van water zou de chemische en elektrische inertie van het solvent teniet doen. Bovendien zou de binding van het OLOA aan de pigmenten minder goed worden omdat de hydrofiele kop nu ook rond de waterdeeltjes kan gaan zitten. Verder is het nodig dat het mengsel vrij is van alle vreemde, contaminerende stoffen. Omdat een pigment dezelfde grootteorde van afmetingen heeft als een stofdeeltje, kan bijvoorbeeld de aanwezigheid van stof de optimale werking in gevaar brengen. Alle materiaal dat gebruikt wordt bij het bereiden het EPID-mengsel moet dus goed gereinigd en gedroogd worden. Ook de atmosfeer waarin gewerkt wordt, moet zo droog en zuiver mogelijk zijn.

3.2 Display Sheet

Het mengsel kan eenvoudig tussen frontplane en backplane aangebracht worden door capillaire zuigkrachten: een druppel van het mengsel wordt vanzelf in de dunne laag tussen front- en backplane gezogen. De front- en backplane worden op constante afstand van elkaar gehouden door middel van spacers die opgelost zijn in de lijm waarmee ze bevestigd zijn. Deze spacers kunnen bijvoorbeeld rigide bolletjes of cilinders zijn waarvan de diameter goed gekend is.

Figuur 8 toont een sample dat gemaakt werd als onderdeel van dit proefschrift. Tussen twee glasplaatjes van ongeveer $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ die met ITO bedekt zijn, werd een hoeveelheid EPID-materiaal aangebracht op basis van capillaire zuigkrachten. De afstand tussen de glasplaatjes bedraagt $90\mu\text{m}$.



Figuur 8 Zwart/wit 2-pigmenten EPID zonder microëncapsulatie gemaakt als onderdeel van dit proefschrift.

Gezien de verhoogde fysische en mechanische stabiliteit, wordt bij voorkeur de sferische microëncapsulatie gebruikt. De encapsulatie gebeurt door een polycondensatie van formaldehyde [6]. Het EPID-mengsel wordt in een waterige oplossing gebracht samen met gelatine en Arabische gom. Bij roeren aan 1200rpm ontstaat een olie-in-water emulsie met een druppelafmeting van dezelfde grootteorde als de microcapsules. Deze grootte kan gewijzigd worden door anders te roeren en/of de mengverhouding van de emulsie te wijzigen. De emulsie wordt eerst opgewarmd tot 40°C en dan afgekoeld tot 0°C. Hierdoor vormen de gelatine en Arabische gom een complex membraan aan de olie/water interface. Dit membraan wordt behandeld met formaline en vormt de wand van de microcapsules. Hierdoor ontstaan discrete microcapsules die voldoende mechanische sterkte hebben en doorzichtig zijn. Deze capsules kunnen nog gefilterd worden om het juiste spectrum aan afmetingen te selecteren en worden achteraf gereinigd en gedroogd. De afmeting van de capsules kan gaan van 10 tot enkele honderden micrometer. De capsules worden dan ingebed in een drager van urethaan die uitgehard wordt onder UV-belichting.

3.3 Paneel

De frontlaag van EPID-materiaal wordt gelamineerd op de actieve matrix backplane. Er kunnen ook printing technieken gebruikt worden waardoor de fabricatieprijs sterk kan dalen.

De backplane kan een standaard ontwerp zijn, dat ook bij TFT-LCDs wordt gebruikt. E-Ink gebruikt bijvoorbeeld een 800x600 SVGA

actieve matrix [1]. Hierin bestaat elke pixel uit 3 subpixels met een cel-afmeting van $307.5\mu\text{m} \times 102.5\mu\text{m}$. Het adresseerelement is een amorf silicium TFT met een aan/uit-verhouding van 10^6 . De backplane wordt gemaakt op 0.7mm borosilicaat glassubstraat. De totale dikte van het display is 0.925mm. De transistor heeft een bottom-gate structuur. Het gate metaal en de tweede metaallaag worden door thermische evaporatie aangebracht [7]. De a-Si- en SiN-lagen worden met PECVD (plasma enhanced chemical vapor deposition) aangebracht. De transparante voorste laag wordt bedekt met een uniforme ITO-coating die als referentie-elektrode wordt gebruikt.

Als de backplane flexibel kan gemaakt worden, kan het totale productieproces roll-to-roll gemaakt worden. Momenteel worden beeldschermen tijdens hun productie als discrete componenten behandeld: er wordt gestart van één glasplaat per scherm die alle stappen doorloopt. Het is duidelijk dat dit een arbeidsintensieve manier van werken is die bovendien het moeilijk maakt om een heel hoge efficiëntie en uniformiteit te bereiken. Beter zou zijn om alle productiestappen toe te passen op een grote verzameling van schermen en pas als laatste stap een opdeling in discrete componenten te doen. Er zou dan tussen de componenten onderling slechts een kleine spreiding aan eigenschappen en kwaliteit zijn.

Zolang de beeldschermen gemaakt worden op een hard (glas-) substraat zal het niet mogelijk zijn grote hoeveelheden beeldschermen tegelijk te kunnen maken: grote glasplaten zijn moeilijk handelbaar. Anders wordt het wanneer de volledige constructie flexibel kan gemaakt worden. Dan kan er overgeschakeld worden op een roll-to-roll proces waarbij de EPIDs achter elkaar op één grote sheet de productieband komen afgerold. De flexibiliteit lost hierbij het probleem van de onhandelbaarheid van grote hoeveelheden op. Het verenigen van verschillende beeldschermcomponenten tijdens één productiestap verlaagt de prijs drastisch.

3.3.1 EPLaR

Een recent ontwikkelde technologie om EPIDs op een flexibel substraat aan te brengen is EPLaR: Electronics on Plastic by Laser Release. Er wordt eerst polyimide gesponnen op een glassubstraat. De dikte van het polyimide kan tussen 3 tot 20 μm liggen en zal uiteindelijk het plastic substraat vormen. Het polyimide wordt aangebracht met spincoating en uitgebakken op 400° waardoor het achteraf bestand is tegen hoge temperaturen. Op deze polyimide laag wordt de actieve matrix aangebracht. Dit gebeurt nog steeds terwijl het polyimide aan het glassubstraat vasthangt waardoor voor de

productie van de actieve matrix standaard processen kunnen worden gebruikt.

De beeldschermlaag die erop gelamineerd wordt is zo'n 50µm dik. Dat wil dus zeggen dat de dikte van het volledige beeldscherm wordt bepaald door het displaymateriaal en niet door de TFT-laag. Als laatste stap wordt de polyimide laag losgemaakt van het glassubstraat door laserbehandeling. Men heeft nu een EPID-display met een actieve matrix op een flexibel substraat.

Dat wil dus zeggen dat gedurende het hele proces standaard fabricatieprocessen voor transistoren worden gebruikt. Alleen de spincoat stap in het begin en de laser release stap komen er extra bij. Als bovendien in de toekomst het glassubstraat kan hergebruikt worden, zal de prijs nog meer zakken.

4 Besluit

De werking van EPIDs is gebaseerd op de beweging van pigmenten onder invloed van een elektrisch veld. Dit kunnen twee types pigmenten met contrasterende kleur zijn, of één type pigment in een vloeistof met contrasterende kleur.

De belangrijkste voordelen van EPIDs zijn hun mechanische eigenschappen (ze kunnen dun, flexibel, stevig en licht gemaakt worden), hun bistabiliteit (zorgt voor een grote reductie in het vermogenverbruik) en hun optische eigenschappen (diffuse reflectie van omgevingslicht op pigmenten, net zoals bij papier).

De belangrijkste nadelen van EPIDs zijn de lage schakelsnelheid (te traag om aan videosnelheid te kunnen werken), het ontbreken van een drempel in hun schakelgedrag (waardoor enkel de duurdere en meer complexe actieve matrix aansturing mogelijk is en niet de eenvoudigere passieve matrix), het ontbreken van kleur (wat in de eerste voorziene toepassingen van elektronisch papier nog geen belangrijk struikelblok is) en hun chemische complexiteit (waardoor het moeilijk is de beeldschermwerking te optimaliseren via de samenstelling van het EPID-mengsel).

Een EPID-mengsel bestaat uit pigmenten die een oppervlaktebehandeling met surfactanten krijgen en opgelost worden in een inert solvent dat kan gekleurd worden met een dye. Het surfactant is meestal OLOA en dient niet enkel om de pigmenten

schakelbaar te maken in een elektrisch veld, maar zorgt ook voor de stabiliteit van het colloïdale mengsel.

Deze vloeistof wordt tussen de front- en backplane aangebracht om zo een werkzaam beeldscherm te maken. Microëncapsulatie in microcups of microcapsules is mogelijk om de stabiliteit van het mengsel te vergroten evenals de mechanische stevigheid van de lagenstructuur.

5 Referenties

- [1] P. Kazlas et al., SVGA Microencapsulated Electrophoretic Active Matrix Display for Information Appliances, Proceedings of the Society for Information Display 2001 International Symposium. 2001. pp. 152-155.
- [2] A. Chiang, Conduction Mechanism of Charge Control Agents Used in Electrophoretic Display Devices, Proceedings of the SID, 18 (3 & 4). 1977. pp. 275-282.
- [3] M. Johnson et al., High Quality Images on Electronic Paper Displays, Proceedings of the Society for Information Display 2005 International Symposium. 2005. pp. 1666-1669.
- [4] R.C. Liang, J. Hou, H. Zang & J. Chung, Passive Matrix Microcup Electrophoretic Displays, Proceeding of IDMC'03. 2003.
- [5] F. Strubbe, Fysisch gedrag van elektroforetische inkt voor elektronische beeldschermen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2004.
- [6] B. Comiskey, J.D. Albert, H. Yoshizawa and J. Jacobson, An electrophoretic ink for all-printed reflective electronic displays, Letters to Nature, 394. 1998. pp. 253-255.
- [7] Y. Chen, K. Denis, P. Kazlas & P. Drzaic, A Conformable Electronic Ink Display using a Foil-Based a-Si TFT Array, Proceedings of the Society for Information Display 2001 International Symposium. 2001. pp. 157-159.

Hoofdstuk 3

Pigmentbeweging in EPIDs



“My screen is hard to read. Can I have a bigger monitor?”

In dit hoofdstuk worden de optische schakeleigenschappen van EPIDs besproken. Uitgaande van de wetten van de elektroforese en hun toepassing op de pigmentbeweging binnenin het EPID-mengsel, zullen de eigenschappen van de optische respons verklaard worden. Er zal aangetoond worden dat de theorie die tot nu toe gebruikt werd, niet volstaat om alle waarnemingen te verklaren.

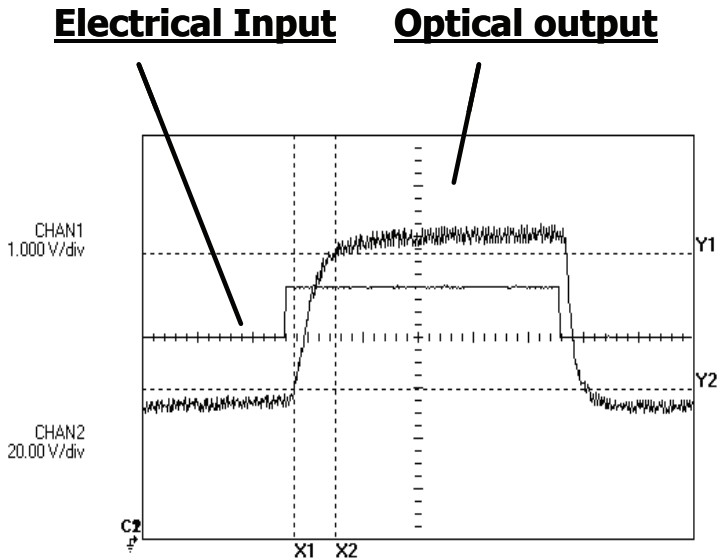
Er zal aangetoond worden dat er naast de elektroforetische term in de krachtenvergelijking ook een diëlektroforetische term dient in acht genomen te worden. Door het invoeren van de diëlektroforetische bijdrage zal het mogelijk zijn de voorheen onverklaarde optische waarnemingen te verklaren en zal bijgedragen worden aan de karakterisering en het begrip van het EPID-materiaal.

1 Optische respons

1.1 Inleiding

Omdat het –langdurige– gebruik van beeldschermen alsmear toeneemt, is het leescomfort van het scherm een van de belangrijkste eigenschappen voor draagbare toepassingen. In toepassingen die een EPID-scherm gebruiken, wordt dit leescomfort bepaald door de optische respons van het EPID-mengsel. In Hoofdstuk 2 werden de eigenschappen, voordelen en nadelen van EPIDs al besproken. In dit hoofdstuk zullen we de fysische wetten bespreken die optisch schakelen van het beeldscherm mogelijk maken. Enkel de dynamica van de optische eigenschappen zal behandeld worden. Omdat de statische optische eigenschappen van EPIDs heel goed zijn (reflectiviteit, contrast en stabiliteit van het beeld), kan de grootste verbetering geboekt worden op het vlak van dynamische optische eigenschappen (schakelsnelheid).

Figuur 1 toont de optische respons van het SiPix EPID bij omschakelen tussen -10V en +10V [1]. De spanning werd voldoende lang op -10V gehouden alvorens om te schakelen naar +10V. De aanschakeltijd van 10% (Y2) tot 90% (Y1) bedraagt 400ms (X2-X1). De spanning +10V wordt 3s aangehouden alvorens opnieuw om te schakelen naar -10V. Ook het omschakelen gebeurt met dezelfde schakeltijd.



Figuur 1 Optische respons van het SiPix EPID bij aanleggen van twee tegengestelde spanningsstappen.

Om beelden aan videosnelheid te tonen, is het nodig dat de beeldschermtechnologie minstens 24 keer per seconde kan omschakelen. Dit houdt in dat de omschakeltijd niet meer mag bedragen dan 41.6ms. EPIDs laten met hun omschakelsnelheid van 400ms slechts 2.5 beelden per seconde toe. Dit is hoogstens genoeg voor een traag bewegende animatie. Als dit hiaat in de eigenschappen zou kunnen weggewerkt worden, zouden EPIDs zich nog sterker kunnen profileren als de beste kandidaat voor toepassing in elektronisch papier.

In dit hoofdstuk zal de vorm van de optische respons curve niet afgeleid worden. Dat wordt pas in Hoofdstuk 5 gedaan wanneer alle eigenschappen worden gemodelleerd. Dit hoofdstuk beperkt zich tot de karakterisering op microscopische schaal van de pigmentbeweging. De macroscopische uitwerking daarvan op de optische respons wordt in Hoofdstuk 5 behandeld.

1.2 Elektroforese

De beweging van pigmenten onder invloed van het extern aangelegde elektrische veld bepaalt de eigenschappen van een elektroforetisch display. De theorie van de elektroforese behandelt deze beweging van geladen deeltjes onder invloed van een elektrisch veld. We zullen

hierna de belangrijkste formules opsommen voor de beschrijving van deze beweging [2].

Wanneer een bolvormig deeltje met straal R en met lading Q met een snelheid v doorheen een vloeistof met viscositeit η beweegt, wordt er volgens de wet van Stokes een wrijvingskracht op uitgeoefend die gegeven wordt door:

$$F_{wr} = 6\pi R\eta v \quad [N] \quad (1)$$

Er ontstaat een evenwicht tussen de drijvende kracht en de wrijvingskracht. De drijvende kracht onder invloed van een elektrisch veld E wordt gegeven door:

$$F_e = QE \quad [N] \quad (2)$$

Hierdoor krijgt het deeltje een driftsnelheid v :

$$v = \mu E \quad \left[\frac{m}{s} \right] \quad (3)$$

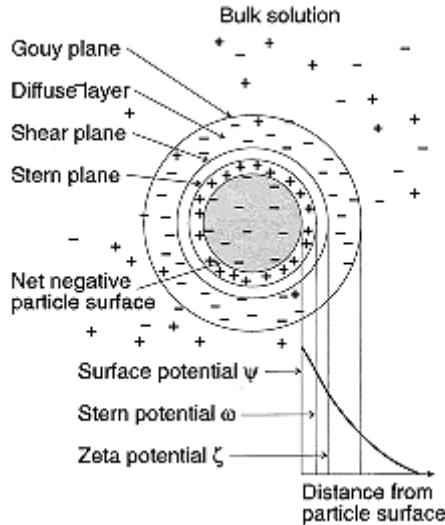
Waarbij μ de mobiliteit is. Door beide krachten gelijk te stellen, vinden we :

$$QE = 6\pi R\eta v$$
$$\mu = \frac{v}{E} = \frac{Q}{6\pi R\eta} \quad \left[\frac{m^2}{Vs} \right] \quad (4)$$

In werkelijkheid is de situatie complexer. De tegenlading $-Q$ werd immers verwaarloosd. Deze bestaat uit geladen deeltjes in de oplossing die dicht bij het oppervlak van het deeltje aangetrokken worden. De tegenionen blijven in de oplossing als een cluster rond het deeltje en vormen errond een elektrische dubbellaag. Zo is er voldaan aan de wet van ladingsbehoud. Deze dubbellaag bestaat uit twee gebieden. Het binnenste gebied bestaat uit tegenionen die sterk gebonden zijn aan het oppervlak en die meegaan als het deeltje beweegt (de Stern laag). Meer naar buiten is er een diffuus gebied, dat het overschot aan ionen bevat (de Gouy-Chapman laag). In deze diffuse regio wordt de distributie van deeltjes bepaald door evenwicht tussen thermische beweging en elektrische aantrekking.

Het vlak dat de scheiding tussen deze twee fasen vormt (deeltje en vloeistof), wordt het raakvlak (shear plane) genoemd. De elektrische potentiaal in dit vlak wordt de zeta-potentiaal (ζ) genoemd (eenheid

[V]). Figuur 2 toont hoe de ionen rondom een pigment de elektrische dubbellaag vormen [3].



Figuur 2 Elektrische dubbellaag rondom een geladen colloïdaal deeltje.

Deze figuur toont duidelijk de definitie van Stern laag, shear plane en Gouy-Chapman laag en hoe de zeta-potentiaal gekoppeld is aan deze lagenstructuur.

De dikte van de dubbellaag (diffuse layer in Figuur 2) is bepalend voor de mobiliteit van het deeltje en wordt gegeven door [4]:

$$\delta = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{4\pi n e^2}} \quad [m] \quad (5)$$

Hier staat n voor de concentratie van geladen deeltjes dicht bij het oppervlak (eenheid $[C/m^3]$).

Er bestaan formules die de elektroforetische mobiliteit μ koppelen aan de zeta-potentiaal ζ . Wanneer de dikte van de dubbellaag (de Debye-lengte) veel groter is dan de straal R zegt de vergelijking van Hückel dat:

$$\mu = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \zeta}{\eta} \left[\frac{m^2}{Vs} \right] \quad (6)$$

Met ϵ_0 de permittiviteit van vacuüm, ϵ_r de relatieve diëlektrische constante van de vloeistof en η de viscositeit. Deze formule is meestal van toepassing voor deeltjes in olie omdat die een zeer uitgestrekte dubbellaag hebben. In het geval dat de dubbellaag veel smaller is dan de straal van het deeltje levert de vergelijking van Smoluchowski een anderhalf keer grotere mobiliteit (of een 1,5 keer kleinere zeta-potentiaal) dan de Hückel-vergelijking. De mobiliteiten van tussenliggende gevallen (tussen de Hückel- en de Smoluchowski-benadering) werden door Henry bepaald bij kleine zeta-potentiaal, waarbij de vorm van de veldlijnen, de grootte van het deeltje en de grootte van de dubbellaag een rol spelen.

1.3 Elektroforese in EPIDs

De wetten van elektroforese zijn ook van toepassing op de pigmenten binnenin EPIDs. De pigmenten krijgen hun lading door de interactie met het surfactant OLOA [2]. Pigmenten hebben basische en zure plaatsen op hun oppervlak. Ze kunnen een negatieve lading krijgen door basische oplosmiddelen en een positieve lading door zure oplosmiddelen. Basische opgeloste stoffen kunnen als neutrale moleculen geabsorbeerd worden op zure plaatsen op het oppervlak van een deeltje. Daar kan een proton transfer ze een positieve lading geven. Het omgekeerde gebeurt bij zure opgeloste stoffen die een negatieve lading kunnen krijgen. Als bijvoorbeeld carbon black deeltjes opgelost worden in een omgeving van OLOA, zullen de pigmenten een negatieve lading krijgen.

Als een niet-polair oplosmiddel gebruikt wordt, vormen de OLOA-moleculen in de oplossing spontaan inverse micellen. Hierbij zitten de hydrofiele koppen van tientallen moleculen tegen elkaar, met de hydrofobe staarten naar buiten. De meeste inverse micellen zijn elektrisch neutraal, maar ze kunnen een netto lading met zich meedragen in de vorm van een extra ion in de kern. Deze situatie ontstaat wanneer twee neutrale inverse micellen tijdens een botsing een kation (bijvoorbeeld een proton) uitwisselen en zo twee tegengesteld geladen inverse micellen vormen. Het vormen van positieve en negatieve inverse micellen wordt generatie genoemd.

De pigmenten krijgen een dubbellaag van geladen OLOA-micellen rondom zich. Slechts een fractie van de micellen bindt zich aan de pigmenten. De rest blijft in oplossing en draagt bij tot de verhoogde geleidbaarheid van het mengsel.

Enkele getalwaarden voor de parameters van een typisch EPID-mengsel worden in Tabel 1 getoond:

η	9.40E-03	CVs/m ³
ϵ_r	2	
ϵ_0	8.85E-12	F/m
k	1.38E-23	J/K
T	295	K
d	1.20E-04	m
V	20	V
R	4.00E-07	m
E	1.67E+05	V/m
Q	1.28E-16	C
e	1.60E-19	C
q	800	
σ	6.00E-09	1/ Ω m
n	4.00E+16	1/m ²
μ	1.81E-09	m ² /Vs
t_{tr}	0.40	s
ζ	1.44	V
$\bar{\delta}$	1.67E-06	m
$\bar{\delta}/R$	4.18	

Tabel 1 Waarden van de belangrijkste elektroforetische parameters in EPIDs

Q is de totale lading van het pigment die volgt uit een schatting van het aantal ladingsdragers q dat gemiddeld aan een pigment gebonden is [5]. De ionenconcentratie aan het pigmentoppervlak wordt gegeven door n . De mobiliteit volgt uit vgl. 4.

De transitijd t_{tr} volgt uit vgl 1 van Hoofdstuk 2. De dikte $\bar{\delta}$ van de dubbellaag volgt uit vgl. 5. Deze dikte is duidelijk veel groter dan de pigmentstraal. Deze waarde komt overeen met literatuur [6]. Het is dus veilig om de vergelijking van Hückel te gebruiken. Hieruit volgt de zeta-potentiaal.

Ondanks de volledigheid en correctheid van de set elektroforetische formules is het niet mogelijk om hiermee de volledige werking van een EPID te verklaren. In de volgende paragraaf zal aangeduid worden welke eigenschappen niet in onvereenstemming zijn met de theorie van elektroforese. In paragraaf 3 zullen deze hiaten ingevuld worden.

2 Waarnemingen

Wanneer enkel de wetten van de elektroforese gebruikt worden, is het niet mogelijk alle optische eigenschappen van een EPID te verklaren. We zullen in deze paragraaf enkele waarnemingen opsommen die niet kunnen verklaard worden met wat we tot nu toe weten over EPIDs.

2.1 Passieve matrix aanstuurschema

Door de afwezigheid van een drempel in de schakeleigenschappen werd lang gedacht dat passieve matrix aansturing van EPIDs onmogelijk was. Als onderdeel van een eindwerk werd echter aangetoond dat een drempelgedrag kan nagebootst worden [7]. Door een combinatie van de afhankelijkheid van de frequentie en de amplitude van de aangelegde spanningen werd een aanstuurschema ontwikkeld dat passieve matrix aansturing toelaat. Dit werd bewezen op een sample met 5x7 pixels. Dit aanstuurschema was echter te traag om praktisch bruikbaar te zijn. Door zijn specifieke eigenschappen werd de responstijd nog met een factor 5 vertraagd. Het toonde wel aan dat passieve matrix aansturing mogelijk was bij EPIDs.

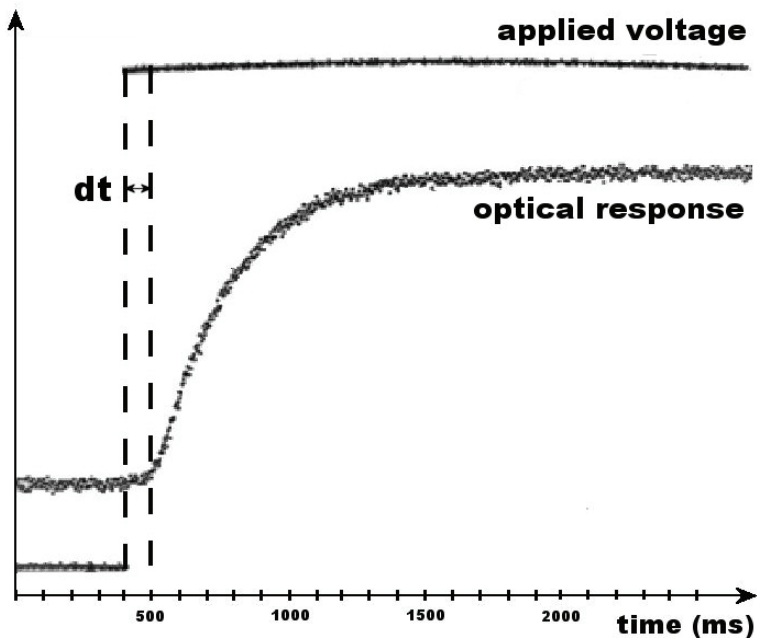
Het is echter niet mogelijk om te verklaren waarom het aanstuurschema werkt. Het is onder andere gebaseerd op het feit dat de pixelrespons afhankelijk is van de AC-waarde van een aangelegde blokgolf, zelfs al wijzigt de DC-waarde niet. De respons op een blokgolf met grote AC-waarde blijkt sterker dan die op een blokgolf met lage AC-waarde maar dezelfde DC-waarde. Er werd zelfs aangetoond dat de respons op een AC-spanning met daarop gesuperponeerd een DC-waarde, sneller is dan die op een zuivere DC-stap met dezelfde waarde. Uit wat we tot nu toe weten over EPIDs en elektroforese heeft alleen de DC-waarde van de blokgolf impact op de netto pigmentmigratie en pixelrespons. Dit verschijnsel waarbij het gedrag ook afhankelijk is van de AC-waarde kan niet verklaard worden. De invloed van de superpositie van een zuivere AC-spanning zal volgens elektroforese netto geen effect hebben omdat elke halve periode een pigment een tegengestelde beweging zal ondergaan.

Deze afhankelijkheid van AC-spanning wordt enkel waargenomen bij voldoende hoge frequentie van de aangelegde blokgolf. Wanneer de spanning voldoende traag omschakelt (minder dan 2Hz) is er geen verschil in optische repons tussen blokgolven met gelijke DC-waarde

maar verschillende AC-waarde. Van zodra echter de frequentie hoger wordt dan de typische grootteorde van de optische respons (ongeveer 2Hz) treedt er een verschil op bij variërende AC-waarden. Ook dit kan niet verklaard worden met wat we tot nu toe weten over elektroforese: volgens de wetten van de elektroforese reageert elk pigment onmiddellijk op de aangelegde spanning, onafhankelijk van de frequentie waarmee deze omschakelt.

2.2 Delaytijd

Er treedt een delaytijd op tussen het aanleggen van het elektrische veld en de start van de optische respons. Dit wordt getoond in Figuur 3 waar de optische respons van een EPID wordt getoond bij aanleggen van een spanningsstap van 20V. Het EPID schakelt hierbij om van wit naar zwart (dus eigenlijk wordt omgeschakeld van +20V naar -20V). Het betreft hier een 1-pigment EPID met witte pigmenten in een zwarte vloeistof. Er treedt duidelijk een delaytijd dt op tussen het omschakelen van de spanning en de start van de optische respons.



Figuur 3 Optische respons van een EPID met optreden van delaytijd

Deze delaytijd bedraagt ongeveer 100ms. Het optreden van deze delaytijd kan opnieuw niet verklaard worden met onze huidige kennis

van EPIDs. Volgens de wetten van de elektroforese schakelt elk pigment onmiddellijk wanneer een spanning in de juiste richting wordt aangelegd. Dus zou de optische respons ook onmiddellijk moeten omschakelen wanneer de spanning omschakelt. Dit zien we hier echter niet. De kleur van de pixel blijft nagenoeg constant tot 100ms na het aanleggen van de spanning. Daarna schakelt de pixel volledig om op ongeveer 600ms. Deze delaytijd treedt niet op bij aanschakelen van een grijze pixel waarin de pigmenten uniform verdeeld zijn [6].

Men zou kunnen denken dat dit een gevolg is van het feit dat de pigmenten moeten omschakelen van de achterzijde naar de voorzijde van de pixel en dus pas een invloed hebben op de optische respons nadat ze voldoende dicht genaderd zijn bij de waarnemer. Echter, in Figuur 3 schakelt de pixel om van wit naar zwart. Bij aanvang liggen de pigmenten dus aan de waarnemerszijde. Men zou verwachten dat ze bij omschakelen van de spanning onmiddellijk in de zwarte vloeistof “verdwijnen” en zo een optische respons zonder delaytijd vertonen. De pixel blijft echter bijna 100ms lang wit alvorens naar zwart te schakelen. Het gedrag bij omschakelen van zwart naar wit vertoont trouwens dezelfde delaytijd. Dit kan ook gezien worden op Figuur 1. De invloed van de transitijd van de pigmenten is dus verwaarloosbaar.

In hun model voor de EPID-werking moesten Hopper en Novotny een delaytijd introduceren om alle waarnemingen te kunnen verklaren [8]. Hiervoor gebruikten ze de parameter $R(t)$ om aan te duiden dat niet alle pigmenten onmiddellijk van de elektrode loskomen wanneer een spanning wordt aangelegd.

$$R(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi t_s}} e^{-\frac{(t-t_a)^2}{2t_s^2}} \quad (7)$$

$R(t)$ geeft de (normale) verdeling van de tijd die pigmenten nodig hebben om los te komen van de elektrode. Hierin is t_a een gemiddelde tijd nodig om los te komen en t_s de spreiding op deze tijd.

Hopper en Novotny konden niet verklaren welk fysisch proces aan de oorsprong lag van deze delaytijd. Ze merkten ook dat de delaytijd enkel optrad bij omschakelen van een pixel waarin de pigmenten aan de elektrodes lagen en niet bij aanschakelen van een grijze pixel waarin de pigmenten uniform verdeeld zijn. Ze dachten dat dit te wijten was aan een herverdeling van de lading op het pigmentoppervlak die op zijn beurt een invloed op de spiegellading in

de elektrode had. Maar een sluitend bewijs konden ze hiervoor niet geven.

2.3 Onrealistische fysische eigenschappen

Bij sommige metingen blijkt het niet mogelijk te zijn een goeie overeenkomst tussen waarnemingen en (elektroforetische) theorie te bekomen zonder onrealistische waarden voor fysische eigenschappen in te voeren [5]. Bij omschakelen van een pixel van zwart naar wit, of omgekeerd, steekt deze discrepantie het duidelijkst de kop op. Als de gemeten snelheid waarmee de pigmenten bewegen, wordt vergeleken met de wetten van de elektroforese, zijn hiervoor waarden van de zeta-potentiaal van meer dan 1V nodig. Dit volgt ook uit Tabel 1. De waarden voor de dichtheid, deeltjesstraal en viscositeit kwamen uit datasheets. De waarde voor de deeltjesnelheid kwam uit een vergelijking van de metingen met het model uit de literatuur [6,8]. Met een transitijd voor omschakelen van 0.4s, volgde uit de elektroforetische formules een zeta-potentiaal van 1.44V. Als men de formules wil doen kloppen met een realistische –lagere– waarde voor de zeta-potentiaal, zou de waarde van de lading per pigment groter moeten zijn dan die in de literatuur vermeld [5].

Dit is niet realistisch: normale waarden voor de zeta-potentiaal liggen (ver) onder 1V. Ook voor de lading per deeltje worden onrealistisch hoge waarden bekomen. Deze overeenkomst tussen dynamische (responstijd, pigmentsnelheid,...) en elektrostatistische (zeta-potentiaal, lading,...) eigenschappen is er wel wanneer een pixel wordt aangeschakeld waarin de pigmenten in het begin homogeen verdeeld zijn. De manier waarop dit grijze pixel naar wit of zwart schakelt, kan zonder discrepanties beschreven worden door de wetten van elektroforese.

2.4 Respons op zuiver AC-veld

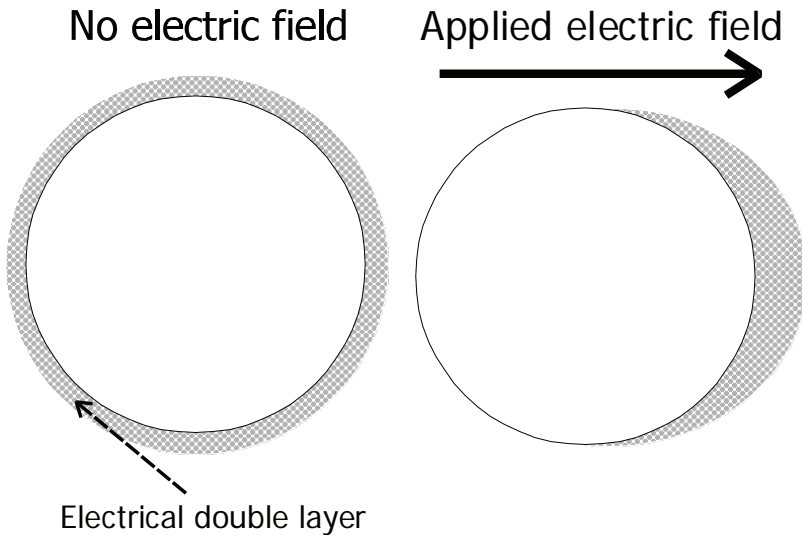
Er is een optische respons wanneer een zuiver AC-veld (zonder DC-component) wordt aangelegd. Dit wil zeggen dat er een netto pigmentbeweging is, zelfs wanneer het gemiddelde aangelegde veld nul is. Net zoals bij het aanstuurschema uit paragraaf 2.1 treedt dit verschijnsel enkel op bij voldoende hoge frequenties (vanaf 2Hz). Een pixel dat stabiel wit of zwart is, zal schakelen naar grijs wanneer een blokgolf wordt aangelegd waarvan de DC-waarde nul is. Een zwarte pixel schakelt naar donkergrijs, een witte pixel naar lichtgrijs. Een grijze pixel waarvan de pigmenten uniform verdeeld zijn, vertoont netto geen repons op een puur AC-veld.

Wanneer we de elektroforetische theorie toepassen op een pixel dat onderhevig is aan een zuiver AC-veld verwachten we geen respons. Elke halve periode wordt immers exact de omgekeerde kracht uitgeoefend op de pigmenten als de vorige periode, waardoor er geen netto beweging is. Zelfs bij hogere frequenties blijft dit gelden: de kracht op een pigment wordt onmiddellijk uitgeoefend en is enkel afhankelijk van de grootte van het veld. Wanneer de richting van het veld omkeert (maar de amplitude even groot blijft), voorspelt elektroforese dat de kracht ook van richting wijzigt maar niet van grootte verandert. De beweging tijdens de eerste helft van elke periode wordt dus perfect gecompenseerd door die in de tweede helft. Daardoor is er na een volledige periode geen netto beweging. Er zou dus ook geen netto pixelrespons mogen zijn bij aanleggen van een blokgolf met DC-waarde nul. Uit de metingen is echter duidelijk dat er wel een netto pigment beweging weg van de elektrode is.

3 Diëlektroforese

3.1 Algemene theorie

Diëlektroforese (DEP, dielectophoresis) is de beweging van polariseerbare deeltjes in een lokaal niet-uniform elektrisch veld als een gevolg van de interactie van dat veld met de geïnduceerde dipool [9]. De DEP-kracht is afhankelijk van de diëlektrische eigenschappen van zowel het deeltje als zijn omgeving en van de geometrische eigenschappen van het elektrische veld. Figuur 4 toont hoe een dipool ontstaat tussen een deeltje en zijn elektrische dubbellaag in een elektrisch veld. Wanneer geen elektrisch veld wordt aangelegd, is het deeltje symmetrisch omgeven door de ladingen van de dubbellaag waardoor er geen netto dipoolmoment is. Onder invloed van een elektrisch veld kan er een verschuiving optreden waardoor een dipoolmoment ontstaat.



Figuur 4 Geïnduceerde dipool tussen een deeltje en zijn dubbellaag in een elektrisch veld.

Dit is vergelijkbaar met magnetoforese: het principe waardoor metalen deeltjes aangetrokken worden tot magneetpolen. Ook hier wordt een magnetische dipool geïnduceerd in het metaal. Omdat er geen magnetische monopolen bestaan, is er geen magnetisch analogon van elektroforese.

De totale kracht uitgeoefend op een colloïdaal deeltje in een elektrisch veld E wordt gegeven door [10]:

$$\vec{F} = q\vec{E} + (\vec{m}\nabla)\vec{E} + \frac{1}{6}\nabla(\vec{Q}:\nabla\vec{E}) + O(\nabla^3 E) \quad (8)$$

De eerste term beschrijft de Coulomb-interactie tussen de netto lading q en het elektrische veld E en houdt alle elektroforetische componenten in. Deze term verdwijnt bij afwezigheid van een lading of in een variërend veld waarvan de gemiddelde waarde nul is. De bijkomende termen zijn afkomstig van de interactie tussen diëlektrische polarisatie-componenten geïnduceerd door het elektrische veld, met inhomogeniteiten in dat veld. Deze termen verdwijnen wanneer het elektrische veld homogeen is in de ruimte ($\nabla E=0$). De tweede term is de invloed van het elektrische veld op dipolen. De verdere termen met de bijdrage van quadrupolen en hogere orde polen is slechts belangrijk in elektrische velden met heel hoge inhomogeniteit. In EPIDs mogen ze verwaarloosd worden [6,10].

De DEP-bijdrage is gelijk aan het reële deel van de 2^o term van vgl. 8 en wordt gegeven door [10]:

$$F = 2\pi\epsilon R^3 \operatorname{Re}(f_{CM}) \nabla |E|^2 \quad [N] \quad (9)$$

ϵ is de diëlektrische constante van het medium, R de straal van het deeltje en E het lokale elektrische veld. f_{CM} is de Clausius-Mossotti factor die gegeven wordt door:

$$f_{CM} = \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \quad (10)$$

Hier zijn ϵ_p^* en ϵ_m^* de complexe permitiviteit, respectievelijk van het deeltje en van het medium. Voor een reëel diëlektricum wordt de complexe permitiviteit gegeven door:

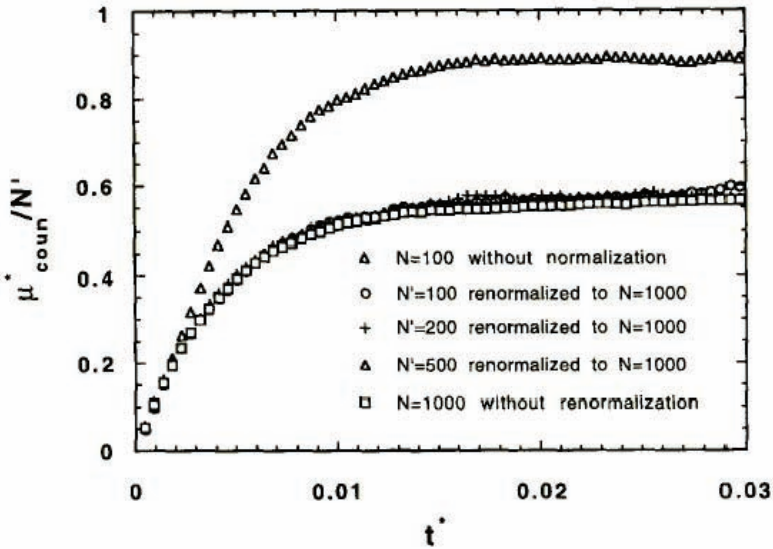
$$\epsilon^* = \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \left[\frac{C}{Vm} \right] \quad (11)$$

Waarbij ϵ de permitiviteit is, σ de geleidbaarheid van het diëlektricum, en $j = \sqrt{-1}$. Uit de afhankelijkheid van de pulsatie ω van het elektrische veld volgt dat de polarisatie zal afhankelijk zijn van de frequentie van dit veld.

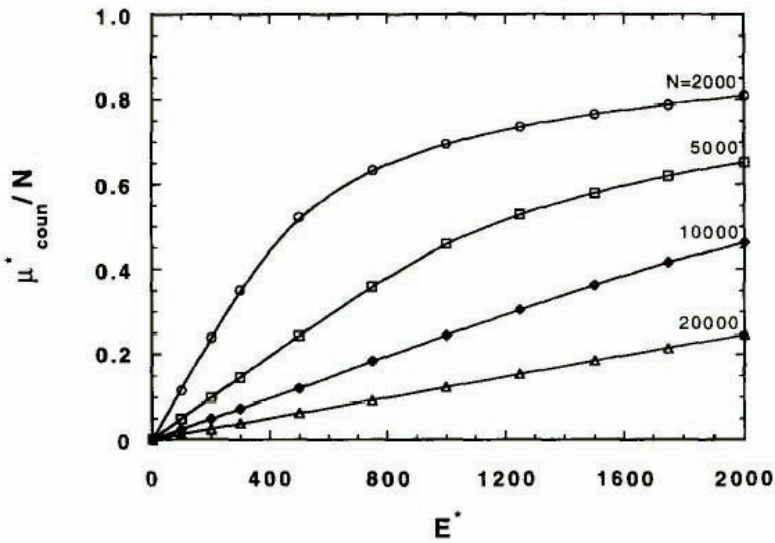
De grootte van het geïnduceerde dipoolmoment wordt gegeven door [11]:

$$\overline{M} = 4\pi\epsilon R^3 f_{CM} \overline{E} \quad [Cm] \quad (12)$$

Figuur 5 en Figuur 6 tonen hoe de polarisatie wijzigt in functie van het aangelegde veld [12]. Er worden genormaliseerde waarden voor de tijd, veldsterkte en polarisatie gebruikt. De systeemparemeters zijn niet gelijk aan die van een EPID maar wel van dezelfde grootteorde. De parameter N uit de figuren is het aantal tegenladingen rondom het deeltje waarvan de polarisatie wordt berekend. Het elektrische veld aangelegd in Figuur 5 is 300 keer de referentie veldsterkte. Het elektrische veld E^* in Figuur 6 is het elektrische veld gedeeld door deze referentie veldsterkte.



Figuur 5 Evolutie van de polarisatie in functie van de tijd bij constant elektrisch veld.

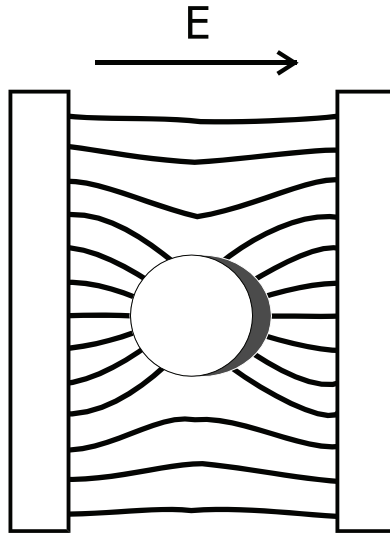


Figuur 6 Evolutie van de polarisatie in functie van de amplitude van het aangelegde veld.

De evolutie van de polarisatie naar zijn eindwaarde met een zekere tijdsconstante is duidelijk zichtbaar in Figuur 5. De toename van de polarisatie met het aangelegde veld is duidelijk zichtbaar in Figuur 6. Hoe sterker het aangelegde veld, hoe groter het dipoolmoment. Bij grote veldsterktes of hoge concentraties van tegenladingen is dit quasi-lineair, zoals beschreven in vgl. 12. De elektrische veldsterktes die in EPIDs gebruikt worden, zijn slechts enkele honderden malen (~ 200) de referentie veldsterke uit Figuur 6. Zoals vermeld in Tabel 1 is de waarde voor het aantal tegenladingen N bij EPIDs ongeveer 800. We bevinden ons dus op het linkse, steile gedeelte van Figuur 6.

3.2 Toepassing in EPIDs

In EPIDs, waar het elektrische veld homogeen is, zou men verwachten dat de DEP-termen geen bijdrage leveren. Het lokale veld in een EPID dat inwerkt op een pigment is echter niet perfect homogeen: de nabijheid van andere deeltjes maakt het niet-uniform. Rondom elk pigment wordt een dipool gecreëerd. Deze dipool creëert een dipoolveld dat mag gesuperponeerd worden bij het externe veld. Door deze geïnduceerde niet-uniformiteit is de gradiënt van het elektrische veld niet nul en treden er DEP-krachten op. Figuur 7 toont de interactie tussen een uniform extern veld en een colloïdaal deeltje. Het veld induceert een dipool in het deeltje. De dipool induceert een niet-uniformiteit in het veld.



Figuur 7 Verstoring van een uniform extern elektrisch veld door de aanwezigheid van een geïnduceerde dipool.

Wang heeft een formule afgeleid voor de diëlektroforetische kracht tussen twee naburige deeltjes als een gevolg van dipool-dipool interactie geïnduceerd door een homogeen extern veld [13]. De kracht op een pigment op positie (x, z) onder de invloed van de geïnduceerde dipool van een pigment op positie $(0, 0)$ ten gevolge van een elektrisch veld volgens de z -as wordt gegeven door:

$$\bar{F} = 2\pi\epsilon_m R^3 E^2 \left(0.5 \operatorname{Re}(f_{CM}) |f_{CM}|^2 \nabla(P^2 + Q^2) - |f_{CM}|^2 \nabla P \right) \quad (13)$$

Waarbij

$$P(x, z) = R^3 \frac{x^2 - 2z^2}{(x^2 + z^2)^{2.5}} \quad (14)$$

en

$$Q(x, z) = 3R^3 \frac{xz}{(x^2 + z^2)^{2.5}} \quad (15)$$

ruimtefuncties zijn.

Deze interactiekrachten nemen snel af naarmate de afstand tussen deeltjes toeneemt. Toch blijkt dat de veldverstoring tussen naburige pigmenten DEP-krachten kan opwekken van dezelfde grootteorde als

de elektroforetische bijdrage, zij het slechts voor afstanden van enkele keren de pigmentstraal [13]. Dit is typisch het geval wanneer pigmenten dicht opeengestapeld liggen aan een van de elektrodes. In dit geval is de afscherming van het externe veld door de geladen pigmenten zo groot dat de DEP-term ten gevolge van niet-uniformiteiten groter kan worden dan de elektroforetische term [6].

Ook de invloed van de elektrische dubbellaag verstoort het elektrische veld. De ladingen hierin schermen het externe veld af. Omdat in een EPID-systeem de dubbellaag groter is dan de pigmentafmetingen (zie ook Tabel 1), mag er verondersteld worden dat het elektrische veld niet uniform is rondom de pigmenten ten gevolge van de aanwezigheid van de andere pigmenten wanneer de onderlinge afstanden niet te groot zijn. Dit wil zeggen dat we in de krachtenbalans voor de pigmenten binnenin een EPID ook een DEP-term moeten meerekenen. De pigmenten bewegen niet enkel door de elektroforetische krachtterm, de eigenschappen van hun beweging wordt ook bepaald door de DEP-krachtterm.

3.3 Oplossing van de problemen

De niet te verklaren eigenschappen uit paragraaf 2 kunnen verklaard worden wanneer rekening wordt gehouden met de bijdrage van DEP.

3.3.1 Delaytijd

De formule van Schwarz geeft een waarde voor de tijdsconstante waarmee de dipool geïnduceerd wordt bij een deeltje in rust [12]:

$$\tau = \frac{R^2 e}{2\mu_s kT} \quad [s] \quad (16)$$

e is de elementaire lading, k de constante van Boltzman, T de temperatuur en μ_s de oppervlaktemobiliteit van de tegenladingen. Volgens Hu en Chen evolueert de polarisatie en dus het dipoolmoment exponentieel naar zijn eindwaarde:

$$M = M_E \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad [Cm] \quad (17)$$

Hierin is M_E de eindwaarde die het dipoolmoment bereikt in het elektrische veld E .

Dit was ook duidelijk in Figuur 5. De tijdsconstante waarmee dit gebeurt, wordt gegeven door de formule van Schwarz.

Deze eindige tijd die nodig is, verklaart de delaytijd die waargenomen wordt in de optische repons. Wanneer de pixel zich in witte of zwarte toestand bevindt, liggen de pigmenten dicht gestapeld aan de elektrodes. De veldafscherming tussen naburige deeltjes is groot en dus kan DEP dominant zijn over elektroforese. Wanneer het elektrische veld wordt omgeschakeld, is er niet onmiddellijk een optische respons omdat er een eindige tijd nodig is om de dipolen te induceren. De dipoolmomenten nemen volgens vgl. 17 toe met een tijdsconstante gegeven door de formule van Schwarz. De dominante DEP-kracht bereikt zijn eindwaarde met dezelfde tijdsconstante. Dit manifesteert zich in de optische repons als een vertraging.

Omdat we geen data hebben over de oppervlakte mobiliteit van de tegenladingen van de pigmenten (μ_s), kan enkel een schatting gemaakt worden aan de hand van de gemeten delaytijd. Dit geeft realistische waarden voor μ_s wanneer vergeleken wordt met andere waarden uit de literatuur. Ook wanneer we andere formules gebruiken voor de tijdsconstante waarmee de dipool gevormd wordt, bekomen we waarden van de juiste grootteorde (100ms) [12,15]. Naarmate de pigmenten van de elektrode loskomen, neemt ook de onderlinge afstand toe ten gevolge van diffusie. De bijdrage van DEP-term neemt af en de elektroforetische bijdrage vergroot omdat de veldafscherming lager wordt.

Er kan nu ook verklaard worden waarom de delaytijd niet optreedt wanneer omgeschakeld wordt van een grijze pixel waarin de pigmenten uniform verdeeld liggen. In deze toestand is de afstand tussen de pigmenten te groot opdat DEP-krachten een wezenlijke bijdrage zouden leveren. Bovendien is de veldsterkte binnenin de pixel bijna overal gelijk aan de waarde van het extern opgelegde veld omdat de verstoring van dit veld door naburige pixels heel klein is. Elektroforese werkt op volle krachten en de pigmenten schakelen onmiddellijk.

Hopper en Novotny dachten dat een herverdeling van de ladingen op het pigmentoppervlak een invloed had op de spiegellading en zo voor de delaytijd zorgde (zie paragraaf 2.2). Ze zaten niet zo ver van de waarheid: de polarisatie van het pigment is een herverdeling van de oppervlaktelading. Het is echter niet de spiegellading die aan de basis ligt van de delaytijd. Het is de eindige tijd die nodig is om de dipool te vormen en de DEP-term die hiermee verbonden is.

3.3.2 Onrealistische fysische eigenschappen

Door het in rekening brengen van de bijdrage van de DEP-krachten is het mogelijk een overeenstemming tussen metingen en formules te krijgen zonder onrealistische eigenschappen te moeten gebruiken. De waarden voor zeta-potentiaal en lading van de pigmenten waren bij omschakelen onrealistisch groot omdat dit nodig was om de elektroforetische krachten bij omschakelen te matchen aan de gemeten snelheden. Nu werd bewezen dat niet alleen de elektroforetische krachten verantwoordelijk zijn voor de pigmentbeweging, er is ook een DEP-bijdrage. Dankzij de extra DEP-kracht kunnen volgens de theorie ook pigmenten met realistische waarden voor zeta-potentiaal en lading de snelheid bereiken die nodig is om de gemeten optische respons te bereiken [14].

De DEP-bijdrage is maximaal wanneer de pigmenten dicht opeengestapeld aan de elektrode liggen, zoals het geval is bij omschakelen van de pixel. In dit geval is het nodig om de bijdrage van DEP mee te tellen om de gemeten beweging te matchen aan de theoretisch voorspelde. Bij aanschakelen van een grijze pixel, is de DEP-bijdrage veel kleiner dan die van elektroforese. Vandaar dat in dit geval geen discrepantie tussen theorie en metingen werd waargenomen.

3.3.3 Respons op zuiver AC-veld

Het in rekening brengen van de DEP-term verklaart ook waarom er een netto-respons is op een voldoende snel AC-veld zonder DC-component. Wanneer de periode van het AC-veld lager is dan de tijdsconstante waarmee de dipool geïnduceerd wordt, kan de dipool de omschakelsnelheid als het ware niet volgen. De tijdsconstante uit de formule van Schwarz geeft een benadering voor de minimum tijd dat een elektrisch veld moet aangelegd worden in één richting om de dipool volledig te vormen. Als de schakelsnelheid van het elektrische veld deze maximale schakelsnelheid van de dipool overschrijdt, zal de dipool niet volledig omschakelen wanneer het veld omschakelt. Er ontstaat dus een netto dipoolmoment, zelfs wanneer het aangelegde elektrische veld netto nul is.

Wanneer aan een pigment in rust een blokgolf aangelegd wordt met periode (voldoende) kleiner dan de tijdsconstante van Schwarz gebeurt het volgende: de dipool wordt gevormd met een tijdsconstante gegeven door de formule Schwarz, maar heeft zijn maximale waarde nog niet bereikt op het moment dat het veld omschakelt. Tijdens de tweede halve periode heeft het veld een

andere zin, maar werkt het in op een al (semi-) geïnduceerde dipool, daar waar tijdens de eerste halve periode nog vertrokken werd vanaf een deeltje in rust. Dat wil zeggen dat gedurende deze tweede halve periode de dipool niet volledig wordt terug gevormd naar zijn beginpositie (dipoolmoment nul) [12]. Bij de derde halve periode wordt terug een puls “in de juiste richting” gegeven, enz. Zo ontstaat een netto dipoolmoment en dus een netto pigmentbeweging, zelfs wanneer de netto waarde van het elektrische veld nul is. Dit verklaart waarom een blokgolf zonder DC-waarde die voldoende snel schakelt, toch een netto pigmentbeweging kan induceren.

Dit verschijnsel treedt niet op bij grijze pixels waarin de pigmenten uniform verdeeld zijn omdat in dit geval de DEP-bijdrage te verwaarlozen is. De pigmenten liggen te ver uit elkaar om niet-uniformiteiten in het elektrische veld te induceren en een wezenlijke DEP-term te genereren.

Bovendien is nu duidelijk waarom het omschakelen bij zuiver AC-veld enkel naar grijs is en niet van zwart naar wit of omgekeerd. Van zodra de pigmenten te ver uit elkaar zijn –ten gevolge van diffusie– valt de DEP-werking weg en schiet enkel nog elektroforese over. Zoals echter vermeld in paragraaf 3.1 is er geen elektroforetische term wanneer het tijdsgemiddelde van het elektrische veld nul is. De beweging stopt dus vóór de pigmenten volledig zijn omgeschakeld, de respons gaat van zwart of wit naar grijs. De beweging valt zelfs al stil vóór halfweg: zoals vermeld in paragraaf 2.4 schakelt een zwarte pixel om naar donkergrijs en een witte pixel naar lichtgrijs.

3.3.4 Passieve matrix aanstuurschema

Dankzij de nieuwe inzichten in het belang van de DEP-term is het mogelijk het passieve matrix aanstuurschema te verklaren dat ontwikkeld werd als onderdeel van het eindwerk [7]. De afhankelijkheid van de frequentie van de aanstuurspanning werd in vorige paragraaf besproken. De reden dat het aanstuurschema enkel werkt bij voldoende hoge omschakelsnelheden is dat enkel dan een netto dipoolmoment ontstaat waardoor de DEP-invloed merkbaar is. Wanneer zou worden aangestuurd met een golfvorm die voldoende traag omklapt, zodat de dipool telkens kan volgen, zou de netto DEP-kracht nul zijn. Er zou geen verschil zijn tussen een AC-spanning met DC-component en het enkel aanleggen van die DC-spanning.

Het drempelgedrag dat dus ontdekt werd, is geen spanningsdrempel zoals we die kennen uit LCDs, maar een frequentiedrempel. Vanaf een bepaalde frequentie schakelt de spanning sneller om dan de dipool en

komen DEP-krachten in het spel. Deze DEP-krachten kan men tot uiting laten komen door een AC-component toe te voegen aan de DC-component die de elektroforetische bijdrage bepaalt. Hoe groter de amplitude van de AC-component, hoe groter het geïnduceerde dipoolmoment. De grootte van dit dipoolmoment wordt uitgedrukt door vgl. 12. Vandaar dat de optische respons toeneemt met de amplitude van de AC-component, zelfs bij gelijke DC-component.

4 Besluit

De optische respons van een omschakelend EPID-pixel vertoont enkele eigenschappen die niet kunnen verklaard worden met de wetten van elektroforese. Deze voorspellen bij aanleggen van het elektrische veld een onmiddellijke pigmentbeweging met constante snelheid. In een EPID wordt echter een delaytijd waargenomen in de beweging van de pigmenten. Bovendien is het niet mogelijk de metingen bij omschakelen te fitten aan de theorie van elektroforese. Ook is het met de elektroforetische theorie niet mogelijk de werking van het ontwikkelde passieve matrix aanstuurschema te verklaren. Bijvoorbeeld het schakelen van zwart en wit naar grijs bij aanleggen van een voldoende snel schakelende spanning met DC-waarde nul, volgt niet uit elektroforese.

Bij colloïdale deeltjes die dicht bij elkaar liggen in een extern aangelegd uniform veld, mag de bijdrage van DEP niet verwaarloosd worden. Dit is typisch het geval bij de pigmenten van een pixel dat naar zwart of wit geschakeld is. Om het schakelgedrag bij omkeren van de spanning te kunnen verklaren, is het nodig de DEP-term toe te voegen aan de elektroforetische bijdrage. Hierbij wordt rond de pigmenten een dipool gevormd die een niet-uniformiteit in het elektrische veld induceert en aanleiding geeft tot een DEP-bijdrage. Deze dipool wordt gevormd met een tijdsconstante gegeven door de formule van Schwarz. Naarmate de pigmenten weg bewegen van de elektrode, daalt de niet-uniformiteit en de afscherming van het elektrische veld waardoor elektroforese dominant wordt over DEP.

Door de DEP-bijdrage in rekening te brengen is het mogelijk de delaytijd bij omschakelen, het schakelen bij zuivere AC-spanning en de werking van het passieve matrix aanstuurschema te bepalen. Ook de overeenkomst tussen metingen en theorie klopt nu.

5 Referenties

- [1] R. Liang, J. Hou, J. Chung, X. Wang, C. Pereira and Y. Chen, Microcup Active and Passive Matrix Electrophoretic Displays, by Roll-to-Roll Manufacturing Processes, Proceedings of the Society for Information Display 2003 International Symposium. 2003. pp. 838-841.
- [2] F. Strubbe, Fysisch gedrag van elektroforetische inkt voor elektronische beeldschermen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2004.
- [3] C. Lu and J. Yu, Dielectric Response of a Dilute Oil-in-Water Emulsion Solution, Chinese Journal Of Physics, 40 (1). 2002. pp. 60-68.
- [4] A. Chiang, Conduction Mechanism of Charge Control Agents Used in Electrophoretic Display Devices, Proceedings of the SID, 18 (3 & 4). 1977. pp. 275-282.
- [5] J. Groenewold, M.A. Dam, E. Schroten and G. Hadziioannou, A simulation for the "Electronic Ink" in electrophoretic displays, Proceedings of the 22nd International Display Research Conference. 2002. pp. 671-674.
- [6] V. Novotny, Particle charges and particle-substrate forces by optical transient, J. Appl. Phys., 50 (1). 1979. pp. 324-332.
- [7] T. Bert and G. Van Steenberge, Karakterisatie en aansturing van elektroforetische beeldschermen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2002.
- [8] M.A. Hopper and V. Novotny, An electrophoretic Display, Its Properties, Model, and Addressing, IEEE Transactions on Electron Devices, 26. 1979. pp. 1148-1152.
- [9] N.G Green and H. Morgan, Dielectrophoretic investigations of sub-micrometre latex spheres, Journal of Physics D: Applied Physics, 30. 1997. pp. 2626-2633.
- [10] P. Gascoyne and J. Vykoukal, Particle separation by dielectrophoresis, Electrophoresis, 23. 2002. pp. 1973-1983.
- [11] M. Mandel and T. Odijk, Dielectric Properties of Polyelectrolyte solutions, Annual Review Physical Chemistry, 35. 1984. pp. 75-108.
- [12] Y. Hu and M. Chen, Computer simulation of polarization of mobile charges on the surface of a dielectric sphere in transient electric fields, Journal of Electrostatics, 43. 1998. pp. 19-38.

[13] X.B. Wang, Y. Huang, P. Gascoyne and F. Becker, Particle dipole-dipole interaction in AC electric fields, IEEE EMBS, 16. 1994. pp. 774-775.

[14] T. Bert and H. De Smet, Dielectrophoresis in electronic paper, Displays, 24. 2003. pp. 223-230.

[15] P. Kralchevsky, N. Denkov, I. Ivanov and A. Nikolov, Attraction between Brownian Particles of Identical Charge in Colloidal Crystals, Chemical Physics Letters, 166 (4). 1990. pp. 452-458.

Hoofdstuk 4

Elektrische eigenschappen van EPIDs



“We could try a larger monitor with an ergonomic glare filter...but you’re still going to get headaches if you keep banging your head against the screen.”

In dit hoofdstuk worden de elektrische eigenschappen van EPIDs besproken. Het EPID-mengsel is een complex elektrochemisch systeem waarin zich verschillende geladen deeltjes bevinden. Tijdens normale werking wordt een elektrisch veld over dit mengsel aangelegd en bewegen de ladingen in de pixel, wat de beschrijving nog moeilijker maakt.

We zullen de eigenschappen van de elektrische stroom beschrijven en verklaren. Zowel het korte termijn transiëntgedrag als het steady state gedrag worden behandeld. De karakteristieke vorm van de stroomcurve zal verklaard worden.

1 Inleiding

Er kan veel geleerd worden over het ladingstransport in EPIDs uit stroommetingen. Wanneer een spanning wordt aangelegd over de pixel, beweegt de aanwezige lading naar de elektrodes. Onder invloed van diffusie en drift bewegen de ladingen uit elkaar en naar de overzijde van de pixel, evenwijdig met het aangelegde veld en in een zin bepaald door het teken van hun lading. Naarmate meer lading de elektrodes bereikt en minder lading in beweging is binnenin de pixel, wordt de stroom kleiner. De eigenschappen van dit ladingstransport komen tot uiting in de elektrische stroom die loopt. Alle eigenschappen van het transport van geladen deeltjes zullen in dit hoofdstuk dan ook uit stroommetingen afgeleid worden.

1.1 Ladingstranport in LCDs

De stroomrespons in een EPID lijkt goed op die in een LCD [1]. Er is een transiënt deel waarin de aanwezige ladingen in de pixel van de ene zijde naar de overzijde bewegen. Dit transiënt deel duurt zo lang de ladingen in beweging zijn binnenin de pixel en stopt wanneer deze ladingen de elektrode aan de overzijde bereiken (of de isolerende laag die daarop is aangebracht). Na dit transiënt deel volgt er een steady state deel waarin de stroom in stand wordt gehouden door generatie en recombinatie van lading in de pixel. Neutrale deeltjes in de pixel vormen geladen ionen als een gevolg van de krachten uitgeoefend door het externe elektrische veld en onderlinge botsingen. Deze tegengesteld geladen ionen bewegen in een verschillende richting in het elektrische veld en zorgen er op deze manier voor dat er stroom in de pixel blijft lopen. Eens toegekomen aan de elektrode kunnen ze terug recombineren tot neutrale deeltjes.

Bij LCDs wordt de vorm van de stroomcurve bepaald door de aanwezige ionen. Bij aanleggen van een spanningsstap heeft de stroom een stuksgewijs lineair verval [1]. Uit de helling van elk lineair stuk kan de mobiliteit van de verantwoordelijke lading voor dat deel van de stroomrespons bepaald worden. Meestal zijn twee duidelijk te onderscheiden hellingen definieerbaar. Hieruit kan de mobiliteit van de snelle (grootste helling) en trage (kleinste helling) ladingsdragers afgeleid worden. Deze ionen hebben een negatieve invloed op de optische eigenschappen van LCDs: de veldafscherming door de vrije ladingen verlaagt het interne elektrische veld waardoor de hoek

waarover de LC-moleculen gedraaid worden, verkleint. Dit vermindert hun inwerking op het invallende gepolariseerde licht. Vandaar dat de aanwezigheid van contaminerende ionen in LCDs zo veel mogelijk vermeden wordt.

1.2 Ladingen in EPIDs

De ionen die aanwezig zijn in EPIDs, zijn een neveneffect van het opladen van de pigmenten. Het surfactant (OLOA) dat toegevoegd wordt om de pigmenten een lading te geven, kan vrije ladingen induceren in het solvent. In EPIDs worden niet-polaire oplosmiddelen gebruikt. Hierin vormt OLOA spontaan inverse micellen. Dit zijn clusters van tientallen OLOA-moleculen die met hun hydrofiele koppen tegen elkaar zitten. De meeste inverse micellen zijn elektrisch neutraal, maar een inverse micel kan een netto lading met zich meedragen in de vorm van een extra ion in de kern. Dit kan gebeuren wanneer twee neutrale inverse micellen tijdens een botsing een kation (bijvoorbeeld een proton) uitwisselen en zo twee tegengesteld geladen inverse micellen vormen [2]. Het vormen van positieve en negatieve inverse micellen wordt generatie genoemd. Dit gebeurt in het hele celvolume. Slechts een klein percentage van de inverse micellen is geladen. Doorgaans slechts 1%.

Ook de pigmenten in een EPID zijn geladen, zij leveren dus ook een bijdrage aan de stroom door hun beweging in de pixel. De invloed van de pigmenten op de elektrische respons blijkt echter verwaarloosbaar te zijn [6,8]. Dit werd onder andere aangetoond door de stroomrespons van twee identieke samples op te meten: één gevuld met een normaal EPID-mengsel en één gevuld met enkel solvent en OLOA. De stroomcurves bleken in beide gevallen identiek: zowel qua vorm, als snelheid, amplitude, ... Dit wijst erop dat OLOA de belangrijkste parameter is die de elektrische respons bepaalt. De snelheid, lading en concentratie van de pigmenten zijn te klein om de stroom sterk te beïnvloeden. Het probleem van de geleiding is dus terug te brengen tot een systeem van zwakke elektrolyten, opgelost in een apolair diëlektricum. Dit is een complex probleem waar weinig kennis over bestaat.

In Hoofdstuk 3 werd de invloed van het pigment op de optische respons besproken, in dit hoofdstuk zullen we de invloed van de andere component, OLOA, op de elektrische respons bespreken. In paragraaf 3.4 zullen we een sluitend bewijs leveren voor het feit dat de inverse micellen inderdaad de bron van de stroom in het EPID zijn.

1.3 Transiënt vs. Steady state

Zoals vermeld in paragraaf 1.1 kunnen uit de vorm van de stroomrespons gegevens afgeleid worden over de ladingen die in de pixel in beweging zijn. Gegevens over mobiliteit, lading en concentratie volgen uit de specifieke eigenschappen van de stroomcurve. Bovendien wordt het vermogenverbruik van een beeldscherm sterk bepaald door de eigenschappen van de omschakelstroom. Bij gebruik van het beeldscherm zullen constante spanningstappen aangelegd worden om de pixels om te schakelen. Hoe lager de transiëntstroom is die vloeit bij dit omschakelen, hoe lager het vermogenverbruik zal zijn. Omdat EPIDs zullen gebruikt worden in elektronisch papier toepassingen, is het vermogenverbruik een belangrijke parameter. Een goed begrip van de transiëntstroom en manieren om deze te verlagen, zullen het vermogenverbruik reduceren.

Bij omschakelen van de spanning treedt een korte piek in de stroom op. Dit is een gevolg van de capacitieve ontlading van de pixelelektroden. De pixel heeft immers een intrinsieke capaciteit:

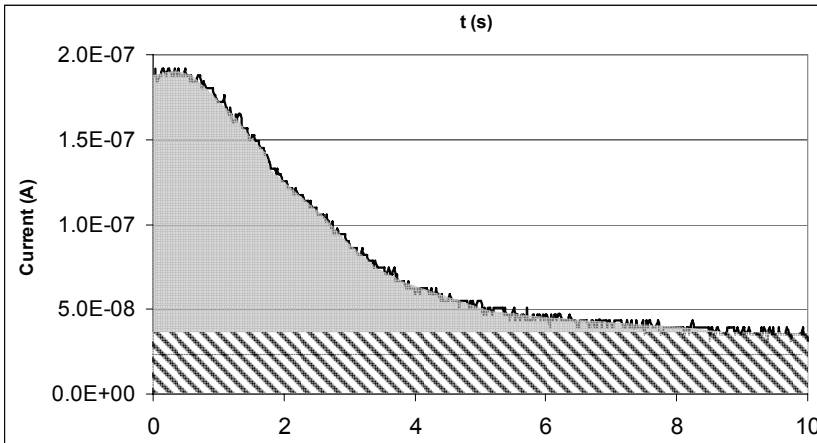
$$C = \frac{\epsilon A}{d} \quad (1)$$

Hierin is ϵ de diëlektrische constante van het medium, A de pixeloppervlakte en d de dikte van de pixel. Deze piek van enkele microseconden breed is geen gevolg van de interne ladingsherverdeling in de pixel en wordt dus ook niet in het transiënt deel meegerekend.

De oppervlakte onder de stroomcurve is een maat voor de hoeveelheid lading die betrokken is bij deze stroom. Dit volgt uit de basisformule voor elektrische stroom:

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (2)$$

De oppervlakte onder het transiënt deel is een maat voor de lading die vóór het aanleggen van de spanning in de pixel aanwezig is. De oppervlakte onder de steady state stroom is een maat voor de lading die bijkomend gegenereerd wordt. Deze twee betrokken types lading worden getoond in een typische EPID-stroomrespons in Figuur 1.



Figuur 1 Transiënt en steady state deel van een EPID-stroomrespons.

We zien een stroomrespons gedurende 10s waarbij constant eenzelfde spanning werd aangelegd. De stroom daalt asymptotisch van 190nA naar zijn eindwaarde van 39nA. Waarom deze eindwaarde niet nul is, zal in paragraaf 3 worden uitgelegd. Zoals al vermeld, is de totale oppervlakte onder deze stroomcurve een maat voor de betrokken lading. Hierbij dient onderscheid gemaakt te worden tussen de lading die bijdraagt tot de steady state stroom (gearceerd) en de lading die het transiënt deel bepaalt (lichtgrijs).

De spanningsafhankelijkheid van deze twee ladingen kan ons iets leren over hun afkomst [3]. Dit werd bestudeerd in Tabel 1.

Spanning	Q_t [C]	Q_{ss} per tijdseenheid [C/s]	Verhouding
5V	2.84E-3	2.53E-7	1.13E4
10V	4.22E-3	3.7E-7	1.13E4
20V	6.09E-3	5.38E-7	1.13E4

Tabel 1 Verband tussen transiënt- en steady state lading.

Er werd een langzame blokgolf (<0.2Hz) aangelegd met amplitude 5V, 10V en 20V. De oppervlakte onder het transiënt deel werd bepaald in Q_t en de oppervlakte onder de steady state stroom in Q_{ss} . Hierbij werd uitgemiddeld over de tijd om de afhankelijkheid van de periode van de blokgolf weg te werken. De verhouding tussen

transiëntlading en steady state lading blijkt onafhankelijk te zijn van de aangelegde spanning. Dit wil zeggen dat de betrokken ladingen van dezelfde bron afkomstig zijn [3].

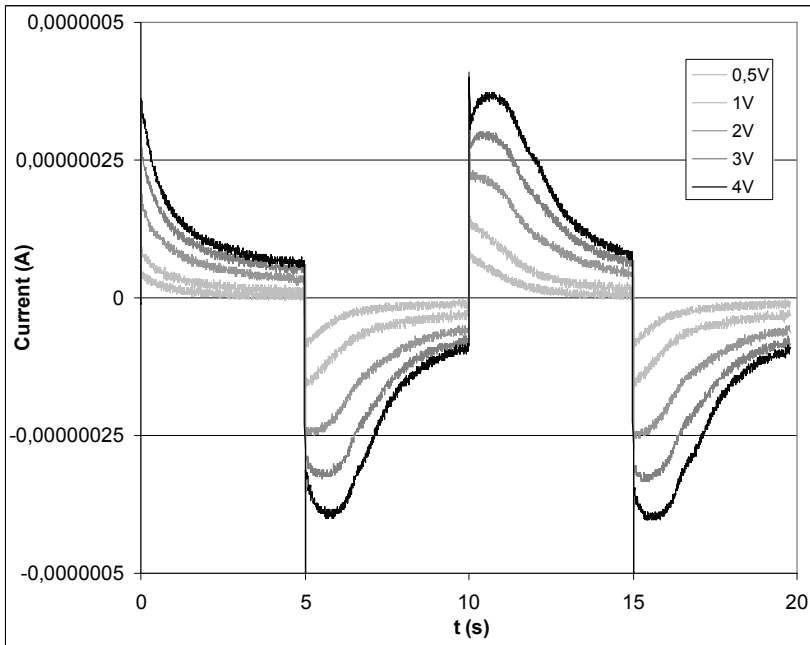
In paragraaf 2 zullen de eigenschappen van het transiënt deel besproken worden. De ladingen in dit deel zijn al aanwezig in de pixel vóór het schakelen. In paragraaf 3 zullen we zien dat de ladingen die het steady state deel bepalen pas achteraf gegenereerd worden.

De metingen in dit hoofdstuk werden allen gedaan op een 1-pigment technologie met TiO_2 als pigment (1.45 massa%), Isopar als solvent (96.22 massa%) en Sudan Blue als dye (0.58 massa%). Het mengsel zat tussen 2 met ITO gecoate glasplaatjes, op $125\mu\text{m}$ van elkaar gehouden met een spacer.

2 Transiëntstroom

2.1 Waarnemingen

De transiëntstroom daalt naarmate minder lading doorheen de pixel beweegt en aan de elektrode stil komt te liggen. In het ideale geval dat slechts één type geladen deeltjes aanwezig is, zal de transiëntstroom lineair dalen tot nul, het moment waarop geen lading meer beweegt. Dit wordt aangetoond in paragraaf 2.2.1. Onder sommige omstandigheden is het in EPIDs echter mogelijk dat de stroomrespons op een spanningsstap toeneemt alvorens asymptotisch naar zijn eindwaarde te dalen. Er is dan een piek in de transiëntcurve zichtbaar. Dit wordt enkel gemeten bij voldoende grote spanningen, maar echter nooit wanneer een spanning wordt aangelegd na een lange periode van kortsluiten. Dit wordt getoond in Figuur 2.



Figuur 2 Transiënt stroomrespons bij aanleggen van blokgolven met verschillende amplitudes.

Vóór het aanleggen van de blokgolf werd het EPID voldoende lang kortgesloten opdat alle aanwezige lading zich uniform zou kunnen verdelen. We zien dat in de eerste halve periode de stromen enkel afnemen, voor elke aangelegde spanning. In de tweede halve periode zien we enkel nog een continue afname voor een amplitude van 0.5V en 1V. Bij omschakelen van -2V naar 2V is een vlak stuk in de eerste fase van de stroomrespons zichtbaar. Het omschakelen bij 3V en 4V gaat gepaard met een duidelijk zichtbare bult in de stroomrespons. De stroom neemt eerst in waarde toe om pas na het bereiken van een maximum te evolueren naar de eindwaarde. Hetzelfde gebeurt in alle volgende periodes waarin omgeschakeld wordt. Zowel voor positieve als negatieve spanningen treedt er een bult in de stroomrespons op wanneer de amplitude van de spanning voldoende groot is. De hoogte van de stroompiek neemt toe bij stijgende spanning. De piek komt ook later naarmate de amplitude van de blokgolf toeneemt.

In paragraaf 2.2 zullen we formules afleiden waarmee het mogelijk is de ladingsverdeling aan de stroomrespons te koppelen. In paragraaf 2.3 zullen enkele meetresultaten geïnterpreteerd worden aan de hand van de formules uit paragraaf 2.2.

2.2 Formules

Als een spanning over een pixel wordt aangelegd, bewegen de ionen naar de elektrode met tegengesteld teken. Daardoor heeft de spanning de neiging te verkleinen wegens de capacitieve wet:

$$Q = CV \quad (3)$$

Een pixel waarbij tussen de vlakke elektrodes een niet-geleidend medium aanwezig is en lading wordt opgestapeld, is immers niets anders dan een condensator. Omdat de aangelegde spanning echter constant is, zullen de ionen een tegengestelde beeldlading op de elektrodes induceren, waardoor er een stroom in het uitwendige circuit vloeit. Het is deze stroom die gemeten wordt over de klemmen en die zal gebruikt worden om de ladingsverdeling te karakteriseren.

De vergelijking van Poisson geeft de invloed van de ladingen op het interne elektrische veld:

$$\epsilon_0 \epsilon_r \nabla E = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{dE}{dz} = \rho(z) = e \sum_i n_i z_i \quad (4)$$

Hierin is ρ de ladingsdichtheid (C/m^3). Het interne elektrische veld is dus groter daar waar meer positieve dan negatieve ladingen zijn en kleiner waar het omgekeerd is. Omdat de spanning V over de pixel extern constant wordt gehouden, zal het gemiddelde veld wel gelijk blijven aan V/d . Bij hoge concentraties aan geladen deeltjes (typisch vanaf $10^{20} m^{-3}$) wordt het veld heel groot aan de wanden waar ionen van één type zich opstapelen. Dicht bij de wand bewegen de deeltjes snel, in het centrum bewegen ze trager.

De mobiliteit van een ion wordt gedefinieerd als:

$$\mu = \frac{v}{E} \left[\frac{m^2}{Vs} \right] \quad (5)$$

De snelheid van het ion onder invloed van het elektrische veld E (V/m) is v (m/s). De mobiliteit is positief voor positieve ionen, en negatief voor negatieve ionen. Elk ion steekt de pixel over na een transitstijd t_{tr} die gegeven wordt door:

$$t_{tr} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\mu V} \quad [s] \quad (6)$$

Het verband tussen stroomdichtheid (A/m^2) en lading wordt gegeven door [2]:

$$J(z, t) = \sum_i J_i(z, t) = \sum_i \left(J_i^{drift}(z, t) + J_i^{diffusie}(z, t) \right) \quad (7)$$

$$J(z, t) = \sum_i \left(z_i e \mu_i n_i(z, t) E(z, t) - z_i e D_i \frac{\delta n_i(z, t)}{\delta z} \right)$$

Er wordt gesommeerd over alle ionsoorten met valentie z_i , mobiliteit μ_i en concentratie n_i . E is het lokale elektrische veld en D de diffusieconstante (m^2/s). Deze is verbonden met de mobiliteit via de Einsteinrelatie:

$$D = \frac{\mu k T}{ze} \quad (8)$$

2.2.1 Aanschakelstroom

Wanneer slechts één type lading aanwezig is, kunnen we de formules vereenvoudigen. Wanneer deze ladingen een lage concentratie hebben en homogeen verdeeld zijn, is het lokale veld overal gelijk aan het externe veld. De stroom (nu in ampère door vermenigvuldiging met de pixeloppervlakte A) daalt dan lineair in de tijd:

$$I(t) = e \mu n_{tot} A E \left(1 - \frac{t}{t_{tr}} \right) + I_{lek} \quad [t \leq t_{tr}] \quad (9)$$

$$I(t) = I_{lek} \quad [t > t_{tr}]$$

Hierin is I_{lek} de steady state stroom die kan blijven lopen nadat alle ladingen de elektrodes hebben bereikt.

Door het integreren van de stroom van $t=0$ tot $t=t_{tr}$, vinden we de totale getransporteerde lading:

$$Q = \int_0^{t_{tr}} (I(t) - I_{lek}) dt = \frac{n_{tot} e d A}{2} \quad (10)$$

Deze formule blijft geldig bij grote ionenconcentraties omdat de geïntegreerde stroom identiek is. De factor 2 in de noemer komt er omdat, wanneer gestart wordt van een homogene verdeling, de ladingen gemiddeld slechts over een halve pixeldikte bewegen. Typische waarden voor de concentratie van de geladen deeltjes in een EPID, gehaald uit stroommetingen, liggen tussen 10^{17} en $10^{21} m^{-3}$ [4].

We kunnen vgl. 7 herschrijven met de parameters van OLOA ($z = \pm 1$, dubbel of hoger geladen inverse micellen komen bijna niet voor) en

hiermee de mobiliteit bepalen. Wanneer in de startconfiguratie de ionen en het veld homogeen verdeeld zijn, is de diffusie-term nul. Door vermenigvuldigen met de pixeloppervlakte A vinden we:

$$I(0) = \sum_i eA\mu n_i E = \sum_i \frac{eA\mu n_i V}{d} = \frac{eA\mu n_{tot} V}{d} [A] \quad (11)$$

We kunnen dus de mobiliteit halen uit de startstroom bij aanschakelen van een pixel waarin de ladingen uniform verdeeld liggen:

$$\mu = \frac{I(0)d}{eAn_{tot}V} \quad (12)$$

Hierbij is de lekstroom niet meegerekend in $I(0)$. Typische waarden voor de mobiliteit van de ladingsdragers in een EPID liggen rond $4 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [4]. Ook gegevens over de concentratie van ladingsdragers worden het makkelijkst gehaald uit de transiëntstroom bij aanschakelen van een pixel waarin de ladingen homogeen verdeeld zijn.

2.2.2 Omschakelstroom

Bij omschakelen van de spanning dienen we deze theorie aan te passen. In de startconfiguratie liggen de ladingen dicht opeengestapeld aan de elektrodes en de veronderstelling dat het interne veld homogeen is en gelijk is aan het externe veld, is niet meer geldig. Bij hoge concentraties kan het veld in het centrum van de cel zelfs van teken omkeren, maar blijft het bijna onveranderd aan de wand. In dit geval is het moeilijk om formules voor het stroomverloop af te leiden. Hiervoor dient vgl. 7 gecombineerd te worden met vgl. 4 en de ionaire bewegingsvergelijking voor een gesloten systeem:

$$\nabla \cdot J + \frac{\delta \rho}{\delta t} = 0 \quad (13)$$

Deze set vergelijkingen kan niet exact opgelost worden voor het geval van een EPID en enkel iteratieve processen zijn mogelijk [5].

2.3 Kwalitatieve verklaring

De exacte beweging van de ladingen is niet zomaar eenvoudig af te leiden uit de aangelegde spanning, omdat de lading zelf ook een invloed op het interne elektrische veld heeft. Het veld opgewekt door deze lading volgt uit de wet van Poisson en kan bepaald worden door

middel van vgl. 4. Dit veld dient opgeteld te worden bij het extern aangelegde elektrische veld. Hoe groter de ladingsconcentratie ρ , hoe groter deze verstoring van het elektrische veld. Bovendien zorgt de dubbellaag, gevormd door ladingen aan de elektrode en geïnduceerde tegenladingen in de elektrode, ook voor een substantiële veldafscherming [6].

Wanneer de pixel lange tijd kortgesloten werd, zullen de aanwezige ladingen uniform verdeeld zijn. Dit is een gevolg van de diffusiekrachten tussen de deeltjes die het systeem in een toestand met minimale energie trachten te brengen. Omdat nu de ladingsconcentratie overal op hetzelfde lage niveau ligt, zal de verstoring van het externe elektrische veld nergens heel hoog zijn. Alle ladingen voelen hetzelfde elektrische veld, dat nagenoeg gelijk is aan het uitwendig aangelegde veld. Ze bewegen allemaal met dezelfde snelheid naar de elektrodes toe en de stroom daalt naar zijn steady state waarde naarmate meer ladingen aan de elektrode stoppen.

Wanneer echter omgeschakeld wordt vanaf een spanning verschillend van nul, is de beginsituatie er een waarbij de ladingen dicht opeengestapeld aan de elektrode liggen. De daaruit volgende gradiënt in het elektrische veld is voldoende groot zodat niet alle lading hetzelfde veld voelt. Deze veldafscherming werd ook al beschreven in Hoofdstuk 3 waar ze ervoor zorgde dat bij pigmenten gestapeld aan de elektrode, DEP dominant wordt boven elektroforese. Wanneer de aangelegde spanning heel klein is, kan het zelfs zijn dat de ladingen aan de elektrode het externe veld volledig afschermen. Dit wordt space-charge limitation (SCL) genoemd.

Wanneer de spanning wel voldoende groot is, gebeurt het volgende. Door de hoge concentratie aan ladingsdragers is het interne veld veel lager dan het externe veld en bewegen de ladingen in de bulk met een veel kleinere driftsnelheid dan die aan de wand. De nettobeweging naar de andere elektrode gebeurt aan een lage snelheid. Naarmate de ionen door diffusie verder uit elkaar gaan, daalt de maximale waarde van de ladingsconcentratie. De afscherming als gevolg van de Poisson-wet vermindert en het interne veld stijgt. De snelheid van de deeltjes wordt groter en de amplitude van de stroom neemt toe. Op een bepaald moment is er een ladingsbeweging in de pixel die aanleiding geeft tot een maximale stroom: de ladingen zijn allemaal losgekomen van de elektrodes en zijn quasi-uniform verdeeld binnenin de pixel. Ze voelen een veld dat niet veel verschilt van het externe veld: de stroombult bereikt zijn maximale waarde. Als er verschillende pieken zouden optreden in de transiënt respons, zou dit

erop wijzen dat verschillende ionsoorten bijdragen aan de elektrische stroom [7, 11]. Elk type ion met zijn specifieke afmeting en mobiliteit bereikt dan op verschillende momenten een maximale snelheid. Dit geeft aanleiding tot een verschillende ligging in de tijd van de stroompiek per ionsoort. Uit het feit dat in EPIDs slechts één stroompiek optreedt, mag afgeleid worden dat de positieve en negatieve ladingsdragers die de elektrische stroom bepalen, dezelfde eigenschappen hebben. Hopper en Novotny voerden het begrip van de "virtuele elektrode" in om aan te duiden dat enkel in de bulk het veld uniform is, maar dicht bij de elektrodes verstoord wordt [7]. Deze virtuele elektrodes liggen dan dicht bij elkaar dan de echte elektrodes en bakenen de zone van uniforme (maar lagere) veldsterkte af. De piektijd valt dan samen met het tijdstip waarop de virtuele elektrodes verdwenen zijn en waarop het veld overal uniform is.

Na het bereiken van het maximum neemt de stroom terug af omdat de ladingen de elektrode aan de overzijde bereiken en daar stoppen. Als alle ionen terzelfdertijd zouden loskomen en aan de extern opgelegde driftsnelheid doorheen de pixel bewegen, zou de stroom een constante waarde hebben tot de groep ladingen aan de elektrode komt. De stroom zou dan oneindig snel op nul vallen. Uit het feit dat de stroom slechts traag asymptotisch daalt, kan afgeleid worden dat de groep geladen deeltjes door diffusie sterk uit elkaar beweegt.

Uit de kwalitatieve bespreking tot nu toe volgt dat het optreden van de stroombult niet enkel afhangt van de aangelegde spanning, maar ook van de distributie van de ladingen voordat deze spanning werd aangelegd. Dit wil zeggen dat de spanning die in de vorige stap werd aangelegd ook een invloed heeft op de stroomrespons.

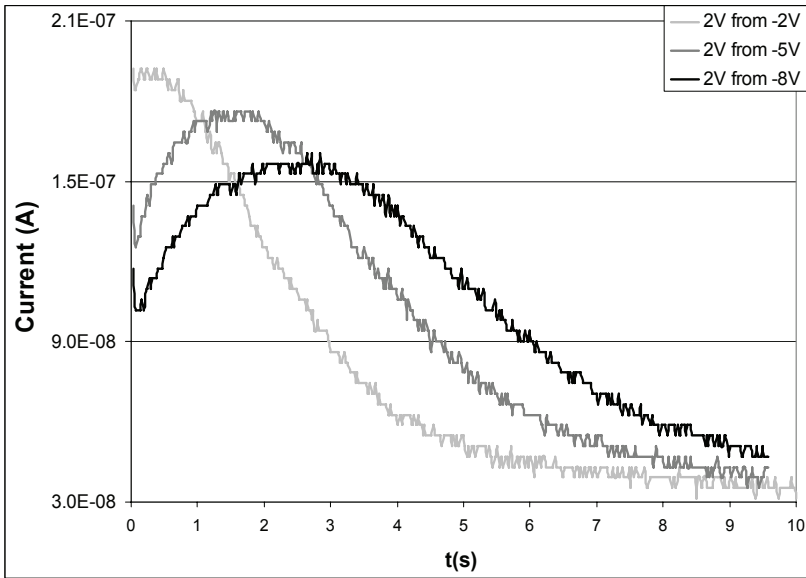
- Wanneer de spanning in de vorige stap laag was, liggen de ladingen quasi homogeen verdeeld. De concentratie is overal laag, net als de interne gradiënt die het externe veld verstoort. Wanneer nu de schakelspanning wordt aangelegd, zullen de ladingen vrijwel onmiddellijk de maximale snelheid bereiken. De transientstroom vertoont geen (of een klein) maximum. Dit is te zien op de curves bij 0.5V, 1V en 2V in Figuur 2.
- Wanneer de spanning in vorige stap een hoge amplitude had, zullen de ladingen dicht opeengepakt aan de elektrode liggen. De ladingsconcentratie is hoog en de Poissonafscherming eveneens. Wanneer nu een schakelspanning wordt aangelegd zullen de ladingen trager loskomen en zal het maximum in de stroom later bereikt worden (zie ook de curves bij 3V en 4V in Figuur 2)

Tot nu toe werd verondersteld dat het interne veld wordt afgeschermd door de ladingen aan de elektrode en de stroom pas een maximum bereikt wanneer de verdeling bijna uniform is. Op dat moment is het driftveld bijna gelijk aan het externe veld omdat door diffusie de concentratie overal voldoende gedaald is om Poisson-verstoring te verwaarlozen. Moest dit inderdaad het geval zijn, zou de omschakelstroom nooit hoger zijn dan de aanschakelstroom. De startstroom zou lager zijn bij omschakelen dan bij aanschakelen, de maximale waarde van de stroomrespons bij omschakelen zou even groot moeten zijn als de startstroom bij aanschakelen. Dit komt niet overeen met de metingen. Op Figuur 2 is te zien dat de waarde van de startstroom hoger ligt bij omschakelen (2^e, 3^e en 4^e halve periode) dan bij aanschakelen.

Ook de maximale waarde van de stroomrespons (top van de stroombult) ligt hoger dan de maximale waarde van de aanschakelstroom. Dit wil zeggen dat een extra bijdrage aan de stroom dient in rekening gebracht te worden. Deze bijdrage is afkomstig van de versterkte diffusie, de 2^e term in vgl. 7 die tot nu toe verwaarloosd werd. Wanneer ladingen dicht opeengestapeld liggen aan de elektrode onder invloed van de (vorige) spanning, bevinden ze zich in een hogere energie-toestand: net als een samengedrukte veer zullen ze meer ruimte innemen van zodra de drijvende kracht wegvalt of van teken omkeert. Door diffusie evolueren ze naar een uniforme verdeling toe, deze diffusie wordt versterkt naarmate ze dichter gestapeld liggen aan de elektrode. Het is deze bijdrage die opgeteld moet worden bij de driftbijdrage en mee zorgt voor de afhankelijkheid van de vorige spanning.

2.4 Meting van de afhankelijkheid van de vorige spanning

Om bovenstaande kwalitatieve theorieën te verifiëren, werd de afhankelijkheid van de stroomrespons van de spanning in de vorige stap bepaald. Dit wordt getoond in Figuur 3.



Figuur 3 Transiënt stroomrespons bij aanleggen van 2V bij verschillende waarden van de spanning in de vorige stap.

Er werd gedurende 10s een spanning van 2V aangelegd. Alvorens deze spanning aan te leggen, werd voldoende lang (30s) een spanning met omgekeerd teken aangelegd om de ladingen stabiel aan de elektrode te plaatsen. De amplitude van deze tegengestelde spanning was 2V, 5V en 8V.

De helling waarmee de stroom zijn eindwaarde bereikt, is groter naarmate de spanning in de vorige stap lager was. Dit volgt uit de kwalitatieve bespreking van paragraaf 2.3. Bij een grote aangelegde spanning in de vorige stap, zal een grote diffusiekracht werken op de groep ladingen. De driftkrachten kunnen niet op volle sterkte werken door de veldafscherming. De verdeling van geladen deeltjes zal sterk uitgesmeerd worden terwijl ze door drift naar de andere elektrode worden gebracht. Naarmate meer ladingen deze elektrode bereiken, neemt de stroom af naar zijn eindwaarde.

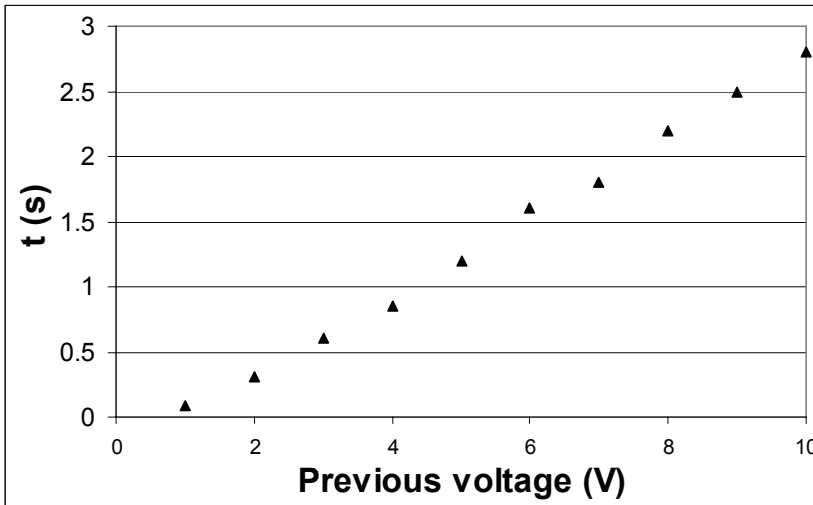
Als de spanning in de vorige stap echter laag was, wint bij omschakelen drift aan belang ten opzichte van diffusie. De groep geladen deeltjes zal relatief compact blijven naarmate hij onder invloed van de externe driftkracht naar de overzijde beweegt. De netto translatie zal bovendien sneller zijn omdat de driftcomponent nu niet te lijden heeft onder de veldafscherming. De eerste ladingen bereiken sneller de overkant dan in het vorige geval. De

stroomafname zal vroeger ingezet worden, dit is ook te zien in Figuur 3. De ladingen komen kort na elkaar toe aan de overzijde en de stroom daalt snel naar zijn eindwaarde.

Enkele andere, kwantitatieve eigenschappen van de stroombult worden hierna besproken

2.4.1 Plaats van de stroompiek

De maximale waarde van de stroombult ligt later naarmate de spanning in de vorige stap hoger was. Dit is een gevolg van de stijgende veldafscherming bij een hogere vorige spanning waardoor de snelheid van de geladen deeltjes later hun maximale waarde bereikt. Ook de maximale waarde van de stroom wordt dus later bereikt. De evolutie van de positie in de tijd van de stroompiek in functie van de spanning in de vorige stap wordt getoond in Figuur 4.

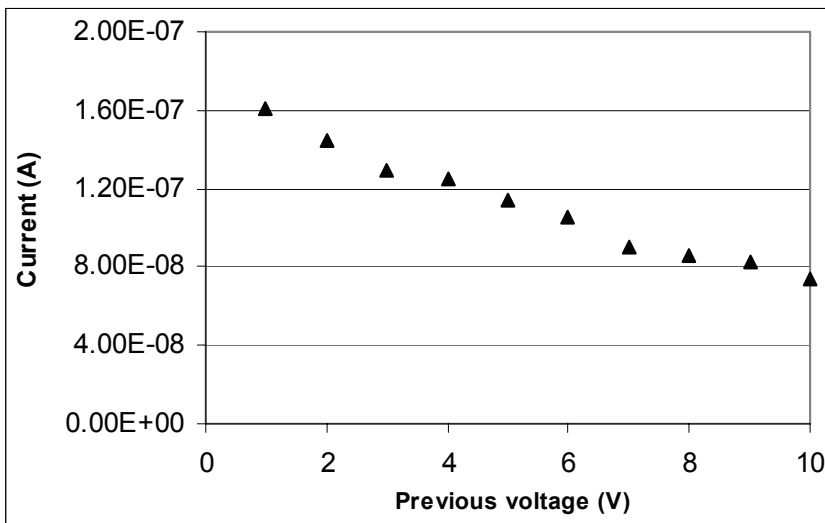


Figuur 4 Positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.

De aangelegde spanning bedroeg 2V. De spanning in de vorige stap varieerde tussen 1V en 10V. Er kan een bijna lineaire toename in de positie van de maximale stroomwaarde waargenomen worden. Deze vergrotende peaktijd wijst op een lager wordende mobiliteit van de ladingen [3].

2.4.2 Amplitude van de startstroom

De startstroom is lager wanneer de vorige spanning hoger was. Dit is eveneens een gevolg van de hogere veldafscherming: bij omschakelen wordt het aangelegde veld sterker afgeschermd, het interne veld is lager. De ladingen dicht bij de bulk bewegen veel trager, niet of soms zelfs in de omgekeerde richting dan de ladingen dicht bij de elektrode. De netto beweging van lading doorheen de pixel heeft dus een kleinere startsnelheid en de startstroom is lager. De evolutie van de startstroom bij verschillende waarden van de vorige aangelegde spanning wordt getoond in Figuur 5.



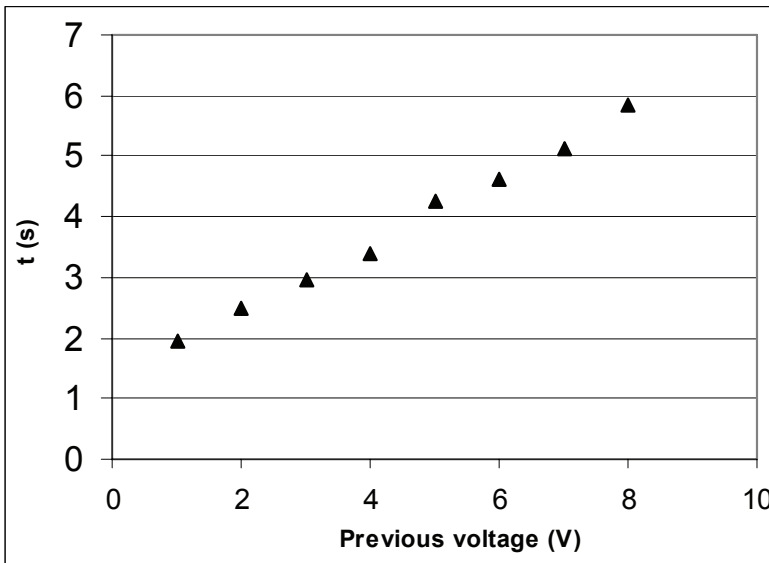
Figuur 5 Waarde van de startstroom in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.

De aangelegde spanning bedroeg 2V, de spanning in de vorige stap varieerde van 1V tot 10V. De spanning werd voldoende lang aangelegd om een stabiele verdeling van de ladingen aan de elektrode te verzekeren. In Figuur 5 is te zien dat, net zoals de positie van de stroompiek, ook de startstroom lineair afneemt met de amplitude van de aangelegde spanning in de vorige stap.

Als startstroom werd hierbij de minimale waarde van de stroom bij aanvang van de stroombult genomen. De capacitieve ontladingspiek die hier nog voor optreedt, werd niet meegerekend omdat deze geen gevolg is van het ladingstransport dat ons interesseert.

2.4.3 Breedte van de stroombult

De breedte van de bult neemt toe naarmate de amplitude van de spanning in de vorige stap hoger was. Dit is een gevolg van de tragere startsnelheid en een grotere spreiding op de snelheden als gevolg van de verhoogde diffusie. Het verschil tussen minimale en maximale bereikte snelheid is hoger, alsook de tijdspanne waarop dit snelheidsverschil overbrugd wordt. Als breedte van de stroombult werd de tijd genomen tussen de startstroom en het ogenblik waarop de stroom opnieuw dezelfde waarde bereikt. De evolutie van deze breedte in functie van de vorige spanning wordt getoond in Figuur 6.

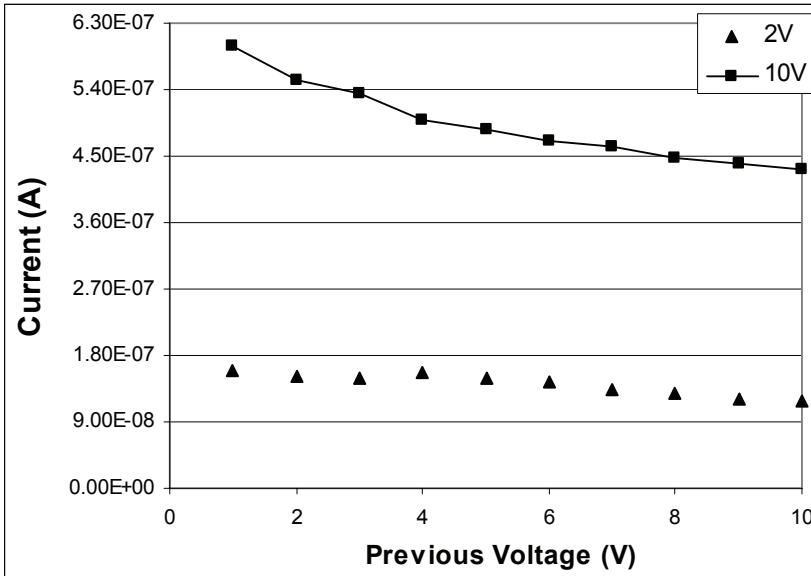


Figuur 6 Breedte van de stroombult in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.

De aangelegde spanning bedroeg 2V, de spanning in de vorige stap varieerde van 1V tot 8V. De spanning werd voldoende lang aangelegd om een stabiele verdeling van de ladingen aan de elektrodes te verzekeren. Ook de stroombult wordt lineair breder naarmate de amplitude van de vorige spanning toeneemt.

2.4.4 Maximale stroomwaarde

De maximaal bereikte stroomwaarde neemt af wanneer een hogere vorige spanning werd aangelegd. De evolutie van de amplitude van deze stroompiek in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap wordt in Figuur 7 getoond.

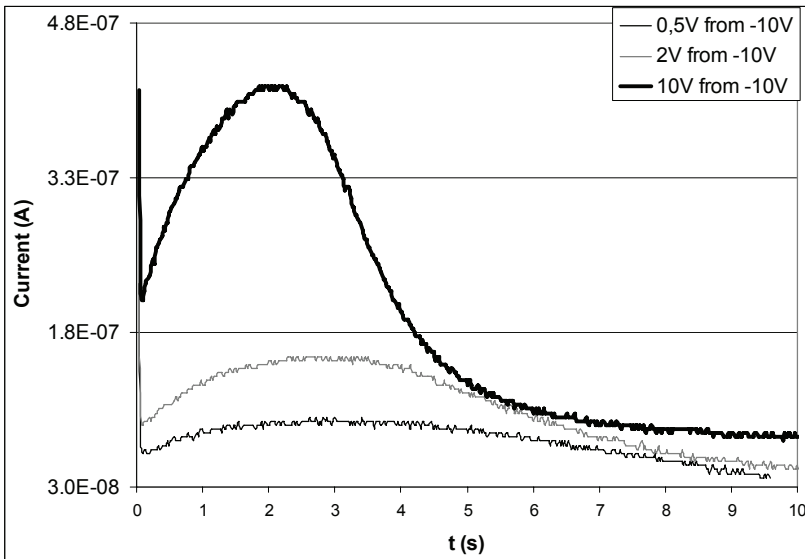


Figuur 7 Maximale waarde van de stroomrespons in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.

De aangelegde spanning bedroeg 2V en 10V. De spanning in de vorige stap varieerde tussen 1V en 10V. Er kan een bijna lineaire afname in de maximale stroomwaarde waargenomen worden. Dit werd ook waargenomen door Hopper en Novotny [7].

2.5 Meting van de afhankelijkheid van de aangelegde spanning

Figuur 8 toont de afhankelijkheid van de transiënt stroomrespons van de aangelegde spanning bij constante waarden van de amplitude van de spanning in de vorige stap.

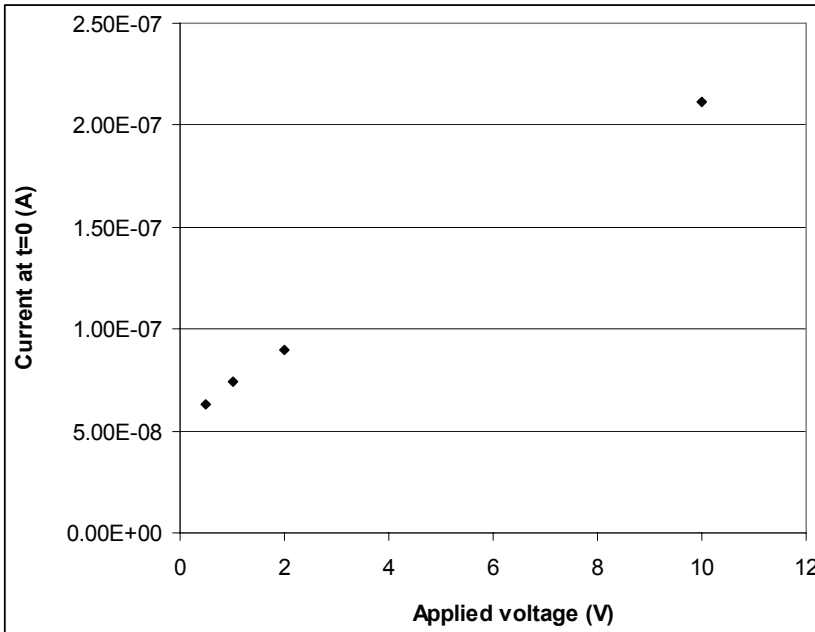


Figuur 8 Transiënt stroomrespons bij aanleggen van verschillende spanningen na -10V in de vorige stap.

De vorige aangelegde spanning was telkens -10V. Deze werd voldoende lang (30s) aangelegd om een stabiele ladingsverdeling aan de elektrode te bekommen. De aangelegde spanning was 0.5V, 1V, 2V en 10V. De stroombult wordt hoger, smaller en zijn maximum ligt vroeger naarmate de aangelegde spanning toeneemt. De waarde van de startstroom neemt toe met de aangelegde spanning. Dit wordt in de volgende paragrafen meer uitgewerkt.

2.5.1 Amplitude van de startstroom

De evolutie van de startstroom in functie van de aangelegde spanning bij een constante vorige spanning wordt in Figuur 9 getoond.

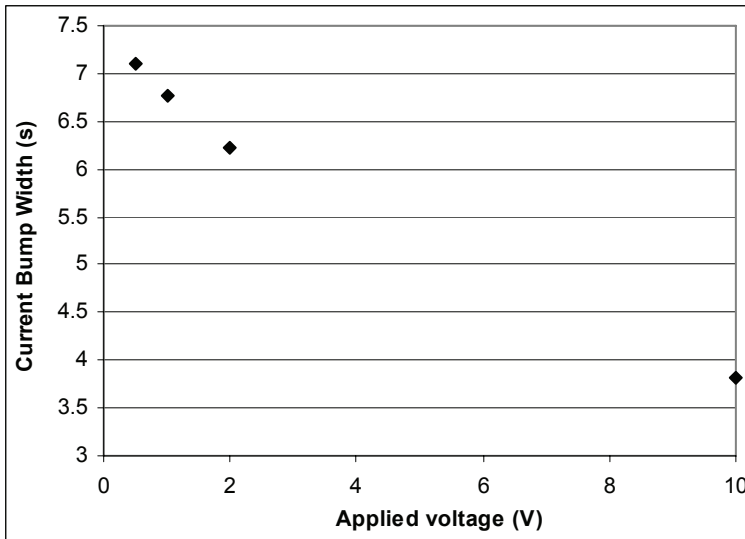


Figuur 9 Waarde van de startstroom in functie van de aangelegde spanning.

De vorige aangelegde spanning was telkens -10V. Deze werd voldoende lang aangelegd om een stabiele ladingsverdeling aan de elektrode te bekomen. De startstroom neemt toe wanneer de aangelegde spanning groter wordt. Er is een lineair verband te zien. Het uitwendige veld is lineair evenredig met de aangelegde spanning. Omdat de spanning in de vorige stap constant was –en dus ook de startconfiguratie van de deeltjes– is de veldverstoring in het begin constant. Van het aangelegde veld wordt in alle vier de gevallen dezelfde Poisson-bijdrage afgetrokken en het verband blijft lineair. Dit is zoals in vgl. 11 waarbij we van het elektrische veld nu de Poisson-verstoring moeten aftrekken, maar het verband toch lineair blijft.

2.5.2 Breedte van de stroombult

De evolutie van de breedte van de stroombult in functie van de aangelegde spanning bij constante vorige spanning wordt getoond in Figuur 10.

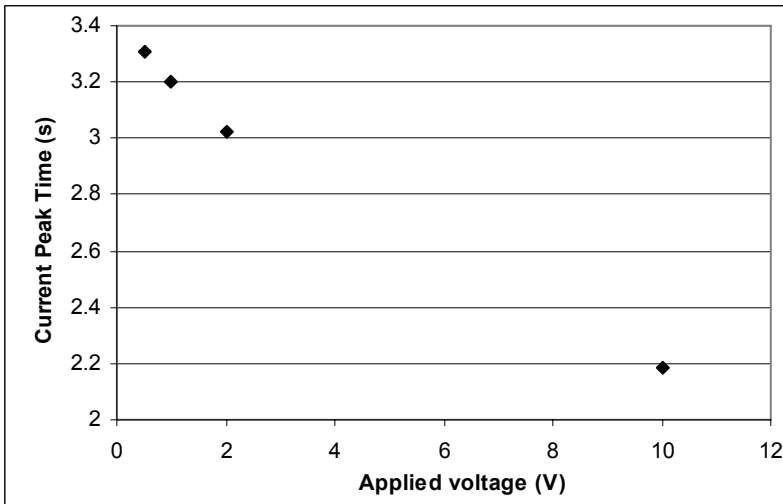


Figuur 10 Breedte van de stroombult in functie van de aangelegde spanning.

De vorige aangelegde spanning was telkens -10V. Deze werd voldoende lang aangelegd om een stabiele ladingsverdeling aan de elektrode te bekomen. De breedte werd net zoals in paragraaf 2.4 gedefinieerd als de tijd tussen de startstroom en het bereiken van dezelfde stroomwaarde. De stroombult wordt smaller wanneer de aangelegde spanning groter wordt. Dat is logisch omdat de driftkrachten op de ladingen nu groter zijn en het transiënt deel van de stroomrespons sneller gedaan is. Dit verband lijkt op het $1/V$ -verband dat voorspeld wordt door vgl. 6. De invloed van de Poisson-afscherming is echter wel zichtbaar: de afname is minder snel dan in het perfect homogene geval.

2.5.3 Plaats van de stroompiek

De positie in de tijd van het maximum in de stroomrespons in functie van de aangelegde spanning wordt in Figuur 11 getoond.

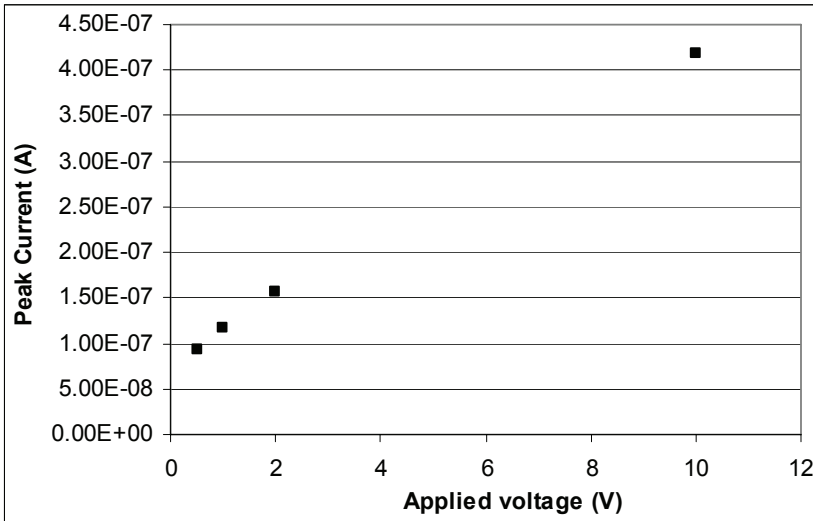


Figuur 11 Positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning.

De vorige aangelegde spanning was telkens -10V. Deze werd voldoende lang aangelegd om een stabiele ladingsverdeling aan de elektrode te bekomen. Het maximum komt vroeger te liggen naarmate de aangelegde spanning toeneemt. Het verband tussen de positie van het maximum in de stroom en de aangelegde spanning lijkt ook op het $(1/V)$ -verband dat vgl. 6 voorspelt. Dit werd ook voorspeld door Hopper en Novotny [7]. Ook hier is de afname minder steil door de invloed van de veldafscherming.

2.5.4 Maximale stroomwaarde

Het verband tussen de maximaal bereikte stroomwaarde en de aangelegde spanning wordt getoond in Figuur 12.



Figuur 12 Waarde van de maximale transientstroom in functie van de aangelegde spanning.

De vorige aangelegde spanning was telkens -10V. Deze werd voldoende lang aangelegd om een stabiele ladingsverdeling aan de elektrode te bekommen. De maximale waarde van de stroom neemt lineair toe met de aangelegde spanning. Ook dit is een gevolg van de lineaire afhankelijkheid van de externe driftkracht met de aangelegde spanning. Dit werd ook door Hopper en Novotny gemeten [8]. De piek wordt bereikt wanneer alle ladingen bijna uniform verdeeld zijn over de pixel en op dat moment een veld voelen dat niet veel verschilt van het externe veld.

3 Steady state stroom

3.1 Principe

Hierboven werd al vermeld dat de steady state waarde van de stroom niet nul is. Wanneer voldoende lang een spanning wordt aangelegd, zou men verwachten dat alle lading stil aan de elektroden gaat liggen waardoor de stroom op nul valt. Er blijkt echter een mechanisme aan het werk te zijn dat de stroom onderhoudt, zelfs na het transient deel. Deze steady state stroom is een gevolg van generatie en recombinatie van ladingen in de pixel. Deze ladingen zijn afkomstig van inverse micellen die van de neutrale toestand kunnen overgaan naar een

positief of negatief geladen toestand. Hieruit volgt dat de steady state stroom niet oneindig lang een constante waarde zal aanhouden. Door accumulatie van ladingen aan de elektrodes, daalt het interne veld. Hierdoor vermindert de generatie en de invloed ervan op de steady state stroom. Deze is dus eigenlijk een heel langzaam dalende stroom. De stroom na 20 minuten verschilt slechts enkele procenten van die na 100 seconden [7].

In paragraaf 3.2 zullen we de theoretische formules afleiden die het verband geven tussen lading en generatiestroom. In paragraaf 3.4 zullen we aantonen dat deze stroom afkomstig is van de generatie van lading uit inverse micellen.

3.2 Generatie en recombinatie

3.2.1 Generatie en creatie door lekstroom

Er bestaan twee mechanismen die ervoor zorgen dat het aantal geladen inverse micellen toeneemt: generatie en creatie door lekstroom [2,12]. Generatie komt voor in de bulk. Hierbij botsen twee neutrale inverse micellen en worden een positieve en een negatieve inverse micel gevormd. Bij vorming van twee geladen inverse micellen verdwijnen twee neutrale inverse micellen. Generatie is dus recht evenredig met het kwadraat van de concentratie neutrale inverse micellen in de bulk. Wanneer een spanning over de pixel wordt aangelegd, worden de geladen inverse micellen gescheiden. Er ontstaat zo altijd evenveel positieve als negatieve lading waardoor het geheel neutraal blijft.

Een tweede mechanisme heet creatie door lekstroom. Hierbij ontstaat een geladen of een neutrale inverse micel door botsing met een elektron of een proton. Creatie door lek is evenredig met het aantal neutrale inverse micellen. Het lekken van protonen is echter heel onwaarschijnlijk. Er wordt dan ook aangenomen dat dit niet voorkomt en dat enkel elektronen bijdragen tot creatie door lek.

Uit metingen blijkt dat generatie de belangrijkste bijdrage levert tot de toename van het aantal geladen inverse micellen.

3.2.2 Recombinatie

Naast generatie en creatie door lek, bestaat er ook recombinatie. Hierbij botsen een positief en een negatief geladen inverse micel met elkaar waarbij twee neutrale inverse micellen worden gevormd. Recombinatie is dus recht evenredig met het product van de

deeltjesconcentraties van de positieve en de negatieve inverse micellen.

Er kan ook recombinatie optreden met een elektron door interactie aan de elektrode. Deze vorm van recombinatie is recht evenredig met het aantal geladen inverse micellen aan de elektrode. Dit mechanisme is veel waarschijnlijker dan dat van creatie door lek. Dit is omdat elektronen veel gemakkelijker kunnen invallen op inverse micellen die zich dicht bij de elektrode bevinden. Reacties aan de elektrode, wanneer een spanning aanligt, zullen dus hoofdzakelijk bijdragen tot een afname van het aantal geladen inverse micellen terwijl reacties in de bulk vooral bijdragen tot een toename van het aantal geladen inverse micellen.

Als contaminerend water in het mengsel zou aanwezig zijn, heeft dit weinig invloed op de generatie, maar wel op de recombinatie [6]. De ionen lossen immers makkelijk op in het aanwezige water, waardoor ze tegen recombinatie gestabiliseerd zijn. Deze onnatuurlijk hoge concentratie geladen deeltjes is nefast voor de stabiliteit en levensduur van de pixel. Vandaar dat de aanwezigheid van water in het mengsel te allen koste moet vermeden worden.

3.2.3 Formules

Als we veronderstellen dat gedurende lange tijd een spanning werd aangelegd en daardoor alle lading gescheiden is en aan de elektrodes ligt, kunnen we de hierboven beschreven verschijnselen bundelen in twee formules. Eén die de fenomenen aan de wand beschrijft en één die de fenomenen in de bulk beschrijft. Hierbij worden vier constantes gebruikt: de generatieconstante β (m^3/s), de recombinatieconstante α (m^3/s), de creatie-door-lekconstante γ (1/s) en de recombinatie-door-lekconstante δ (1/s). Hierbij wordt verondersteld dat creatie door lek en recombinatie door lek onafhankelijk zijn van de lading van het deeltje. Verder wordt verondersteld dat er evenveel elektronen lekken van de elektrode naar de inverse micellen als omgekeerd. Met n_{bulk} de deeltjesdichtheid in de bulk (m^{-3}) en N_{wand} het aantal deeltjes aan de wand, worden de formules:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\text{wand}}^+}{\partial t} &= \frac{\partial N_{\text{wand}}^-}{\partial t} = \gamma N_0 - \delta N_{\text{wand}}^+ \\ \frac{\partial n_{\text{bulk}}^+}{\partial t} &= \frac{\partial n_{\text{bulk}}^-}{\partial t} = \beta n_0^2 - \alpha n_{\text{bulk}}^+ n_{\text{bulk}}^- \end{aligned} \quad (14)$$

In de bulk, in stationair regime, wanneer geen spanning aangelegd wordt, stelt zich een evenwicht in tussen generatie en recombinatie.

$$\begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= \beta n_0^2 - \alpha n_+ n_- = \beta n_0^2 - \alpha n_+^2 = 0 \\ n_+ &= n_- = \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} n_0 \end{aligned} \quad (15)$$

Deze factor bepaalt dus de fractie geladen inverse micellen. In realiteit is ongeveer slechts 1% van de micellen geladen. Er geldt dus dat $\alpha \sim 10^4 \beta$. Typische waarden voor de generatieconstante β is 5E-26 m³/s en voor de recombinatieconstante α rond 5E-22 m³/s.

Als er een spanning V wordt aangelegd, worden pasgevormde koppels positieve en negatieve ionen uit elkaar getrokken, zodat er geen recombinatie kan optreden. De recombinatieconstante α is dus nul. Nu geldt er:

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = \beta n_0^2 \quad (16)$$

Als we veronderstellen dat de gevormde ionen vlak tegen de elektrodes worden getrokken, zullen ze gemiddeld de halve cellgap doorkruisen. Dit veroorzaakt een generatiestroom I_{gen} :

$$I_{gen} = \frac{eAd}{2} \frac{d(n_+ + n_-)}{dt} = eAd \frac{dn_+}{dt} = eAd \beta n_0^2 \quad (17)$$

De doorsnede van de cel is A , de dikte is d : Ad is dus het volume van de cel. De generatiestroom is kwadratisch afhankelijk van de concentratie neutrale inverse micellen. Deze generatiestroom satureert voor hoge waarden van de aangelegde spanning. Generatie van nieuwe lading wordt immers beperkt door de kans dat neutrale micellen botsen en dus door de concentratie ervan.

Wanneer een spanning aanligt, is het aantal neutrale inverse micellen aan de wand nul. De formule voor het aantal deeltjes aan de wand wordt dan:

$$\frac{\partial N_{wand}^+}{\partial t} = \frac{\partial N_{wand}^-}{\partial t} = \beta n_0^2 Ad - \delta N_{wand}^+ \quad (18)$$

De oplossing van deze differentiaalvergelijking is dan de som van een particuliere oplossing met de oplossing van de homogene vergelijking:

$$N_{wand}^+(t) = N_{wand}^-(t) = \frac{\beta n_0^2 Ad}{\delta} + \left(N_{wand}^+(0) - \frac{\beta n_0^2 Ad}{\delta} \right) e^{-\delta t} \quad (19)$$

Voor het steady state geval –dit wil zeggen als de tijd naar oneindig gaat– gaat het aantal geladen inverse micellen aan de wand naar een constante waarde:

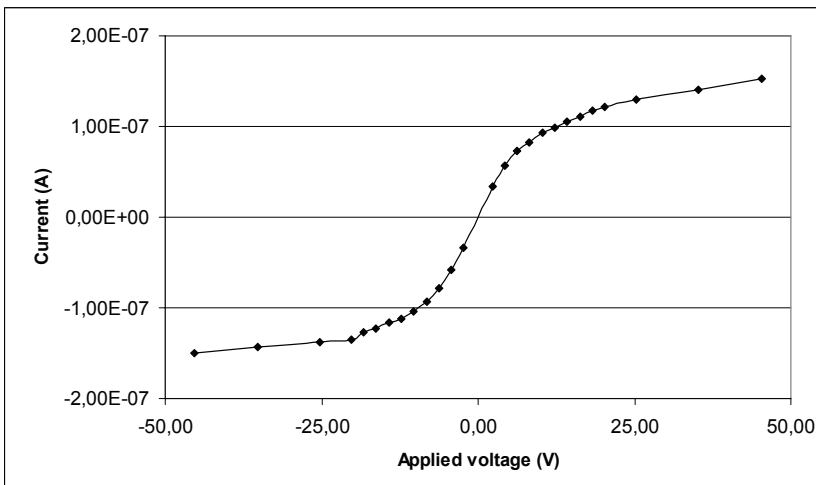
$$N_{wand}^+(t \rightarrow \infty) = \frac{\beta n_0^2 Ad}{\delta} \quad (20)$$

De eindconcentratie is dan bepaald door de verhouding van de beide constanten, vermenigvuldigd met het volume van de cel en het kwadraat van de initieel aanwezige concentratie van neutrale inverse micellen. De lekstroom valt op nul wanneer de tijd naar oneindig gaat.

3.3 Steady state metingen

Er moet nog geverifieerd worden of de generatie en recombinatie van OLOA wel degelijk de bron is van de steady state stroom. Uit wat we tot nu weten kan het ook zijn dat een resistieve lekstroom doorheen het EPID-mengsel voor een steady state stroom zorgt. Het is ook mogelijk dat andere stoffen die aanwezig zijn in het mengsel, dissociëren en een generatiestroom veroorzaken.

Het verband tussen de steady state stroom en de aangelegde spanning wordt getoond in Figuur 13.



Figuur 13 Verband tussen aangelegde spanning en steady state stroom.

De steady state stroom is hier de stroom die gemeten wordt nadat de spanning gedurende 30s over de pixel heeft gestaan. Het resultaat wordt een S-curve genoemd. Uit deze vorm is al duidelijk dat een puur resistief verband niet aan de oorzaak van de steady state stroom kan liggen. Deze S-curve wordt ook gemeten in LCDs en wijst erop dat een generatie/recombinatie-proces bezig is [3].

De S-curve vertoont een drempel voor heel kleine spanningen. Dit vlakke stuk is een gevolg van de totale inwendige compensatie (SCL) bij kleine spanningen. Hierbij is het externe veld te klein om de afscherming door de lading aan de elektroden te overtreffen. Het inwendige veld is nul en er loopt geen stroom. De drempel is moeilijk te meten. Hij treedt enkel op voor spanningen kleiner dan ongeveer 0.1V.

De curve ligt symmetrisch rondom het punt $V=0$, $I=0$. De saturatie van de S-curve is niet perfect: de steady state stroom blijft stijgen, ook voor hogere waarden van de spanning. Dit is een gevolg van de kleine lekstroom die door de vloeistof loopt. De totale S-curve is dan de som van de ideale S-curve –waarin de stroom constant is bij hoge spanningen– en een rechte door de oorsprong waarvan de helling gelijk is aan de lekweerstand. Uit de helling van de S-curve bij hoge spanningen is het mogelijk een waarde voor deze lekweerstand af te leiden. Voor de metingen uit Figuur 13 is dit $8E8 \Omega$. De waarde voor de totale weerstand die volgt uit deling van de spanning en de steady state stroom is lager. Typische waarden hiervoor liggen rond $7E7 \Omega$. Dit wil zeggen dat er wel degelijk een generatieterm is die bijdraagt aan de totale stroom.

Voor een zuiver generatie/recombinatie proces is de vorm van de S-curve mathematisch te beschrijven [9]:

$$I_{steady\ state} \sim V * \tanh\left(\frac{a_{ss}}{V}\right) \quad (21)$$

Waarbij de parameter a_{ss} afhankelijk is van generatie, recombinatie, mobiliteit en pixelafmeting. Voor kleine spanningen is dit een Ohms verband. De stroom satureert naar een constante waarde voor hoge spanningen. In Figuur 13 is te zien dat in EPIDs de steady state stroom rechtevenredig is met de aangelegde spanning tot ongeveer 10V.

3.4 Temperatuursafhankelijke metingen

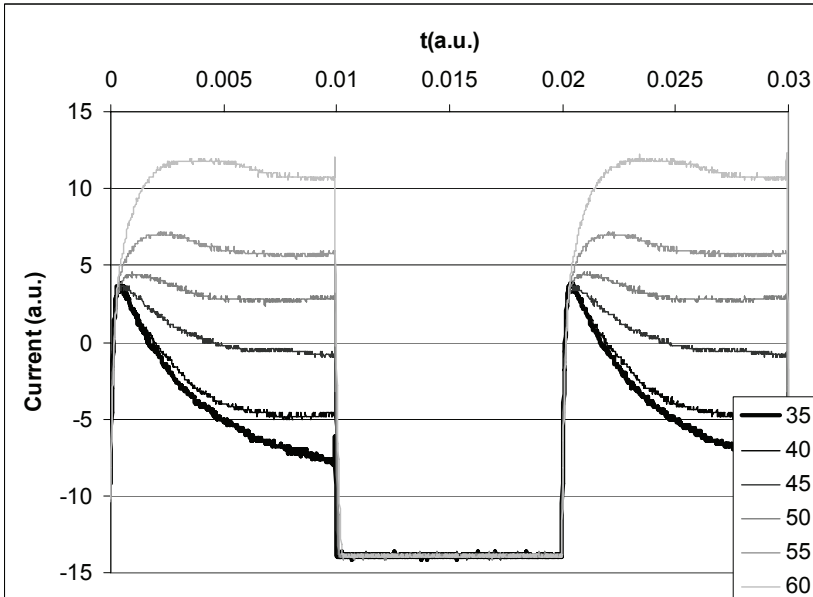
Door het uitvoeren van temperatuursafhankelijke metingen zullen we bewijzen dat de generatiestroom van inverse micellen verantwoordelijk is voor de steady state stroom.

Wanneer lading gegenereerd wordt door dissociatie van neutrale moleculen, is deze hoeveelheid lading afhankelijk van de temperatuur via de Arrhenius-relatie:

$$n(T) = n_0 e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad [m^{-3}] \quad (22)$$

Hierin is E_a de activatie-energie voor de vorming van geladen deeltjes. n_0 is de hoeveelheid neutrale deeltjes. Dit is gelijk aan de lading die aanwezig is wanneer T oneindig groot is en alle deeltjes gedissocieerd zijn. De activatie-energie heeft een specifieke waarde voor elke molecule. Voor OLOA is deze activatie-energie 140meV [7].

Door de afhankelijkheid van de hoeveelheid lading te meten in functie van de temperatuur kan deze activatie-energie voor elke molecule bepaald worden. De resultaten van temperatuursafhankelijke metingen op EPIDs worden getoond in Figuur 14.



Figuur 14 Stroomrespons bij verschillende temperaturen

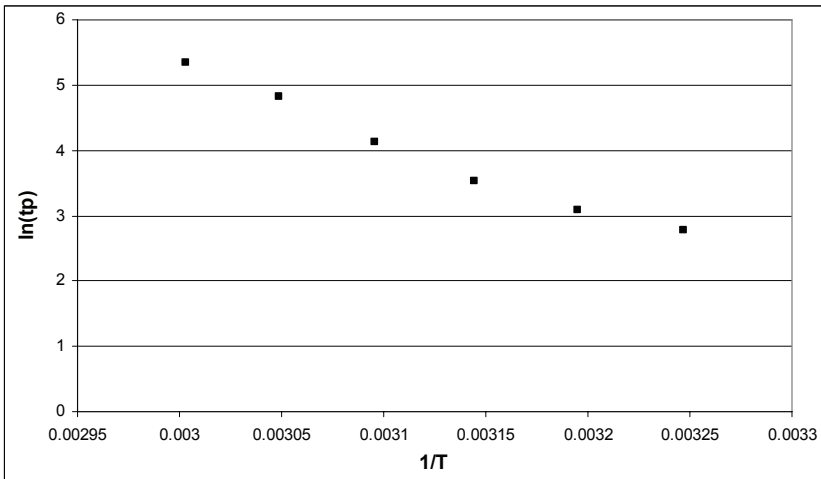
De meetopstelling die gebruikt werd, liet niet toe om exacte waarden voor de stroom en de tijd weer te geven.

Er werden twee spanningsstappen van 2V aangelegd waartussen de pixel voldoende lang werd kortgesloten om de lading toe te laten zich opnieuw te herverdelen. Deze meting werd gedaan bij zes verschillende temperaturen tussen 35°C en 60°C. Het sample werd op een hotplate gelegd om het de gewenste temperatuur te geven. In Figuur 14 is te zien dat de stroom toeneemt bij stijgende temperatuur. Vooral de steady state stroom wordt groter.

Er werd voldoende lang gewacht tussen het instellen van de temperatuur van de hotplate en het opmeten van de transiëntstroom om zeker te zijn dat geen overgangsverschijnselen werden gemeten. Het instellen van een stabiele temperatuur duurde ongeveer 1 minuut voor een temperatuursstap van 5°C. Tussenin evolueerde de stroomcurve op een continue manier volgens de trend die zichtbaar is in Figuur 14. Wanneer het EPID-sample van de hotplate werd genomen en op een koele (kamertemperatuur) ondergrond gelegd, viel de vorm van de stroomcurve binnen enkele seconden terug op het niveau van kamertemperatuur. Er werden geen metingen gedaan bij temperaturen lager dan kamertemperatuur omdat geen materiaal aanwezig was om de meetomgeving te koelen.

3.4.1 Transiëntstroom

Het transiënt stuk wordt breder bij toenemende temperatuur en de piek ervan komt later te liggen. De toename van de oppervlakte onder de curve wijst op een toename van de lading. Hierdoor zal de veldafscherming toenemen en ontstaat er voor grote deeltjesconcentraties (grote temperaturen) zelfs een bult in de stroomrespons. Naarmate de temperatuur stijgt, is er meer lading aanwezig en stijgt de afscherming: de bult wordt breder (zie ook paragraaf 2.4.3) en komt later (zie ook paragraaf 2.4.1). Figuur 15 toont het verloop van de ligging in de tijd van het maximum van de stroombult in functie van de temperatuur.



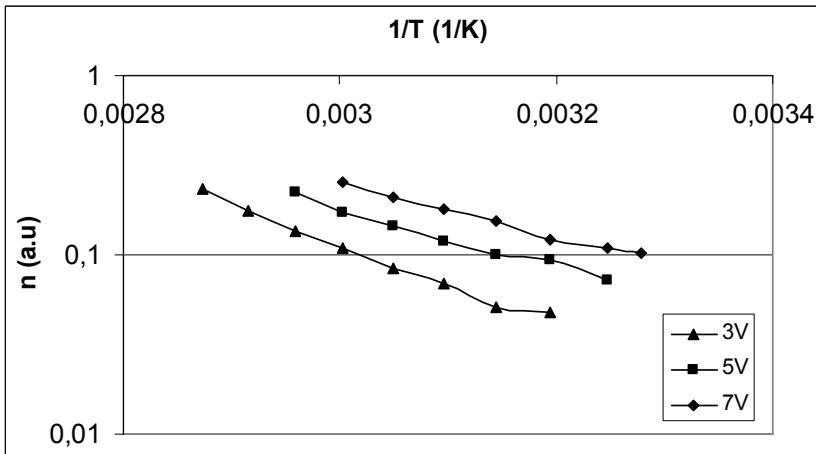
Figuur 15 Ligging van de maximumwaarde van de stroomrespons in functie van de temperatuur

De figuur geeft het logaritme van de piektijd in functie van $1/T$. Dit werd gedaan om het exponentiële verband tussen de ligging van het maximum en de temperatuur aan te tonen. Er wordt inderdaad een exponentieel verband opgemeten omdat de meetpunten op deze logaritmische schaal op een rechte lijn liggen. Dit komt overeen met de bevindingen van Hopper en Novotny op meer algemene apolaire systemen waarin surfactanten aanwezig zijn [7].

In Hoofdstuk 5 zal aangetoond worden dat de afscherming van het elektrische veld lineair toeneemt met de concentratie aan geladen, afschermende deeltjes. Uit Figuur 15 volgt dat invloed van de temperatuur op de hoeveelheid geladen deeltjes dus een Arrhenius-relatie is. De geladen deeltjes die de transient respons bepalen, zijn dus afkomstig van de dissociatie van neutrale moleculen.

3.4.2 Steady state stroom

De oppervlakte onder de stroomcurve werd berekend bij verschillende temperaturen. De resultaten worden getoond in Figuur 16.



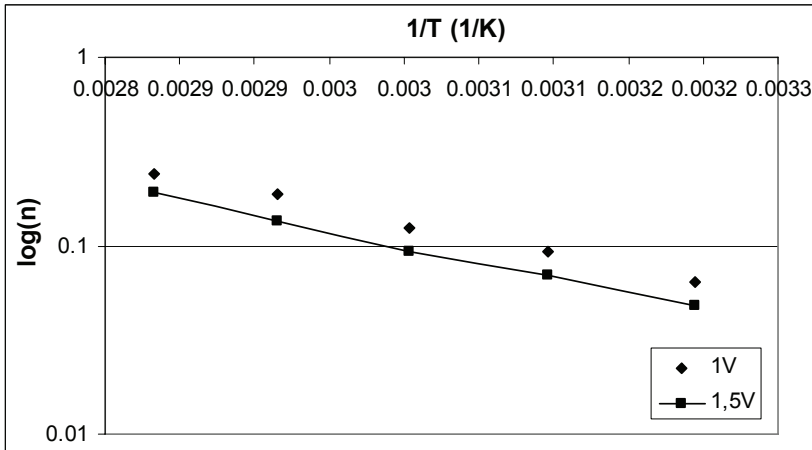
Figuur 16 Totale hoeveelheid lading in functie van de temperatuur, gemeten bij verschillende spanningen.

In een logaritmische grafiek werd $\log(n)$ geplot in functie van $1/T$. Hierbij is n de oppervlakte onder de stroomresponscurve, het totale aantal betrokken deeltjes dus. Omdat de meetopstelling niet toeliet om de stromen in ampère te meten, zijn de afgebeelde waarden van n ook niet het echte aantal ladingen. We zien dat de punten op een rechte lijn liggen. Wanneer de aangelegde spanning verhoogt, liggen deze punten op een evenwijdige rechte die hoger ligt. Het feit dat de punten op een rechte lijn liggen, wijst erop dat aan de Arrhenius-relatie voldaan is. De lading is afkomstig van de dissociatie van een neutrale molecule als een gevolg van generatie. Ze is dus niet afkomstig van lek via de elektrodes.

De lading betrokken bij de steady state stroom is afhankelijk van de aangelegde spanning: hoe hoger de spanning, hoe meer lading gegenereerd wordt. Deze extra lading draagt ook bij tot de transiëntstroom, zoals eerder vermeld in Tabel 1 [6,8]. Dit is omdat de dissociatie- en recombinatieprocessen traag zijn in vergelijking met de tijdschaal waarop de ladingen de pixel oversteken [7]. De extra gegenereerde lading heeft bij omschakelen dus nog de tijd om bij te dragen aan de transiëntstroom alvorens te recombineren. Aan de hand van Tabel 1 werd reeds aangetoond dat deze ladingen van dezelfde bron afkomstig zijn.

Om te bewijzen dat het de inverse micellen zijn die dissociëren, moet bewezen worden dat de activatie-energie die uit de metingen volgt, dezelfde is als die van de inverse micellen. Deze E_a kan gehaald worden uit de helling van de $\log(n)$ rechten. Dit werd gedaan door

een sample, waarin enkel solvent en OLOA zaten, te onderwerpen aan dezelfde temperatuursafhankelijke metingen en te controleren of de helling van de $\log(n)$ rechten gelijk was aan die in Figuur 16. De resultaten van deze meting staan in Figuur 17.



Figuur 17 Totale hoeveelheid lading in functie van de temperatuur in samples met enkel OLOA en solvent.

De aangelegde spanning bedroeg 1V en 1.5V. De helling van de rechten in Figuur 16 en Figuur 17 blijkt gelijk te zijn. De geladen inverse micellen liggen dus wel degelijk aan de basis van de steady state stroom.

De hier uitgevoerde temperatuursafhankelijke metingen om de oorzaak van de ladingen in het EPID aan tonen, werden voordien nergens anders vermeld. Ze laten voor het eerst toe om aan te tonen dat de elektrische respons bepaald wordt door dissociatie van inverse micellen.

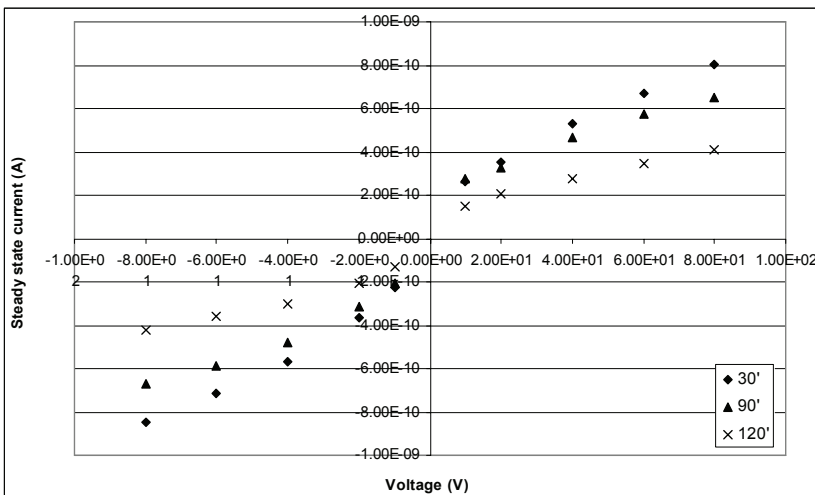
4 Centrifugeren

De aanwezigheid van de geladen inverse micellen zorgt voor een afscherming van het elektrische veld. De deeltjes in de pixel bewegen dus aan een lagere snelheid dan deze die zou verwacht worden uitgaande van de aangelegde spanning. Dit verlaagt de responsnelheid van de pixel. Het zou voordelig zijn als het mogelijk was de overbodige geladen inverse micellen te verwijderen om zo het

veld in de pixel en de snelheid te maximaliseren [8]. Dit is mogelijk via centrifugatie van het EPID-mengsel.

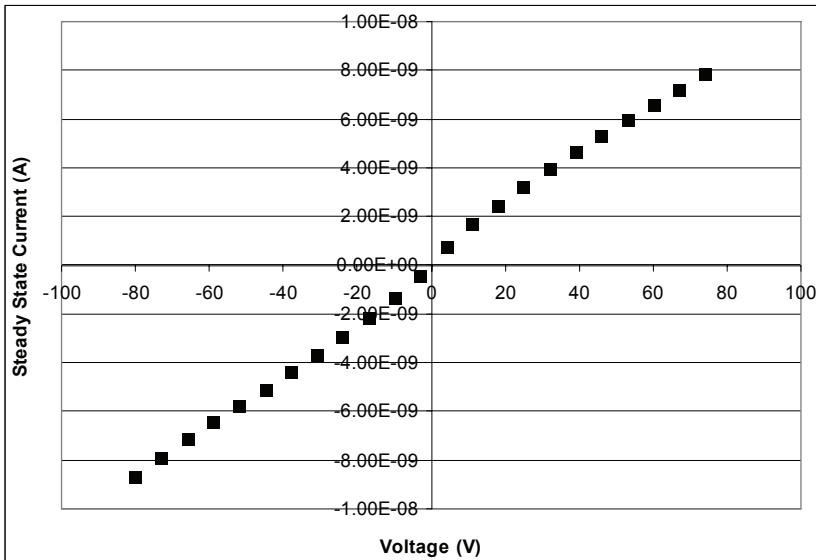
De effectieve straal van een inverse micel is 6nm [2]. Dit is de straal die een bol zou hebben met dezelfde mobiliteit. De straal van de pigmenten is ongeveer 0.5µm. De dichtheid van OLOA is 0.8g/ml, die van het pigment 4g/ml. Een pigmentdeeltje is dus veel zwaarder dan een inverse micel. De twee kunnen gescheiden worden door het mengsel te centrifugeren: de zware pigmenten en de lichte micellen worden gescheiden. Door het supernatant (het lichte deel) te vervangen door zuiver solvent, kan de concentratie aan inverse micellen verlaagd worden.

Het mengsel wordt gecentrifugeerd aan 3000rpm, waarbij de centrifugatietijd een belangrijke parameter is. Als er niet lang genoeg wordt gecentrifugeerd, schieten te veel inverse micellen over in het mengsel en blijft de veldafscherming bestaan. Als er te lang gecentrifugeerd wordt, wordt de concentratie aan OLOA in het mengsel te laag waardoor lading loskomt van de pigmenten om dit evenwicht te herstellen [8]. De mobiliteit van de pigmenten daalt dan. De zeta-potentiaal van de pigmenten is immers afhankelijk van de geladen deeltjes in oplossing; deze vormen de elektrische dubbellaag [10]. Een optimaal resultaat wordt bereikt met een centrifugatietijd van 90 minuten. Figuur 18 toont de invloed van de centrifugatietijd op de S-curve.



Figuur 18 Evolutie van de S-curve in functie van de centrifugatietijd.

Er werden samples gemeten die 30', 60' en 120' gecentrifugeerd waren. De helling van de S-curve neemt af, net als de hoogte, bij toenemende centrifugatietijd. De figuur vlt ook af bij toenemende centrifugatietijd: de S-vorm is minder duidelijk. De S-curve van een sample waarvan het mengsel gedurende 200 minuten werd gecentrifugeerd, wordt getoond in Figuur 19.



Figuur 19 S-curve van een sample dat gedurende 200' werd gecentrifugeerd.

De S-vorm, die specifiek is voor een generatie-stroom, is niet meer zichtbaar. De curve is een rechte door de oorsprong: dit wijst op een zuiver resistief effect. Dankzij de centrifugatie werd de concentratie aan micellen voldoende verlaagd tot een niveau waarbij generatie van lading niet meer dominant is in de steady state stroom. De geleidbaarheid van het mengsel kan nooit perfect nul worden gemaakt, de gemeten stroom is de lekstroom die blijft vloeien. Uit de helling van Figuur 19 volgt een resistiviteit van $10^{10}\Omega\text{m}$. Deze waarde is een factor 10 hoger dan de lekweerstand in samples die niet gecentrifugeerd werden. De centrifugatie zorgt dus niet alleen voor een hogere veldsterkte door de hoeveelheid afschermdende lading te verminderen, ook de lekstroom wordt lager.

5 Besluit

De stroomrespons van een EPID heeft een karakteristieke vorm. Wanneer wordt omgeschakeld tussen voldoende hoge spanningen, kan er zelfs een bult in de transiënt respons optreden. Deze vorm komt niet overeen met een beweging aan constante snelheid van één ladingstype doorheen de pixel. In dit geval zou de stroom lineair naar nul moeten dalen, iets wat wel gemeten wordt in de aanschakelstroom van een pixel waarin de pigmenten homogeen verdeeld zijn. Enkel de eindige steady state stroom is in dit geval onverklaarbaar.

Het blijkt dat de specifieke vorm van de stroomcurve een gevolg is van de veldafscherming door de opgestapelde lading aan de elektrode. De afscherming van het interne elektrische veld door deze lading wordt beschreven door de wet van Poisson en geeft aanleiding tot een tragere deeltjesbeweging. Deze beweging is bovendien afhankelijk van de startconfiguratie van de lading aan de elektrodes en dus van de spanning die in de vorige stap werd aangelegd.

De steady state stroom die doorheen een EPID loopt, is afkomstig van de generatie en recombinatie van geladen inverse micellen. Door middel van temperatuursafhankelijke metingen werd aangetoond dat de ladingen die verantwoordelijk zijn voor de eigenschappen van de stroomrespons van een EPID wel degelijk deze geladen inverse micellen zijn.

Om de snelheid van de pixel te maximaliseren moet de interne veldsterkte zo groot mogelijk zijn. Men doet er dus goed aan het overschot aan geladen deeltjes te verwijderen. Dit kan gebeuren door middel van centrifugatie.

6 Referenties

[1] C. Colpaert, Geleidingsprocessen in nematische vloeibare kristallen, Ph.D. Thesis, Universiteit Gent. 1997.

[2] F. Strubbe, Fysisch gedrag van elektroforetische inkt voor elektronische beeldschermen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2004.

[3] B. Maximus, Uniformiteitsverstoringen in nematische vloeibaar-kristalbeeldschermen, Ph.D. Thesis, Universteit Gent, 1996.

- [4] F. Beunis, F. Strubbe, K. Neyts, T. Bert, H. De Smet, A. Verschueren and L. Schlangen, Electric Field Compensation in Electrophoretic Ink Displays, Proceedings of the 23rd International Display Research Conference. 2005. pp. 344-345.
- [5] S. Vermael, K. Neyts, G. Stojmenovik, F. Beunis and L. Schlangen, A 1-Dimensional Simulation Tool for Electrophoretic Displays, Conference record of the 23rd International Display Research Conference. 2003. pp. 270-273.
- [6] A. Chiang, Conduction Mechanism of Charge Control Agents Used In Electrophoretic Display Devices, Proceedings Of The SID, 18 (3-4). 1997. pp. 275-282.
- [7] V. Novotny, Electrical Conduction in Surfactant-Water-Nonaqueous Liquid Systems, J. Electrochem. Soc.: Electrochemical Science and Technology, 133 (8). 1986. pp. 1629-1635.
- [8] V. Novotny and M. Hopper, Optical and Electrical Characterization of Electrophoretic Displays, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology. 1979. pp. 2211-2216.
- [9] A. Zaky, H. Tropper & H. House, Electrical Conduction in organic liquids, British Journal of Applied Physics, 14. 1963. pp. 651-656.
- [10] F. Fowkes et al, Mechanism of Electric Charging of Particles in Nonaqueous Liquids, Journal of the American Chemical Society, 15. 1982.
- [11] J. Groenewold, M.A. Dam, E. Schroten and G. Hadziioannou, A simulation for the "Electronic Ink" in electrophoretic displays, Proceedings of the 22nd International Display Research Conference. 2002. pp. 671-674.
- [12] M. Marescaux, Technologie en karakterisatie van elektroforetische inkt-cellen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2005.

Hoofdstuk 5

Modellering van EPIDs



“We installed little monitors because they make all of our problems look smaller.”

In dit hoofdstuk zal een model ontwikkeld worden voor de elektrische en optische respons van EPIDs. In de vorige hoofdstukken werden de eigenschappen beschreven en de theorieën aangereikt waarmee dit model zal opgebouwd worden. Deze theorieën worden nu in formules gegoten, die kwantitatief het gedrag van EPIDs zullen beschrijven.

Zowel de beweging van pigmenten als die van geladen inverse micellen wordt beschreven. Zowel de tijds- als spanningsafhankelijkheid van deze beweging zal uitgewerkt worden. Hierdoor zal het mogelijk zijn het model aan metingen te toetsen.

Dit model zal toelaten op voorhand de eigenschappen van het EPID te voorspellen aan de hand van de parameters die zijn gedrag bepalen: materiaalparameters zoals viscositeit, pigmentstraal, ... en beeldschermparameters zoals pixeldikte, aanstuurspanning, ...

1 Inleiding

Het model dat afgeleid zal worden is heel intuïtief en benaderend. Deze aanpak werd gekozen omdat er toe nog toe geen enkel model bestond dat de optische en elektrische respons van EPIDs correct kon modelleren. In Hoofdstuk 3 werd aangetoond dat de pigmentbeweging complexer is dan elektroforese voorspelt. In Hoofdstuk 4 werd aangetoond dat rekening dient gehouden te worden met de afscherpende werking van de ladingen die aanwezig zijn in de pixel, iets wat de complexiteit van het probleem te hoog opdrijft om exacte oplossingen toe te laten. Vandaar dat in het model dat in dit proefschrift wordt voorgesteld, uitgegaan wordt van enkele vereenvoudigingen en benaderingen. De parameters van het model zullen dan achteraf geoptimaliseerd worden om overeenkomst met de metingen te verkrijgen.

Er zal blijken dat het model –ondanks zijn eenvoud– toelaat om zowel de elektrische als de optische respons van een EPID te simuleren. Zowel de tijds- als spanningsafhankelijkheid komt overeen met de metingen.

1.1 Omschrijving van het model

Het model is macroscopisch opgevat: de pigmenten en ionen worden niet behandeld als afzonderlijke deeltjes. Er wordt uitgegaan van een verdeling van de aanwezige deeltjes, die afhankelijk is van drift en diffusie. Om het model zo eenvoudig mogelijk te houden, wordt er verondersteld dat de deeltjes normaal (Gaussiaans) verdeeld zijn. Dit is in goede overeenstemming met de distributie van de deeltjes in de pixel in realiteit [1]. Een homogene verdeling komt overeen met een normale verdeling waarvan de spreiding oneindig groot is. De exponentiële verdeling van deeltjes aan de wand wordt benaderd door het stuk van de normale verdeling met kleine spreiding dat zich buiten de pixelgrenzen bevindt, te spiegelen ten opzichte van de elektrodes en op te tellen bij het andere deel. De normale verdeling is vooral correct en bruikbaar in de situatie waarbij de deeltjes ver van homogeen verdeeld zijn in de pixel [2]. Voor de beschrijving bij uniforme verdeling wordt beter de Maxwell- of Gamma-verdeling gebruikt. Dit verhoogt echter de analytische complexiteit van het model.

De spreiding is een maat voor de diffusie en ze is dus tijdsafhankelijk. Zoals duidelijk werd in de vorige hoofdstukken zal de spreiding ook afhankelijk van de spanning zijn. Zowel de spanning die vóór $t=0$ werd aangelegd om de pixel in zijn startconfiguratie te brengen (vanaf nu V_1 genoemd) als de spanning die aangelegd wordt op $t=0$ (vanaf nu V_2 genoemd) beïnvloeden de diffusie en de spreiding. Wanneer bijvoorbeeld V_1 hoog is, zullen de deeltjes met een kleine spreiding aan de elektrode liggen en bij omschakelen van de spanning een hoge diffusiesnelheid hebben. Ook de afscherpende werking van de opgestapelde lading op de driftsnelheid zal via deze V_1 -afhankelijkheid verrekend worden.

De verplaatsing van het gemiddelde is een maat voor de drift. Onder invloed van driftkrachten beweegt de groep deeltjes naar de overzijde. De opschuiving van de gemiddelde positie van deze groep is een maat voor de drift. Deze zal afhankelijk zijn van V_2 omdat het externe veld de drijvende kracht voor drift is. De ligging zal echter ook afhankelijk zijn van V_1 omdat de veldafscherming de driftsnelheid verlaagt.

Het model is ééndimensionaal: deeltjes bewegen slechts in één richting, de richting bepaald door het externe veld. Deze richting wordt gelijk gekozen met de x -as. Tegengesteld geladen deeltjes bewegen wel in een tegengestelde zin, maar enkel volgens de richting bepaald door het externe veld. Omdat de afmetingen evenwijdig met het veld van een pixel veel kleiner zijn dan die loodrecht op het veld, is deze benadering gegrond [3].

Er wordt geen rekening gehouden met de hydrodynamica van het systeem. Normaal gezien induceren bewegende deeltjes in een vloeibaar medium een beweging in deze vloeistof die moet meegerekend worden in een exact model. Deze invloed is echter klein in een EPID-mengsel onder normale werking en wordt hier achterwege gelaten [3]. Een geval waarbij deze hydrodynamische invloed niet kan verwaarloosd worden, zal besproken worden in paragraaf 1 van Hoofdstuk 6.

Enkel de respons van een omschakelende pixel zal gemodelleerd worden. Dit wil zeggen: een pixel waar op $t=0$ de pigmenten en ionen stabiel aan een elektrode liggen nadat gedurende lange tijd een constante spanning V_1 werd aangelegd. Deze beperking is niet zo erg omdat een EPID-beeldscherm bijna altijd in deze toestand werkt: omschakelen van wit naar zwart of van zwart naar wit. In de zwarte en witte toestand liggen de pigmenten dicht opeengestapeld aan de elektrodes. Als de pixel bovendien niet lang werd kortgesloten sinds het aanbrengen van de laatste spanningspuls, zullen ook de geladen

inverse micellen nog aan de elektrodes liggen. In deze situatie is de veronderstelling van normaal verdeelde deeltjes tijdens het omschakelen ook meer gefundeerd. De situatie waarbij gestart wordt van een pixel waarin de deeltjes homogeen verdeeld zijn, is bovendien al goed gekend. In Hoofdstuk 3 werd aangetoond dat elektroforese hier volstaat om de optische eigenschappen te beschrijven. In Hoofdstuk 4 werd aangetoond dat de benadering van een homogene veldsterkte gelijk aan het externe veld in dit geval mag gebruikt worden om de elektrische respons te bepalen. De transientstroom neemt in dit geval quasi-lineair af voor alle aangelegde spanningen.

Om de lezer te overtuigen van de bruikbaarheid van het model, zullen eerst de belangrijkste resultaten gegeven worden en pas daarna zal de mathematische afleiding uitgewerkt worden.

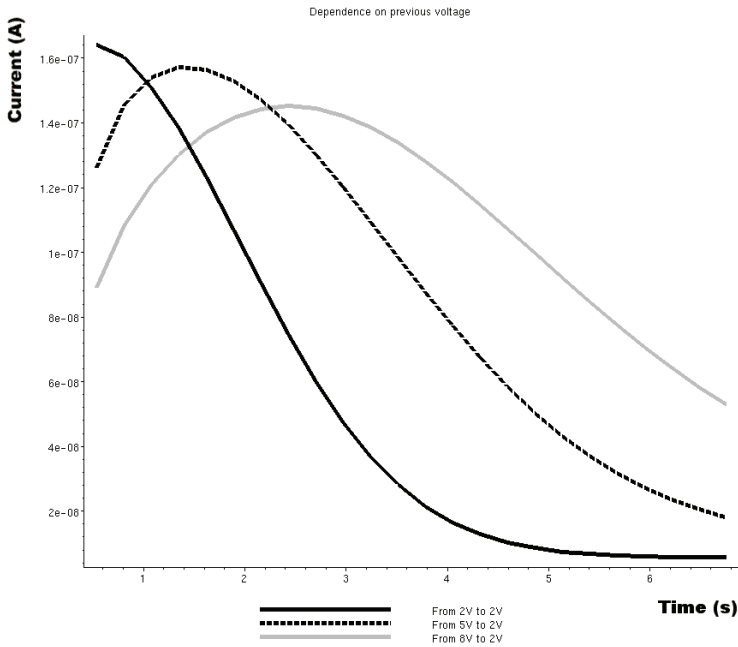
Het is belangrijk hierbij op te merken dat de bruikbaarheid van het model werd getoetst aan de optische metingen van Hoofdstuk 3 en de elektrische metingen van Hoofdstuk 4. Dit houdt in dat het enkel met zekerheid toepasbaar is voor de displays waarop deze metingen zijn gebeurd. Voor een display met andere eigenschappen (materialen, dimensies, ...) zal het mogelijk moeten aangepast worden. Dit zal slechts een kleine aanpassing van enkele parameters zijn, de globale verbanden en afhankelijkheden die er uit volgen (bv. paragraaf 5.1.4) blijven gelden.

2 Resultaten

2.1 Elektrische respons

2.1.1 Afhankelijkheid van de vorige spanning

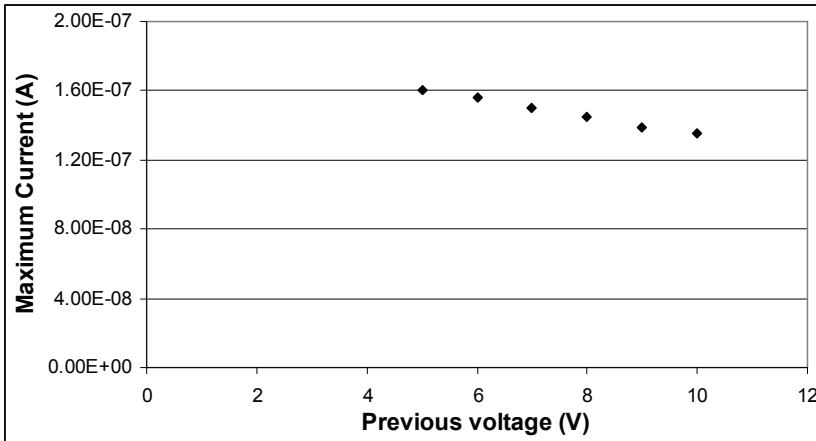
De simulatie van de elektrische respons bij omschakelen naar 2V, waarbij V_1 gelijk was aan -2V, -5V en -8V, wordt getoond in Figuur 1.



Figuur 1 Transiënt stroomrespons bij aanleggen van 2V bij verschillende waarden van de spanning in de vorige stap.

Deze curve is dus een simulatie van de meting uit Figuur 3 van Hoofdstuk 4. Het is duidelijk dat het model de afhankelijkheid van de elektrische respons van V_1 correct simuleert. Zowel de amplitude van de spanningen, als de ligging in de tijd van de respons op $V_2=2V$ bij verschillende waarden voor de spanning V_1 , komt overeen met de metingen.

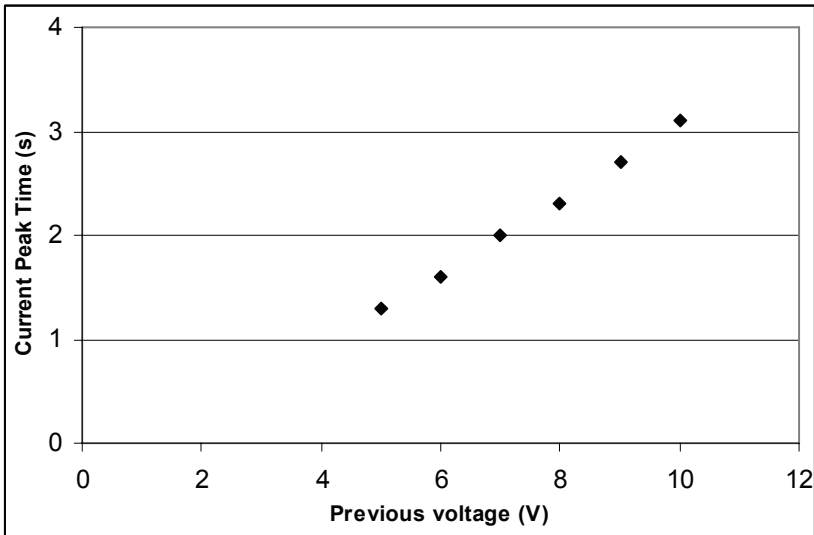
De simulatie van de evolutie van de hoogte van de stroompiek in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap wordt getoond in Figuur 2.



Figuur 2 Simulatie van de maximale waarde van de stroomrespons in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap.

De aangelegde spanning was 2V, V_1 varieerde van 5V tot 10V. Deze figuur is dus de simulatie van Figuur 7 uit Hoofdstuk 4. De overeenkomst is nagenoeg perfect. De afname is nagenoeg lineair, ook de absolute waarden voor de maximale stroom komen overeen met de metingen.

De simulatie van de evolutie van de plaats van de stroompiek in de tijd, in functie van de aangelegde spanning in de vorige stap wordt getoond in Figuur 3.



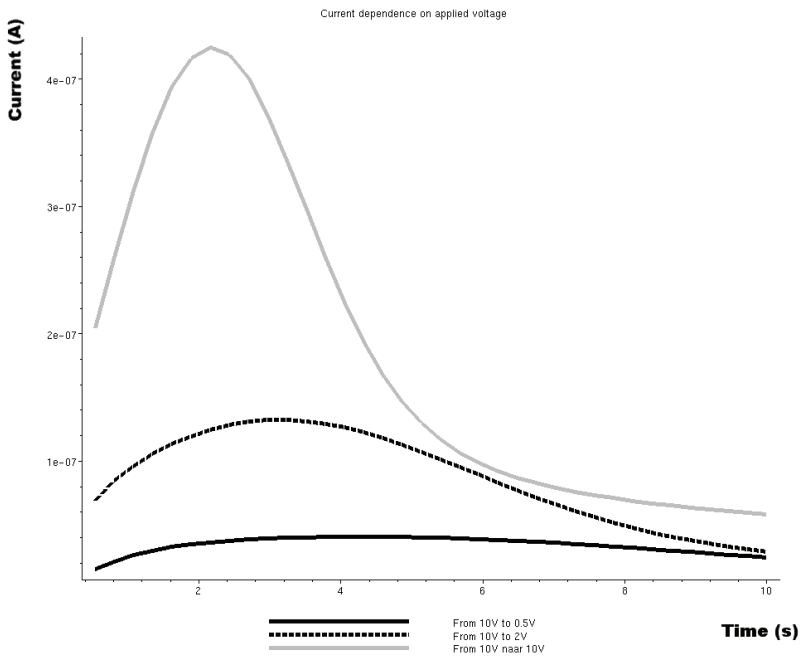
Figuur 3 Simulatie van de positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de spanning aangelegd in de vorige stap.

De aangelegde spanning was 2V, V_1 varieerde van 5V tot 10V. Deze figuur is dus de simulatie van Figuur 4 uit Hoofdstuk 4. De overeenkomst is nagenoeg perfect. Zowel de lineaire vorm van de curve als de ligging van de absolute waarden in de tijd van de maxima komt overeen.

Uit bovenstaande simulaties mag afgeleid worden dat het model er in slaagt op een correcte manier de afhankelijkheid van V_1 van de elektrische respons te simuleren.

2.1.2 Afhankelijkheid van de aangelegde spanning

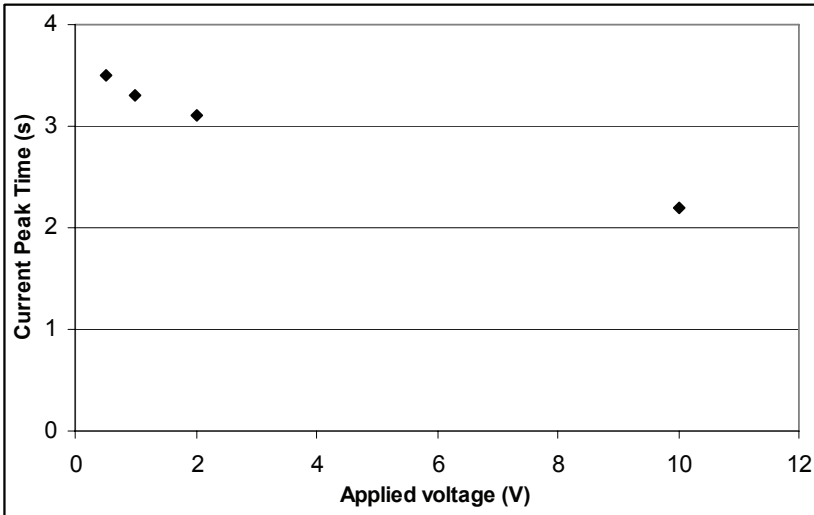
De simulatie van de elektrische respons bij omschakelen van $V_1 = -10V$ naar verschillende spanningen V_2 , wordt getoond in Figuur 4. De waarde van V_2 waarvoor gesimuleerd werd, was 0.5V, 2V en 10V.



Figuur 4 Simulatie van de transiënt stroomrespons bij aanleggen van verschillende spanningen na -10V in de vorige stap.

Deze curve is een simulatie van de metingen uit Figuur 8 van Hoofdstuk 4. Het model blijkt ook correct de afhankelijkheid van de aangelegde spanning V_2 te simuleren. Zowel de ligging van de transiëntcurven ten opzichte van elkaar in amplitude als in de tijd wordt correct gemodelleerd.

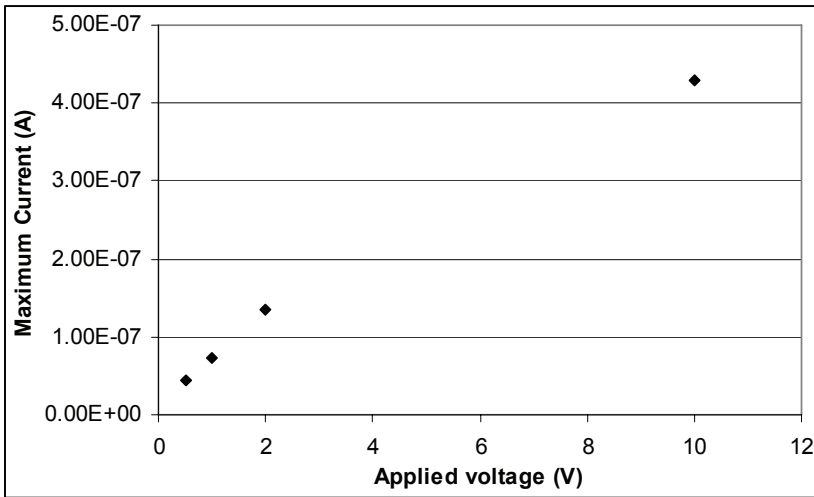
De simulatie van de evolutie van de plaats van de stroompiek in de tijd, in functie van de aangelegde spanning V_2 wordt getoond in Figuur 5.



Figuur 5 Simulatie van de positie van de maximale stroomwaarde in de tijd, in functie van de aangelegde spanning.

De aangelegde spanning in de vorige stap was $-10V$, V_2 varieerde van $0.5V$ tot $10V$. Deze figuur is dus de simulatie van Figuur 11 uit Hoofdstuk 4. De overeenkomst is nagenoeg perfect.

De simulatie van de evolutie van de hoogte van de stroompiek in functie van de aangelegde spanning V_2 wordt getoond in Figuur 6.



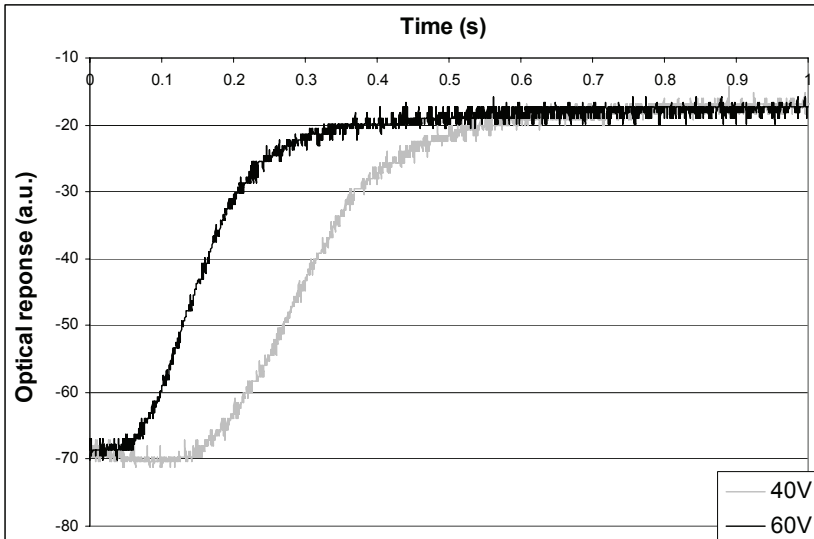
Figuur 6 Simulatie van de maximale transiënt stroom in functie van de aangelegde spanning.

De aangelegde spanning in de vorige stap was $-10V$, V_2 varieerde van $0.5V$ tot $10V$. Deze figuur is dus de simulatie van Figuur 12 uit Hoofdstuk 4. De overeenkomst is nagenoeg perfect. Zowel de lineaire toename als de absolute waarde van de stroom komt overeen.

Uit de simulatie in deze paragraaf kan afgeleid worden dat het model er ook in slaagt de afhankelijkheid van V_2 van de elektrische respons correct te simuleren.

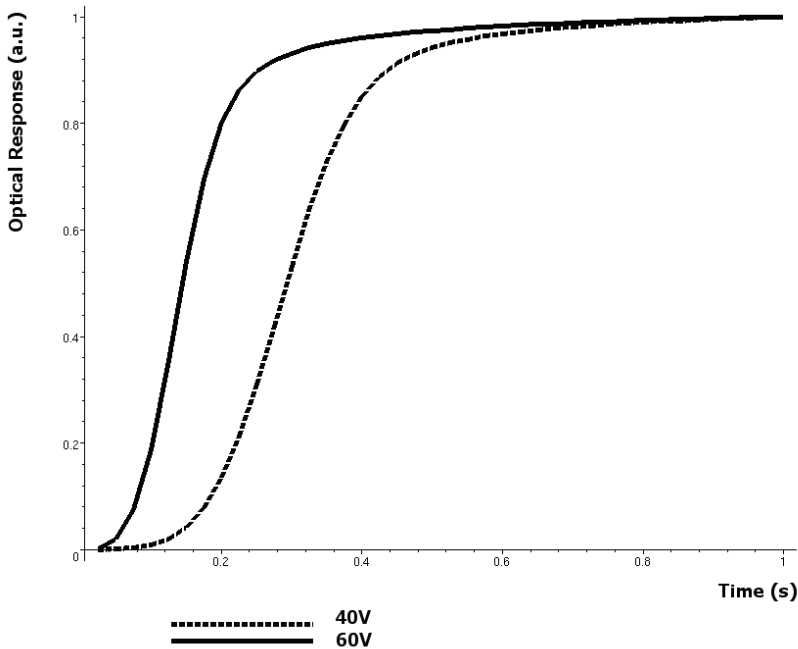
2.2 Optische repons

Figuur 7 toont de optische repons van een EPID bij omschakelen van $-40V$ naar $40V$ en van $-60V$ naar $60V$. Het betrof hier een 1-pigment systeem met wit pigment (TiO_2) en blauwe dye (Sudan Blue) tussen twee glasplaatjes met een ITO-laag op $90\mu m$ van elkaar.



Figuur 7 Optische respons van een EPID bij omschakelen van 40V en 60V.

De respons bij 40V is trager, zowel door optreden van een langere delaytijd als door trager omschakelen. Deze curve werd gesimuleerd in Figuur 8.



Figuur 8 Simulatie van de optische respons van een EPID bij omschakelen van 40V en 60V.

De gesimuleerde optische respons werd genormeerd naar zijn asymptotische eindwaarde. Vandaar dat de eindwaarde in de simulatie 1 is, daar waar in de metingen de absolute waarde van de output van de optische detector werd behouden.

Hieruit volgt dat het model zowel de vorm, de tijdsafhankelijkheid als de spanningsafhankelijkheid van de optische respons correct simuleert.

2.3 Besluit

Het model laat toe om zowel de elektrische als de optische transient respons van een EPID te simuleren. Zowel de afhankelijkheid van V_1 , van V_2 als van de tijd is correct. In de volgende paragrafen zal uitgelegd worden hoe dit model werd opgebouwd en zullen we enkele resultaten geven die niet door meting kunnen verkregen worden. Zo is het bijvoorbeeld niet mogelijk de verdeling van de deeltjes te meten. Omdat in het model de macroscopische waarden (stroom en optische respons) bepaald worden uit de positie van de deeltjes, is het mogelijk hierover gegevens uit het model te halen.

3 Berekening van het model

3.1 Algemeen

De deeltjes hebben een normale verdeling waarbij de spreiding en het gemiddelde tijdsafhankelijk zijn, respectievelijk wegens diffusie en drift. Een pixel wordt ééndimensionaal benaderd: er is enkel beweging van deeltjes langs de x-as, de as volgens dewelke het externe elektrische veld aanligt.

$$n(x,t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi v_{diffusion} t}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-v_{drift}t)^2}{(v_{diffusion}t)^2}} \quad (1)$$

$n(x,t)$ is de lading van de deeltjes op positie x , op tijdstip t , per lengte-eenheid van de pixel (eenheid [C/m]). Dit kunnen zowel pigmenten als geladen inverse micellen zijn. Omdat de verdeling van de geladen inverse micellen de eigenschappen van de elektrische stroom zal bepalen, is de absolute waarde van de lading in dit geval belangrijk. Zoals uit de afleiding van het model zal volgen, is dit minder belangrijk voor de afleiding van de optische respons uit de verdeling van de pigmenten.

Voor beiden worden de veronderstellingen over een ééndimensionale normale verdeling gemaakt. De parameters die de verdeling bepalen zullen natuurlijk verschillen van één type deeltje tot een ander. N is de totale lading van de betrokken deeltjes, en heeft als dimensie [C]. De diffusiesnelheid wordt gegeven door $v_{diffusion}$. De spreiding is gelijk aan $v_{diffusion} * t$. Het gemiddelde van de verdeling ligt op $v_{drift} * t$, v_{drift} is de driftsnelheid. Deze drift- en diffusiesnelheid hebben als eenheid [m/s] en zijn geen constantes: ze zijn afhankelijk van de spanning en van de tijd. We kunnen nu al kwalitatief enkele afhankelijkheden afleiden:

- Sterk opeengestapelde ladingen vertonen meer afstotende krachten en zullen dus bij omschakelen van de snelheid een hoge diffusiesnelheid hebben. $v_{diffusion}$ zal dus toenemen met V_1 . Bij hoge veldafscherming zal de interne veldsterkte lager liggen waardoor de driftsnelheid kleiner zal worden met toenemende V_1 .
- Omdat het externe veld de oorzaak is van de drift, zal v_{drift} toenemen met V_2 .

Zoals vermeld in Hoofdstuk 3 en toegepast in het model van Hopper en Novotny, dient er een delaytijd voor de pigmentbeweging ingevoerd te worden [4]. Diëlektroforese ligt aan de basis van deze delaytijd die uitdrukt dat de pigmenten niet onmiddellijk aan volle snelheid loskomen van de elektrode. Zoals beschreven in Hoofdstuk 4 zal door de afscherming van het veld ook de beweging van de geladen inverse micellen niet onmiddellijk aan volle snelheid gebeuren. Dus ook voor de beschrijving van de deeltjes die de elektrische respons bepalen, zal een delaytijd ingevoerd worden. Deze afscherming heeft ook een invloed op de pigmentbeweging, maar is echter ondergeschikt aan de bijdrage van diëlektroforese. Zoals door Hopper en Novotny voorgesteld, zal ook in dit model een normaal verdeelde delaytijd gebruikt worden: R_{t_d} . Deze delaytijd wordt in de verdeling van de deeltjes meegerekend.

$$R(t_d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{delay}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(t_d - T_{delay})^2}{(\sigma_{delay})^2}} \quad (2)$$

$$n_{delay}(x, t) = \int_0^t R(t_d) n(x, t - t_d) d(t_d)$$

De delaytijd wordt gegeven door t_d . $R(t_d)$ is het aantal deeltjes dat vrijkomt van de elektrode met een delaytijd t_d . T_{delay} is de gemiddelde waarde van de delaytijd, σ_{delay} de spreiding erop. T_{delay} , t_d en σ_{delay} hebben als eenheid [s], $R(t_d)$ is dimensieloos. Deze parameters zijn afhankelijk van de tijd en van de spanningen V_1 en V_2 . Weerom kunnen nu al enkele kwalitatieve afhankelijkheden afgeleid worden:

- Hoe groter V_1 , hoe groter de veldafscherming, dus hoe groter het verschil in delaytijd zal zijn tussen de deeltjes die eerst loskomen en zij die als laatste loskomen. σ_{delay} zal dus stijgen met V_1 . Ook de gemiddelde delaytijd zal stijgen bij groter wordende afscherming en dus met V_1 .
- Hoe groter V_2 , hoe meer driftkrachten zullen inwerken op de deeltjes. De gemiddelde delaytijd zal dus dalen met V_2 .

3.1.1 Elektrische stroom

Om de elektrische respons te bepalen, moet niet enkel de positie van de geladen deeltjes bekend zijn, ook de evolutie van deze positie in de tijd. Onder invloed van drift en diffusie verandert de verdeling van de groep in de ruimte (x -afhankelijkheid) en in de tijd (t -afhankelijkheid). Deze beweging is niet eenvoudig te beschrijven in dit

complexe systeem waar een combinatie van drift en diffusie optreedt in een omgeving met eindige afmetingen en waar bovendien een delaytijd in de beweging wordt meegerekend. Omdat vgl. 1 enkel de verdeling op elke plaats en op elk tijdstip beschrijft, is het niet mogelijk om van elk deeltje afzonderlijk te bepalen welke afstand het aflegt tussen twee tijdstippen. Een exacte uitdrukking voor de totale snelheid (bijdrage van drift en diffusie) op elke plaats en elk tijdstip kan dus niet afgeleid worden. Er zal een globale verdeling van de snelheden in de pixel moeten gebruikt worden. Een schatting voor de snelheden die aanwezig zijn in het systeem werd berekend als:

$$v(x,t) = \frac{dx}{dt} = \frac{\partial n_{delay}(x,t)}{dt} \Big/ \frac{\partial n_{delay}(x,t)}{dx} \quad (3)$$

Als er enkel bijvoorbeeld translatie door drift zou zijn in de verdeling van vgl. 1, geeft vgl. 3 –zoals verwacht– voor de snelheid $v=x/t$. Zoals het hoort, wordt v uitgedrukt in [m/s].

Uit de implementatie van het model zal blijken dat deze waarde bruikbaar is als voorstelling van de verdeling van de snelheid. De discontinuïteit die bijvoorbeeld kan optreden wanneer de noemer in vgl. 3 nul wordt, blijkt in realiteit buiten het pixel te vallen. Dit is een gevolg van de invloed van de delaytijd en de dominantie van de diffusiesnelheid ten opzichte van de driftsnelheid bij de geladen micellen. Ondanks het feit dat deze afleiding niet algemeen geldend is, blijkt ze bruikbaar te zijn in de configuratie van de pixel in het model.

Als er rekening mee wordt gehouden dat enkel de bijdrage van de inverse micellen in de stroom belangrijk is, volgt de formule voor de stroom uit vgl. 5 en 7 van Hoofdstuk 4:

$$I(t) = \frac{1}{d} \int_0^d v(x,t) n_{delay}(x,t) dx \quad (4)$$

Omdat de positief en negatief geladen inverse micellen de stroom bepalen en deze nagenoeg identiek zijn, kan het model vereenvoudigd worden. Er kan dezelfde verdeling genomen worden voor de positieve en de negatieve geladen inverse micellen. Ze bewegen in tegengestelde richting. Ook de veldafscherming is symmetrisch aan weerszijden van de pixel ($x=0$ en $x=d$) [1].

3.1.2 Optische respons

De optische respons volgt uit de verdeling van de pigmenten [4]:

$$I(t, V_1, V_2) = I_0 s \int_0^t R(t_d) \left[\int_0^d n(x, t - t_d, V_1, V_2) e^{-\alpha a(d-x)} dx + \int_d^\infty n(x, t - t_d, V_1, V_2) dx \right] dt_d \quad (5)$$

Hierbij is I_0 de invallende lichtintensiteit en s de scatterefficiëntie van de pigmenten. De absorptie van het licht wordt uitgedrukt door α (eenheid [1/m]) en a is een geometrische factor (dimensieloos):

$$a = 1 + \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2(\theta_f)}} \quad (6)$$

Hierin is θ_f de hoek waarmee I_0 invalt op de pigmenten.

De eigenschappen waarmee de pigmenten licht verstrooien, zijn belangrijke parameters in een model voor de optische respons. Wij zullen in dit model echter onafhankelijk van deze optische eigenschappen van de pigmenten werken. Zo wordt bijvoorbeeld verondersteld dat het weerkaatste licht mag opgeteld worden per pigment om zo de totale hoeveelheid gereflecteerd licht te bepalen [4]. De parameters I_0 en s hebben enkel invloed op de amplitude van de optische respons en niet op de schakeleigenschappen. We zullen deze weglaten uit het model en de optische respons normeren naar zijn eindwaarde. De parameter αa bepaalt wel de schakeleigenschappen van de optische respons en zal geoptimaliseerd worden in het model.

3.2 Verdeling en veldafscherming

Beschouw een groep deeltjes, die zich oorspronkelijk allemaal op dezelfde plaats ($x=0$) bevinden. Een Dirac-piek dus als concentratieverdeling. Wanneer deze deeltjes enkel onderhevig zijn aan diffusie, is de verdeling na een tijd t gegeven door een Gauss-verdeling met gemiddelde ($x=0$) en standaardafwijking $\sqrt{2Dt}$. D is de diffusieconstante (eenheid [m²/s]). De standaardafwijking (eenheid [m]) is een maat voor de uniformiteit, ze gaat van nul voor de Dirac-piek tot oneindig voor de uniforme verdeling. De snelheid

(eenheid [m/s]) waarmee deze groep deeltjes naar uniformiteit streeft, is dus de afgeleide hiervan naar de tijd:

$$\frac{d}{dt}(\sqrt{2Dt}) = \frac{D}{\sqrt{2Dt}} \quad (7)$$

Dit is een asymptotisch dalende functie naar nul in functie van de tijd. In het begin bewegen de deeltjes oneindig snel uit elkaar. Naarmate de uniforme verdeling dichter wordt benaderd, daalt de snelheid waarmee de deeltjes bewegen.

Wanneer de startdistributie geen perfecte Dirac-piek is, maar een normale verdeling met spreiding σ_0 , moet deze formule aangepast worden. Het is dan alsof we het vorige geval bekijken vanaf een tijdstip t_0 waarop de spreiding σ_0 is:

$$\sigma(t) = \sqrt{2D(t+t_0)} \quad (8)$$

In dit geval komt er voor de diffusiesnelheid:

$$v_{diffusion}(t) = \frac{d\sigma(t)}{dt} = \frac{D}{\sqrt{2D(t+t_0)}} = \frac{D}{\sqrt{2D\left(t + \frac{\sigma_0^2}{2D}\right)}} \quad (9)$$

- Net zoals in het geval waar gestart werd van een Dirac-piek, neemt de diffusiesnelheid af in de tijd. Naarmate de groep deeltjes breder wordt, daalt de snelheid waarmee ze naar de uniforme verdeling gaat.
- De diffusiesnelheid stijgt quasi-lineair met de diffusieconstante. Dit komt overeen met de theorie.
- De snelheid daalt bovendien wanneer de startspreiding σ_0 groter wordt. Zoals al in Hoofdstuk 4 aangehaald, zal de diffusiesnelheid van een dicht opeengepakte groep deeltjes (grote V_1 , kleine σ_0) groter zijn dan die van een zwak samengedrukte groep. Het verband tussen σ_0 en V_1 kan afgeleid worden uit de wet van Coulomb die de afstotende kracht tussen twee ladingen geeft en de kracht door een veld uitgeoefend op een lading (qE). De afstotende kracht tussen de pigmenten wordt gegeven door een meer complexe uitdrukking die zal gebruikt worden in Hoofdstuk 6. De vorm van deze krachtenfunctie kan echter wel benaderd worden door de eenvoudiger Coulomb-relatie. Omdat de spreiding van de groep deeltjes een maat is voor hun onderlinge afstand, mag er verondersteld worden:

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon R^2} \Rightarrow \sigma_0 \approx R = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{4\pi\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (10)$$

$$\sigma_0 \approx \sqrt{cst} \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{V_1}}$$

Waarbij cst een parameter is waarvan de waarde tot nu toe niet gekend is (eenheid $[m^2(V/C)]$), maar die aangeeft dat de spreiding evenredig is met de gemiddelde deeltjesafstand.

- σ_0 daalt bij stijgende V_1 : hoe groter de aangelegde spanning, hoe sterker de groep deeltjes samengedrukt wordt.
- σ_0 stijgt bij grotere Q : hoe groter de lading van de deeltjes, hoe meer ze elkaar afstoten en hoe groter de spreiding van de groep zal zijn.

Deze diffunderende groep deeltjes heeft een invloed op de veldafscherming. De afscherming op elke plaats in het pixel varieert, naarmate de groep breder wordt en de ladingsconcentratie daalt. Dit volgt uit de wet van Gauss die het verband geeft tussen een lading(-sverdeling) en het elektrische veld erdoor opgewekt. Voor een ladingsplaat met ladingsconcentratie c_q geeft deze formule (voldoende ver van de rand): $E=c_q/\epsilon$

We kunnen deze formule gebruiken om een schatting te maken voor de veldafscherming door de bewegende groep geladen deeltjes in het pixel. Die bestaat immers uit een opeenvolging van infinitesimaal dunne ladingslagen, waarvan de concentratie normaal verdeeld is. De hoogte van de verdeling is een maat voor de maximale ladingsconcentratie en dus voor de afscherming. De totale lading in de pixel is constant en gelijk aan N , de hoogte van de verdeling is afhankelijk van de spreiding σ . Om de invloed van de hoogte van de verdeling op de afscherming in te calculeren, wordt de totale lading gewogen met de breedte van de spreiding ten opzichte van de pixel. Dit komt neer op een benadering van de normale verdeling met een driehoeksverdeling met oppervlakte N waarvan de breedte een fractie σ/d van de totale pixel inneemt.

$$n_{\max} \approx N \frac{d}{\sigma} \quad (11)$$

Een kleine spreiding leidt tot hoge concentraties en hoge afscherming; een grote spreiding leidt tot lage concentraties en lage afscherming.

Gebaseerd op deze spreidingsafhankelijkheid en de gekende tijdsafhankelijkheid van de spreiding (vgl. 8), kunnen we een schatting maken hoe de afscherming van het elektrische veld varieert in de tijd naarmate de geladen deeltjes diffunderen:

$$E \approx \frac{1}{S\epsilon} \left(\frac{Nd}{\sigma} \right) \quad (12)$$

$$\Leftrightarrow E(t) \approx \frac{Nd}{S\epsilon} \frac{1}{\sqrt{2Dt}}$$

Deze formule geeft een schatting van de evolutie van de veldafscherming (eenheid [V/m]) van een diffunderende groep met totale lading N in een pixel met doorsnede S.

$$\Delta E(t) \approx \frac{Nd}{S\epsilon} \frac{1}{\sqrt{2D}} \frac{1}{t^{1/2}} \quad (12)$$

- De afscherming daalt in functie van de tijd. Naarmate de verdeling homogener wordt en de spreiding daalt, daalt de ladingsconcentratie. Uit de wet van Gauss volgt dat de veldafscherming ook daalt.
- De veldafscherming neemt toe met de totale lading van de deeltjes. Dit werd al vermeld in Hoofdstuk 4: door deze totale lading te verlagen door middel van centrifugatie, zal de veldafscherming lager worden en het interne veld stijgen.

Wanneer opnieuw ingevoerd wordt dat de startspreading niet nul was, maar σ_0 , komt er zoals in vgl. 8:

$$\Delta E(t) \approx \frac{Nd}{S\epsilon} \frac{1}{\sqrt{2D}} \frac{1}{\left(t + \frac{N^* cst}{2DV_1} \right)^{1/2}} \quad (13)$$

- De veldafscherming neemt dus toe met V_1 volgens een verband dat voor kleine waarden van t kan benaderd worden als $\sqrt{V_1}$.

Bovenstaande formule toont aan hoe de ladingsherverdeling leidt tot een herverdeling van de veldsterkte. Hieruit kunnen de nuttige parameters zoals driftsnelheid en effectieve diffusiesnelheid gehaald worden.

3.3 Driftsnelheid

De snelheid van de geladen deeltjes onder invloed van het extern aangelegde veld en de veldafscherming wordt gegeven door:

$$v = \mu E = \mu (E_{\text{extern}} - \Delta E(t))$$

$$\approx \mu \left(E_{\text{extern}} - \frac{Nd}{\sqrt{2DS\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{t + \frac{N^* cst}{2DV_1}}} \right) \quad (14)$$

Met een eerste orde benadering naar de tijd, komt er voor de driftsnelheid uit vgl. 1:

$$v_{\text{drift}} \approx \mu \left(\frac{1}{d} V_2 - cst_2 \sqrt{N} \sqrt{V_1} \right) \quad (15)$$

Waarbij cst_2 een parameter is met eenheid $[(1/m) \cdot (V/C)^{0.5}]$.

- Zoals al kwalitatief afgeleid, is de driftsnelheid zowel afhankelijk van V_2 als van V_1 . Ze neemt toe met V_2 en daalt met V_1 . Volgens deze formule kan de driftsnelheid negatief worden. De veldsterkte kan bij heel grote afscherming inderdaad wel van teken omkeren in de bulk, maar in praktijk zullen de ladingen gewoon dichter aan de elektrode gedrukt worden en zal de snelheid niet van teken omkeren. In de implementatie van het model zal deze discrepantie weggewerkt worden.
- De driftsnelheid neemt af met stijgende N : hoe meer geladen deeltjes er zijn, hoe hoger de veldafscherming, hoe lager het interne veld.

3.4 Diffusiesnelheid

Voor de diffusie komt er, zoals hierboven al afgeleid:

$$\sigma(t) = \sqrt{2D \left(t + \frac{\sigma_0^2}{2D} \right)}$$

$$\approx \sqrt{2D \left(t + \frac{N^* cst}{2DV_1} \right)} \approx \sqrt{\frac{D}{2}} \sqrt{\frac{2DV_1}{N^* cst} t} \quad (16)$$

Dit geeft als resultaat voor de diffusiesnelheid uit vgl. 1:

$$v_{diffusion} = \sqrt{V_1} \sqrt{\frac{D^2}{N * cst}} \quad (17)$$

- De diffusiesnelheid is enkel afhankelijk van V_1 , onafhankelijk van V_2 . Ze neemt toe met V_1 : naarmate V_1 de ladingen dichter bij elkaar duwt, diffunderen ze sneller bij omschakelen.
- De diffusiesnelheid neemt toe wanneer de diffusieconstante toeneemt. De afhankelijkheid is lineair zoals voorspeld door de theorie.

3.5 Delaytijd

De delaytijd van een geladen inverse micel is de vertraging tussen een deeltje dat in het minder sterke lokale veld beweegt onder invloed van de veldafscherming en datzelfde deeltje dat van in het begin het externe veld zou gevoeld hebben. Voor de pigmenten dient hierbij ook de invloed van de DEP in rekening gebracht te worden. Er komt voor de micellen:

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{v_{slow}} - \frac{\Delta s}{v_{fast}} = \Delta s \left(\frac{1}{v_{fast} - \Delta v} - \frac{1}{v_{fast}} \right) \approx \Delta s \left(\frac{1}{v_{fast} - \Delta v} \right) \quad (18)$$

Waarbij v_{fast} de snelheid van het deeltje, zonder veldafscherming is en v_{slow} de echte, lagere snelheid. Voor v_{fast} komt er dus:

$$v_{fast} = \mu E_{external} = \mu \frac{V_2}{d} \quad (19)$$

En voor v_{slow} , waarbij we er rekening mee houden dat de delaytijd optreedt bij aanvang van het omschakelen:

$$\begin{aligned} \Delta v &= \mu \Delta E(t) \approx \mu \frac{Nd}{S\epsilon} \frac{1}{\sqrt{2D}} \frac{1}{\left(0 + \frac{N * cst}{2DV_1}\right)^{1/2}} \\ &\approx \mu \sqrt{V_1} \sqrt{Ncst_2} \end{aligned} \quad (20)$$

Het snelheidsverschil is nul wanneer $V_1=0$. In dit geval wordt gestart van een homogene verdeling en hebben alle deeltjes inderdaad dezelfde (maximale) snelheid. Dit geeft voor de totale gemiddelde delaytijd:

$$T_{delay} = \frac{\Delta s}{\mu} \frac{1}{\frac{V_2}{d} - cst_2 \sqrt{N} \sqrt{V_1}} \quad (21)$$

Hier is Δs een parameter met dimensie meter die gebruikt wordt om een snelheidsverschil in een tijdsverschil om te zetten. Δs heeft geen fysische betekenis in de pixel.

Dit kan via een eerste orde benadering vereenvoudigd worden tot:

$$T_{delay} \approx \frac{\Delta s}{\mu} d^2 cst_2 \sqrt{N} \frac{\sqrt{V_1}}{V_2^2} \quad (22)$$

- De gemiddelde delaytijd neemt toe met V_1 . Dit komt omdat de afscherming toeneemt met V_1 . Als $V_1=0$ wordt gestart vanaf een homogene verdeling. In dit geval is de gemiddelde delaytijd inderdaad ook nul.
- De gemiddelde delaytijd daalt met V_2 , of eigenlijk met het externe veld (V_2/d). Dit externe veld zorgt immers voor de driftkracht. Als V_2 oneindig groot is, overtreft het driftveld alle afscherming en zal de delaytijd ook nul zijn.
- De gemiddelde delaytijd stijgt met het aantal geladen deeltjes. Dit is logisch omdat de veldafscherming toeneemt met de ladinghoeveelheid. Centrifugatie en verwijdering van de overbodige lading zal dus ook de delaytijd laten zakken. De delaytijd van de pigmenten wordt echter vooral bepaald door diëlektroforese en zal dus slechts in beperkte mate kunnen verkleind worden door centrifugatie. De veldafscherming die bij dicht opeengestapelde pigmenten DEP dominant maakt over elektroforese is er een van de elektrische dubbellaag. De dikte van deze dubbellaag is een intrinsieke fysische parameter van de colloïdale oplossing en varieert slechts weinig met het elektrische veld.

Omdat dezelfde fenomenen de delaytijd van alle deeltjes bepalen (zowel zij die eerst loskomen van de elektrode, zij die laatst loskomen als het gemiddelde) kan er verondersteld worden dat de spreiding σ_{delay} dezelfde spanningsafhankelijkheden als het gemiddelde zal vertonen. De parameter Δs zal wel anders zijn.

Voor de pigmenten zal uitgegaan worden van dezelfde theoretische delaytijd. De aanpassingen aan de metingen in de volgende stap zullen uitwijzen of deze veronderstelling voor diëlektroforese gegrond is.

3.6 Optimalisatie en samenvatting

Wanneer we nog de meer fysische parameters zoals lading en viscositeit in het model willen stoppen, kan dit via uitwerking van de mobiliteit en de diffusieconstante:

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{Q}{6\pi\eta R} \left[\frac{m^2}{Vs} \right] \\ D &= \mu \frac{kT}{Q} = \frac{kT}{6\pi\eta R} \left[\frac{m^2}{s} \right]\end{aligned}\tag{23}$$

Er komt dan:

$$\begin{aligned}v_{drift} &\approx \frac{Q}{6\pi\eta R} \left(\frac{V_2}{d} - cst_2 \sqrt{N} \sqrt{V_1} \right) \\ v_{diffusion} &\approx \sqrt{V_1} \sqrt{\frac{1}{N * cst}} \frac{kT}{6\pi\eta R} \\ T_{delay} &\approx \Delta s \frac{6\pi\eta R}{Q} cst_2 \sqrt{N} \frac{\sqrt{V_1}}{\left(\frac{V_2}{d} \right)^2}\end{aligned}\tag{24}$$

Hieruit volgt nogmaals hoe belangrijk het is de overbodige lading N te verwijderen via centrifugatie. De driftsnelheid verhoogt erdoor en de delaytijd neemt erdoor af.

3.7 Eenheden

Als laatste controle of alle gemaakte veronderstellingen wel correct zijn, worden de eenheden van de berekende grootheden nagerekend:

We hebben:

$$\varepsilon = \left[\frac{C}{Vm} \right], \rho = \left[\frac{C}{m^3} \right], D = \left[\frac{m^2}{s} \right] \text{ en } \mu = \left[\frac{m^2}{Vs} \right]\tag{25}$$

Daaruit volgt voor vgl. 10:

$$cst = \left[m^2 \right]\tag{26}$$

En uit vgl. 16 en 18:

$$v_{drift} = \left[\frac{m}{s} \right], v_{diffusion} = \left[\frac{m}{s} \right] \quad (27)$$

En uit vgl. 23:

$$T_{delay} = [s], \Delta s = [m] \quad (28)$$

Uit vgl. 1 en vgl. 4:

$$N = [C], n = \left[\frac{C}{m} \right], I = [A] \quad (29)$$

3.8 Temperatuursafhankelijkheid

De temperatuursafhankelijkheid van de elektrische respons uit Hoofdstuk 4 kan ook met dit model gesimuleerd worden. De formules uit vgl. 25 vertonen een temperatuurafhankelijkheid: de diffusiesnelheid is bijvoorbeeld rechtevenredig met de temperatuur. Om de volledige afhankelijkheid te kunnen modelleren, moet ook de variatie met de temperatuur van de ladingsconcentratie N en de viscositeit η in rekening gebracht worden. Beiden zijn van de temperatuur afhankelijk via een Arrhenius-relatie [3]:

$$\begin{aligned} \eta &\sim \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right) \\ N &\sim \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \end{aligned} \quad (30)$$

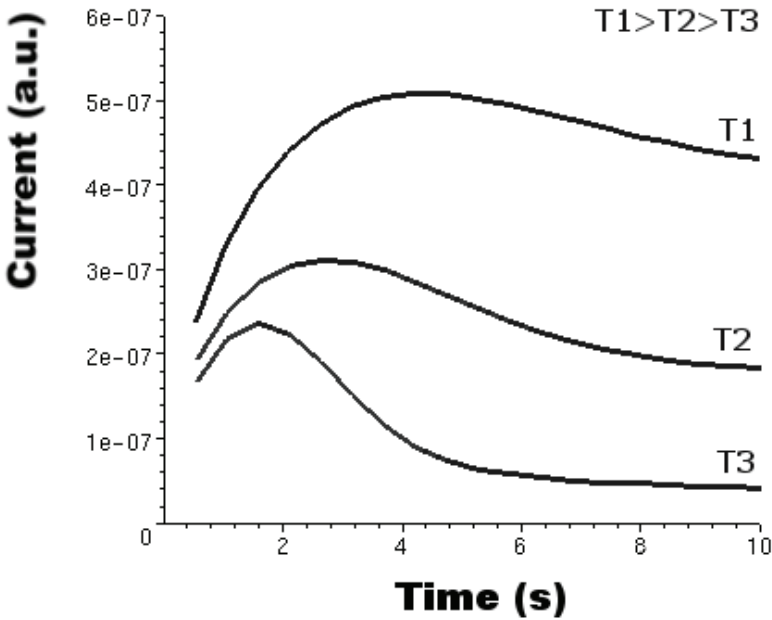
E_1 is de activatie-energie van de viscositeit, E_2 die van de geladen deeltjes (in [J]). In Hoofdstuk 4 werd al aangetoond dat de ladingsdragers in een EPID afkomstig zijn van een dissociatieproces en dat hun concentratie dus aan de Arrhenius-relatie voldoet. Het aantal geladen deeltjes stijgt met de temperatuur, de viscositeit daalt met de temperatuur.

Als we dit in vgl. 25 verwerken, komt er voor de totale temperatuursafhankelijkheid:

$$v_{drift} \sim \frac{T}{\exp\left(-\frac{E_2}{2kT}\right)\exp\left(\frac{E_1}{kT}\right)} = T \exp\left(-\frac{\left(E_1 - \frac{E_2}{2}\right)}{kT}\right) \quad (31)$$

$$T_{delay} \sim \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right)\exp\left(-\frac{E_2}{2kT}\right) = \exp\left(-\frac{\frac{E_2}{2} - E_1}{kT}\right)$$

Deze afhankelijkheden gelden enkel voor de ladingsdragers die de elektrische stroom bepalen, niet voor de pigmenten. Omdat E_2 en E_1 onbekende parameters zijn, is het moeilijk exacte simulaties van temperatuursafhankelijkheden te doen. Er werd toch een poging gedaan waarbij de Arrhenius-relatie werd benaderd door een machtsrelatie ($\sim T^a$) om de complexiteit minimaal te houden. Het resultaat hiervan staat in Figuur 9.



Figuur 9 Simulatie van de temperatuursafhankelijkheid van de transient stroomrespons.

De spanning schakelde om van -2V naar +2V. De evolutie van de transientstromen is duidelijk gelijkvormig met die in Figuur 15 van Hoofdstuk 4. De temperatuur bij de onderste curve (T1) werd gefit

aan de respons bij 35°C en deze werd gebruikt als referentie. Door de middelste curve (T2) te fitten aan die van 50°C was het mogelijk de temperatuursafhankelijkheid van de parameters te bepalen. Deze werden geverifieerd door na te gaan of de bovenste curve samenvalt met die bij 60°C. Omdat er geen kwantitatieve gegevens zijn over de stroom in de temperatuursafhankelijke metingen, was het enkel mogelijk om te fitten op gebied van vorm van de curves. Overeenstemming in amplitude van de stromen, absolute ligging in de tijd, ... kon niet gecontroleerd worden. Desalniettemin is de overeenstemming goed: de evolutie van steady state stroom, breedte van de stroombult, hoogte van de stroombult, ... bewijzen dat het model de correcte vorm heeft.

4 Uitwerking van het model

De parameters in het model dat hierboven werd afgeleid, moeten nog geoptimaliseerd worden. In eerste instantie gaat het hier om Δs , cst en cst_2 . Dit gebeurt door matching van de gesimuleerde curves aan de gemeten curves: zowel elektrische als optische respons, zowel tijds- als spanningsafhankelijkheid. Omdat de formules die werden afgeleid vele benaderingen bevatten, zullen niet enkel de twee al genoemde parameters kunnen geoptimaliseerd worden. Zo kunnen bijvoorbeeld de exponenten van de spanningsafhankelijkheden waarschijnlijk beter gekozen worden dan de eenvoudige afhankelijkheden die tot nu toe afgeleid werden. In deze paragraaf zullen de formules gegeven worden, zoals die gebruikt worden in het geoptimaliseerde model. De verschillen met de theoretische afleiding zullen aangeduid en verklaard worden.

De spanningen die gebruikt worden in de formules (V_1 en V_2) zijn genormaliseerd naar 1V en daarom dimensieloos. Hierdoor is het mogelijk, ondanks de ongewone waarden voor de exponenten, om toch nog v_{drift} en $v_{diffusion}$ uit te drukken in [m/s].

4.1 Elektrische repons

Zoals in vgl. 1 zijn de geladen deeltjes die de elektrische stroom bepalen, normaal verdeeld. Hun gemiddelde en spreiding zijn afhankelijk van drift en diffusie en dus van de tijd, van V_1 en van V_2 . De verdeling wordt gegeven door:

$$n_{current}(x, t, V_1, V_2) = \frac{N_{charge}}{\sqrt{2\pi} v_{diffusion,charge} V_2 V_1^{0.95} t} * \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - v_{drift,charge} \left(1 + \frac{76}{V_1^{2.2}} \right)^{0.09} V_2^{0.65} t}{v_{diffusion,charge} V_2 V_1^{0.95} t} \right)^2 \right) \quad (32)$$

De parameter N_{charge} werd geoptimaliseerd op $86E-8$ C. De diffusiesnelheid wordt gegeven door:

$$v_{diffusion,charge} V_2 V_1^{0.95} \quad (33)$$

Daarbij is $v_{diffusion,charge}$ een parameter waarvan de optimale waarde $2.55E-5$ m/s bleek te zijn. Wanneer dit vergeleken wordt met vgl. 18 is de exponent van de V_1 -afhankelijkheid vergroot van 0.5 naar 0.95. Bovendien bleek er een V_2 -afhankelijkheid te moeten ingevoerd worden om het model beter te matchen aan de metingen. De diffusiesnelheid is rechtevenredig met V_2 . Deze afhankelijkheid kan verklaard worden door een hydrodynamisch effect waarbij een snel bewegende groep deeltjes meer uit elkaar gaat dan een traag bewegende groep, een drag-effect dus [3].

De driftsnelheid wordt gegeven door:

$$v_{drift,charge} \left(1 + \frac{76}{V_1^{2.2}} \right)^{0.09} V_2^{0.65} \quad (34)$$

De parameter $v_{drift,charge}$ werd geoptimaliseerd op $15E-5$ m/s. Wanneer dit vergeleken wordt met vgl. 16 valt op dat de V_2 -afhankelijkheid lager is dan theoretisch voorspeld: exponent 0.65 in plaats van 1. De afhankelijkheid van V_1 zit nu in de noemer, daar waar het in vgl. 16 nog een term was die afgetrokken werd. Dit werd gedaan om te vermijden dat de driftsnelheid bij grote V_1 negatief zou kunnen worden.

De deeltjes binnen de normale verdeling die zich buiten de grenzen van de pixel bevinden, liggen in realiteit exponentieel verdeeld aan de wand. Ook dit effect werd in de verdeling meegerekend.

Zoals in vgl. 2 wordt ook voor de delaytijd een normale verdeling gekozen:

$$R_{current}(t_d, V_1, V_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t_d} \frac{V_1^{0.35}}{V_2^{0.48}}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t_d - T_{t_d} \frac{V_1^{1.6}}{V_2^{0.1}}}{\sigma_{t_d} \frac{V_1^{0.35}}{V_2^{0.48}}} \right)^2 \right) \quad (35)$$

Het gemiddelde en de spreiding op de delaytijd zijn afhankelijk van V_1 en V_2 en worden respectievelijk gegeven door:

$$\begin{aligned} T_{t_d} & \frac{V_1^{1.6}}{V_2^{0.1}} \\ \sigma_{t_d} & \frac{V_1^{0.35}}{V_2^{0.48}} \end{aligned} \quad (36)$$

Wanneer dit vergeleken wordt met vgl. 23, is voor het gemiddelde de V_1 -afhankelijkheid groter dan voorspeld (1.6 in plaats van 0.5) en de V_2 -afhankelijkheid veel kleiner dan verwacht (0.1 in plaats van 2). Voor de spreiding zijn zowel de V_1 -afhankelijkheid (0.35 in plaats van 0.5) als de V_2 -afhankelijkheid (0.48 in plaats van 2) lager dan verwacht. Omdat de delaytijd de meest intuïtieve van de parameters is, is het niet onlogisch dat hierbij de grootste aanpassing tussen theorie en model moest gebeuren. De parameter T_{td} werd optimaal gekozen op 0.05s en σ_{td} op 1.7s. Dit wil zeggen dat bij de spanningen die doorgaans in EPIDs worden gebruikt, de gemiddelde delaytijd en de spreiding van de grootte-orde seconden zijn.

Wanneer de delaytijd in de verdeling van de geladen deeltjes wordt meegerekend, komt er:

$$n_{current, delay}(x, t, V_2, V_1) = \int_0^t R_{current}(t_d, V_1, V_2) n_{current}(x, t - t_d, V_1, V_2) d(t_d) \quad (37)$$

Om de elektrische stroom te berekenen, moet ook gekend zijn hoe snel de verdeling varieert. Dit kan uit de verdeling gehaald worden als:

$$v_{current}(x, t, V_1, V_2) = \frac{\partial(n_{current, delay}(x, t, V_1, V_2)) / dt}{\partial(n_{current, delay}(x, t, V_1, V_2)) / dx} \quad (38)$$

Zoals in vgl. 4 volgt hieruit de elektrische stroom als:

$$I(t, V_1, V_2) = \int_0^d v_{current}(x, t, V_1, V_2) n_{current, delay}(x, t, V_1, V_2) dx + I_{steady state} \quad (39)$$

Waarbij de bijdrage van de steady state stroom als volgt benaderd werd:

$$I_{steady state} = 25N^2V_2v_{drift, current} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{0.06}\right) \right) \quad (40)$$

De steady state stroom is recht evenredig met de hoeveelheid lading in het kwadraat. Deze is immers een maat voor de hoeveelheid inverse micellen. Verder wordt de steady state stroom benaderd als evenredig met de aangelegde spanning. In Hoofdstuk 4 werd aangetoond dat deze benadering geldig is voor spanning ongeveer tot 10V. $I_{steady state}$ is ook evenredig met $v_{drift, current}$, die een maat is voor de mobiliteit van de ladingen [5]. De steady stroom loop niet onmiddellijk op volle sterkte, maar wordt opgebouwd met een tijdsconstante [3]. De generatie is afhankelijk van de plaatselijke concentraties en stabiliseert pas op de transittijd van de ladingen. Deze transittijd wordt gegeven door vgl. 1 van Hoofdstuk 2 en is van de grootte-orde kleiner dan een seconde. In het model werd deze tijdsconstante gefit tot 0.06s. Om de eenheden in vgl. 41 te doen kloppen, moet de parameter met waarde 25 ook een eenheid hebben: $1/(m^*C)$.

4.2 Optische respons

Zoals in de theoretische afleiding, zijn de pigmenten tijdens het omschakelen normaal verdeeld. Hun verdeling wordt gegeven door:

$$n_{pigment}(x, t, V_1, V_2) = \frac{N_{pigment}}{\sqrt{2\pi}v_{diffusion, pigment}V_1^{0.95}t} * \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - v_{drift, pigment}\left(1 + \frac{76}{V_1^{2.2}}\right)V_2^{0.65}t}{v_{diffusion, pigment}V_1^{0.95}t}\right)^2\right) \quad (41)$$

De diffusiesnelheid wordt gegeven door:

$$v_{diffusion,pigment} V_1^{0.95} \quad (42)$$

Hierin is $v_{diffusion,pigment}$ een parameter waarvan de optimale waarde $5.04E-5$ m/s is. Wanneer deze simulatieformule met vgl. 18 vergeleken wordt, blijkt dat net als bij de elektrische respons de exponent van de V_1 -afhankelijkheid vergroot werd van 0.5 naar 0.95. Voor de pigmenten diende geen V_2 -afhankelijkheid voor de diffusiesnelheid ingevoerd te worden. Gezien hun afmetingen en lading zijn ze minder gevoelig aan de hydrodynamische effecten [3].

De driftsnelheid wordt gegeven door:

$$v_{drift,pigment} \left(1 + \frac{76}{V_1^{2.2}}\right)^{0.09} V_2^{0.65} \quad (43)$$

Deze vertoont exact dezelfde spanningsafhankelijkheid als de geladen micellen. Enkel de parameter $v_{drift,pigment}$ heeft een andere waarde. Voor de optische respons werd deze geoptimaliseerd op $19E-5$ m/s. Deze waarde is nagenoeg gelijk aan die van de elektrische respons. Dit duidt erop dat drift van geladen micellen en pigmenten vergelijkbaar zijn: de pigmenten hebben een grotere lading, maar de micellen hebben een kleinere straal.

De delaytijd van pigmenten wordt vooral bepaald door de invloed van diëlektroforese en minder door de afschermdende werking van de ladingen. Toch werd in navolging van Hopper en Novotny ook in dit model een normale verdeling voor de delaytijd gekozen:

$$R_{pigment}(t_d, V_1, V_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{t_d} \frac{V_1^{0.2}}{V_2^{1.6}}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t_d - T_{t_d} \frac{V_1^{0.3}}{V_2^{2.4}}}{\sigma_{t_d} \frac{V_1^{0.2}}{V_2^{1.6}}}\right)^2\right) \quad (44)$$

Het gemiddelde en de spreiding op de delaytijd zijn afhankelijk van V_1 en V_2 en worden respectievelijk gegeven door:

$$T_{t_d} \frac{V_1^{0.3}}{V_2^{2.4}} \quad (45)$$

$$\sigma_{t_d} \frac{V_1^{0.2}}{V_2^{1.6}}$$

De parameters werden geoptimaliseerd op $T_{td}=530s$ en $\sigma_{td}=13s$. Het verschil met de delaytijd voor de geladen micellen is groot. Het is duidelijk dat hier een ander mechanisme aan het werk is. Zoals al afgeleid in Hoofdstuk 3 is dit te wijten aan de invloed van diëlektroforese. De delaytijd wordt meegerekend in de uiteindelijke pigmentverdeling op dezelfde manier zoals in vgl. 38 werd gedaan. De optische respons volgt dan uit vgl. 5 als:

$$I(t, V_2, V_1) = \int_0^d n_{pigment, delay}(x, t, V_2, V_1) \exp\left(-\frac{d-x}{0.09d}\right) dx + \int_d^\infty n_{pigment, delay}(x, t, V_2, V_1) dx \quad (46)$$

Hierin werd de parameter αa (eenheid [1/m]) uit vgl. 5 geoptimaliseerd tot $(1/0.09d)$. Omdat in het model niets geweten is over de parameters I_0 en s , en de optische respons kan genormaliseerd worden zonder kennis van hun exacte waarde, werden deze weggelaten. De optische respons wordt achteraf genormaliseerd naar 1 door deling door de asymptotische waarde.

4.3 Besluit

De resultaten uit paragraaf 2 tonen aan dat het model in staat is om correct de elektrische en optische eigenschappen van EPIDs te simuleren. De theoretische afleiding van de formules van het model uit paragraaf 3 was intuïtief en benaderend. Vandaar dat in paragraaf 4 bleek dat veel aanpassingen nodig waren om het model te fitten aan de metingen. De afhankelijkheden van de tijd, V_1 en V_2 blijken echter goed overeen te komen met de theoretische voorspelling.

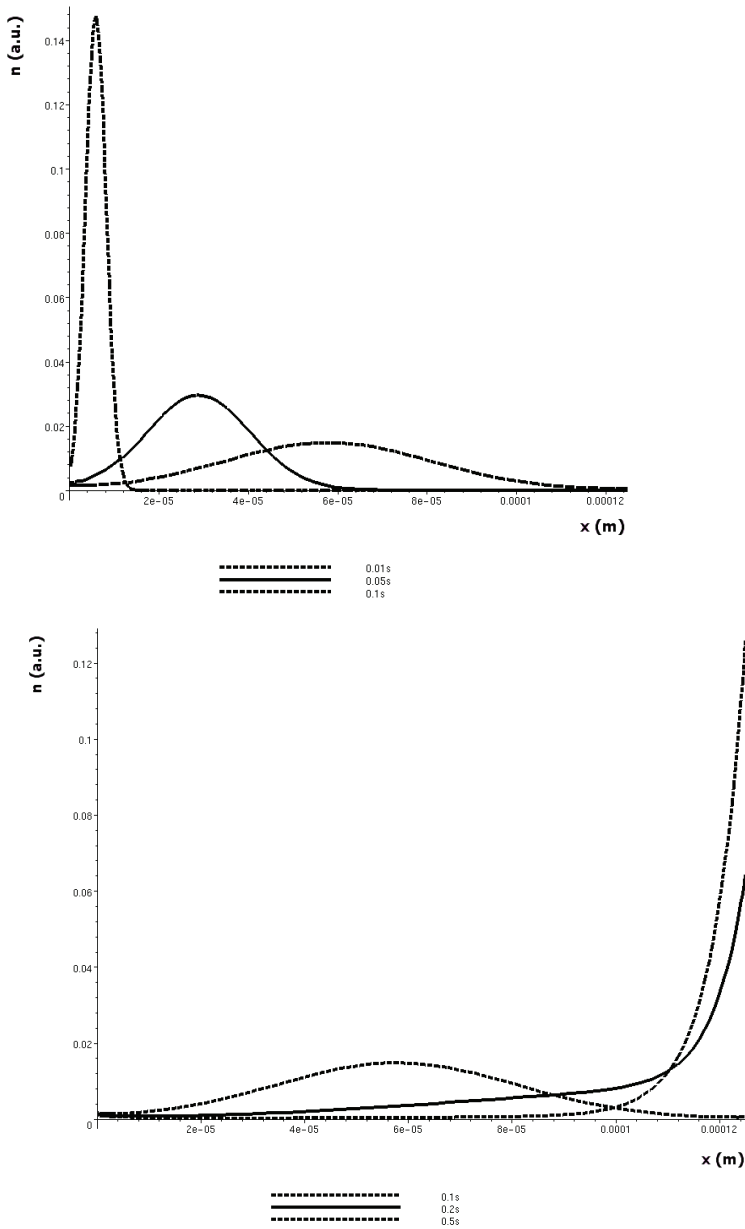
5 Simulatie van verdelingen

Alle resultaten van de simulaties tot nu toe waren macroscopische gegevens: elektrische respons en optische respons. Deze komen nagenoeg perfect overeen met de metingen van diezelfde gegevens. Het model laat echter ook toe gegevens te genereren die niet kunnen gemeten worden. Zo is het bijvoorbeeld niet mogelijk om de verdeling van de deeltjes tijdens het omschakelen te meten. Zowel de pigmenten als de geladen inverse micellen zijn te klein en bewegen te snel om toe te laten hun positie exact te bepalen tijdens omschakelen. Omdat het model zijn macroscopische gegevens afleidt uit deze

verdelingen, is het hiermee wel mogelijk de deeltjes te volgen tijdens het omschakelen. We zullen in deze paragraaf enkele resultaten geven.

5.1.1 Verdeling van de pigmenten

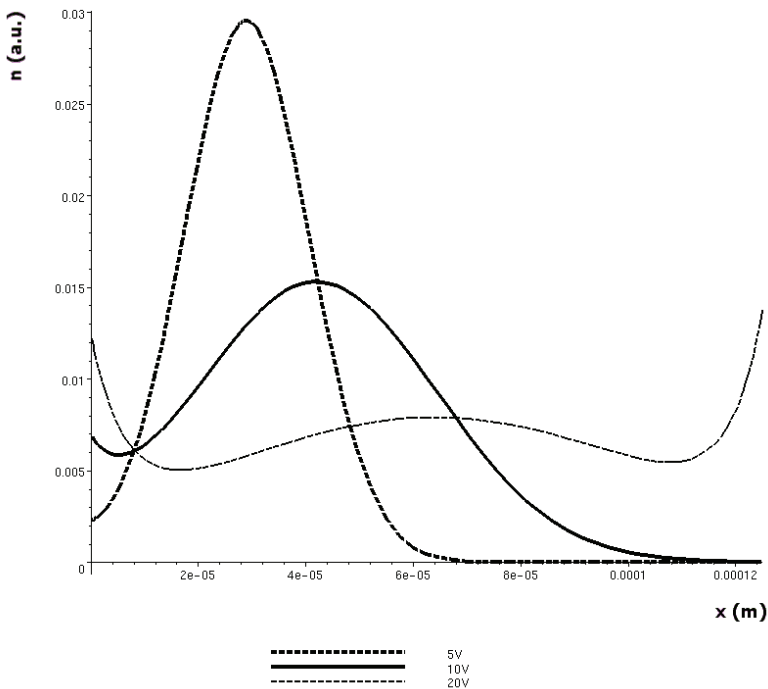
De simulatie van de verdeling van de pigmenten zonder rekening te houden met de delaytijd, bij het omschakelen van $-5V$ naar $5V$ op verschillende tijdstippen, staat in Figuur 10.



Figuur 10 Simulatie van de verdeling zonder delaytijd van de pigmenten bij het omschakelen van -5V naar 5V op verschillende tijdstippen.

De pigmentverdeling, zonder in rekening brengen van de delaytijd, wordt getoond op $t=0.01s$, $0.05s$, $0.1s$, $0.2s$ en $0.5s$. Er werd gekozen voor de verdeling zonder de delaytijd omdat de bewerkingen van vgl. 38 de vorm van de verdeling beïnvloeden en minder aanschouwelijk maken. De pigmenten bewegen van links ($x=0$) naar rechts ($x=d$). Op de eerste figuur van Figuur 10 is te zien hoe de pigmenten naarmate ze meer door drift naar rechts bewegen, door diffusie een meer homogene verdeling verkrijgen. Na ongeveer $0.1s$ heeft het gemiddelde de helft bereikt en worden ze samengedrukt aan de elektrode op $x=d$: dit is te zien op het onderste deel van Figuur 10. De verdeling die op $t=0.5s$ bereikt wordt, verschilt niet veel van de eindtoestand.

De invloed van de spanning op de verdeling van de pigmenten wordt getoond in Figuur 11.

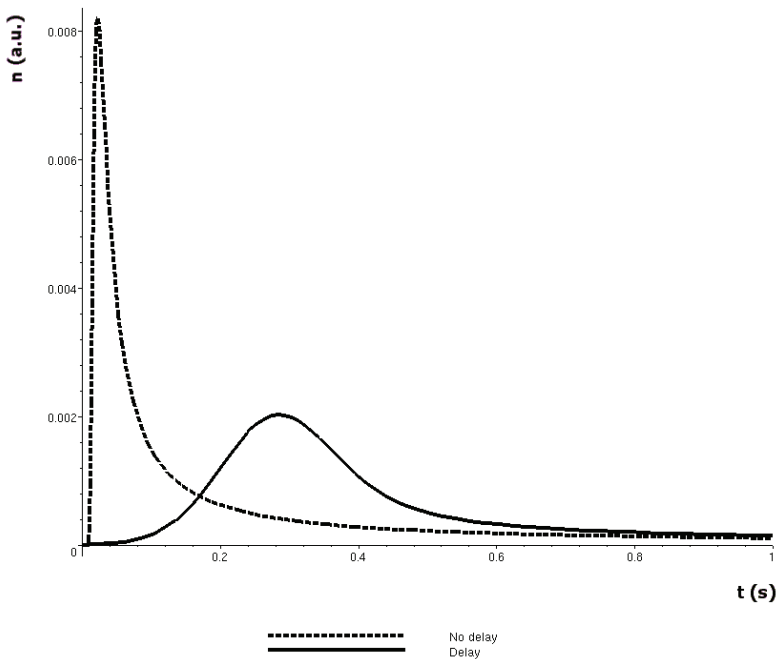


Figuur 11 Simulatie van de invloed van de spanning op de verdeling van de pigmenten.

De verdeling zonder delaytijd werd gesimuleerd bij omschakelen van -5V naar 5V, van -10V naar 10V en van -20V naar 20V. Dit telkens op hetzelfde tijdstip $t=0.05s$. De invloed van V_2 is duidelijk zichtbaar: bij hogere V_2 ligt het gemiddelde verder naar rechts op hetzelfde tijdstip.

Ook de invloed van V_1 via de diffusie is duidelijk zichtbaar: op hetzelfde tijdstip zijn de curves bij hogere V_1 homogener verdeeld dan bij lagere V_1 . Op de curve bij 20V is duidelijk dat bij hogere spanning de diffusie belangrijker wordt dan de drift. Op het moment dat het gemiddelde door drift nog maar net voorbij het midden van de pixel is, is door diffusie al opstapeling van pigmenten aan de elektroden bezig.

Om de invloed van de delaytijd duidelijk te maken, wordt nu de plaats in de pixel als parameter gekozen en tijd in abscis gezet. De invloed van de delaytijd op de verdeling bij omschakelen van -40V naar 40V staat in Figuur 12.



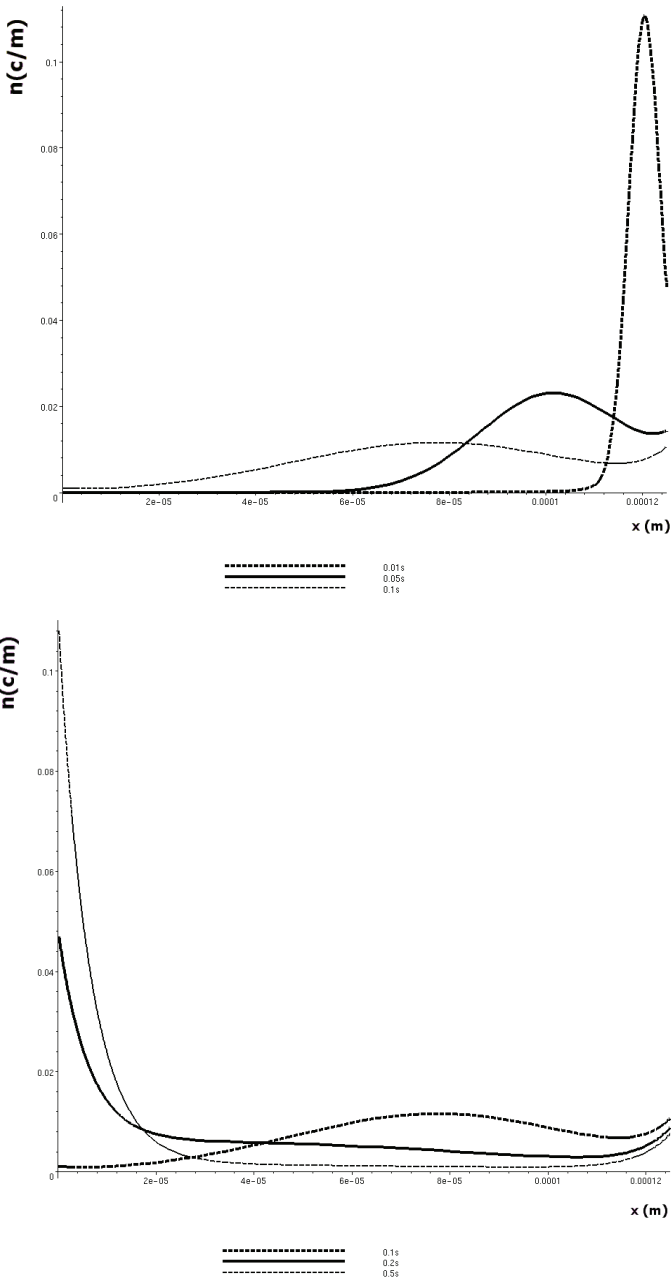
Figuur 12 Simulatie van de invloed van de delaytijd op de verdeling van de pigmenten.

Het aantal deeltjes op $x=0.5d$ (halverwege de pixel) werd gemodelleerd in functie van de tijd. Dit werd gedaan zonder rekening te houden met de delaytijd (stippellijn) en met de delaytijd in rekening gebracht (volle lijn). De invloed van de delaytijd is duidelijk: de deeltjes komen later (curve is verschoven) en meer gespreid in de tijd (curve is breder). De spreiding op de delaytijd zorgt voor een spreiding op de verdeling van de deeltjes. De gemiddelde delaytijd

zorgt ervoor dat het gemiddelde van de deeltjesverdeling later op de verschillende plaatsen in de pixel voorbijkomt.

5.1.2 Verdeling van de geladen inverse micellen

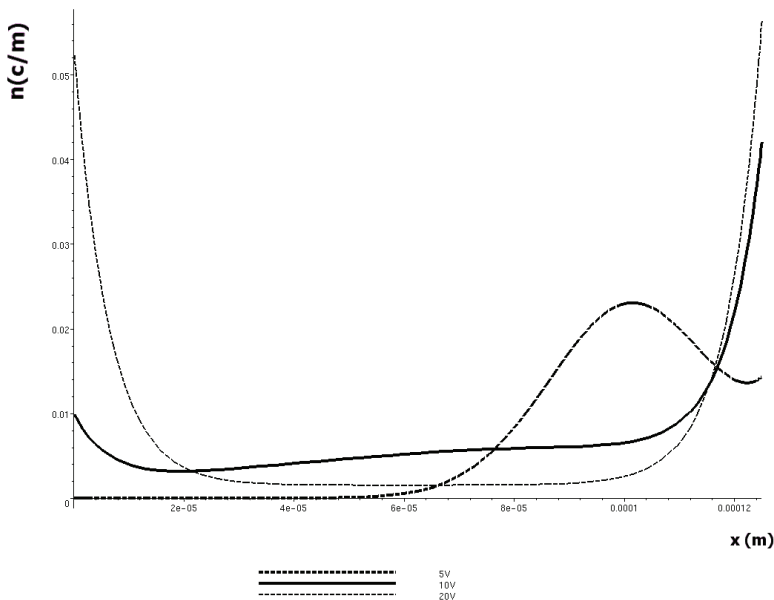
De simulatie van de verdeling van de geladen inverse micellen zonder rekening te houden met de delaytijd, bij omschakelen van -5V naar 5V op verschillende tijdstippen staat in Figuur 13.



Figuur 13 Simulatie van de verdeling zonder delaytijd van de geladen inverse micellen bij omschakelen van -5V naar 5V op verschillende tijdstippen.

De verdeling van de geladen inverse micellen, zonder in rekening brengen van de delaytijd, wordt getoond op $t=0.01s$, $0.05s$, $0.1s$, $0.2s$ en $0.5s$ net zoals in Figuur 10 werd gedaan voor de pigmenten. Er werd opnieuw gekozen voor de verdeling zonder in rekening brengen de delaytijd omdat de bewerkingen van vgl. 38 de vorm van de verdeling beïnvloeden en minder aanschouwelijk maken. De geladen micellen bewegen van rechts ($x=d$) naar links ($x=0$). De verdeling die bereikt wordt op $t=0.5s$ verschilt niet veel van de eindtoestand. Wanneer we dit vergelijken met Figuur 10, merken we dat –zoals voorspeld– de pigmenten en de micellen niet veel verschillen op gebied van drift. Het belangrijkste verschil zit in de diffusie. Deze is zelfs voor kleine spanningen al belangrijk bij de geladen micellen: in Figuur 13 is uit de verdeling dicht bij de rand duidelijk dat de geladen micellen snel diffunderen. Ook in de literatuur wordt beschreven dat de spreiding van de inverse micellen een bepalende factor is, zelfs bij kleine spanningen [3,8].

De invloed van de spanning op de verdeling van de geladen inverse micellen wordt getoond in Figuur 14.

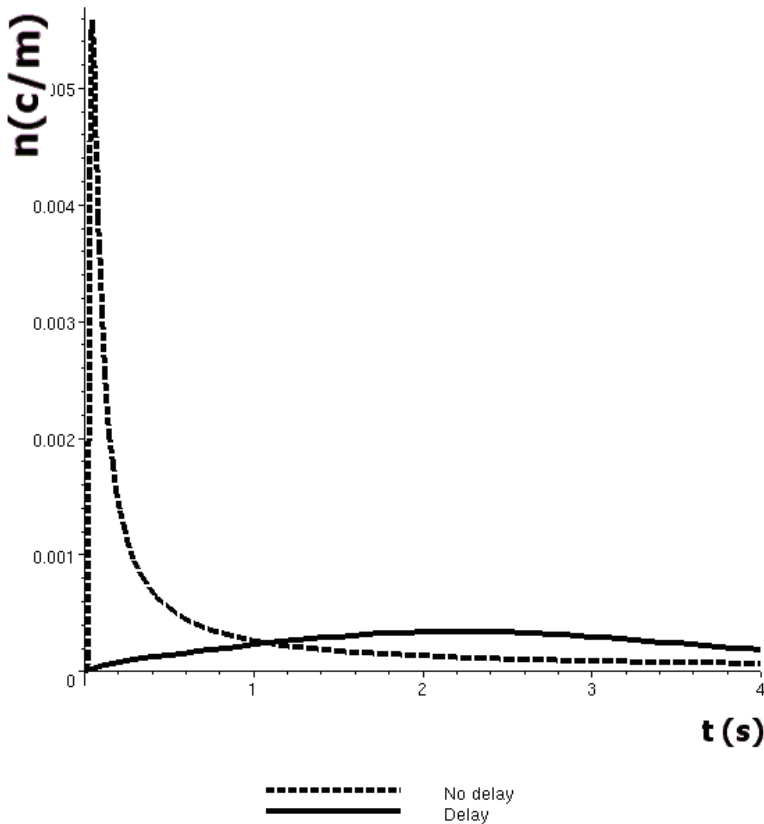


Figuur 14 Simulatie van de invloed van de spanning op de verdeling van de geladen inverse micellen.

De verdeling zonder delaytijd werd gesimuleerd bij omschakelen van $-5V$ naar $5V$, van $-10V$ naar $10V$ en van $-20V$ naar $20V$. Dit telkens op hetzelfde tijdstip $t=0.05s$, net zoals bij de pigmenten gedaan werd.

Hier is al op de curve bij 5V duidelijk dat de diffusie belangrijk is. Op de curve bij 10V is nog net de bult zichtbaar waar zich het gemiddelde van de verdeling bevindt. De meerderheid van de deeltjes is echter al door diffusie uitgesmeerd. Op de curve bij 20V is geen normale verdeling meer zichtbaar, enkel de exponentieel verdeelde deeltjes aan de elektrode. De verdeling in het midden is perfect homogeen.

Om de invloed van de delaytijd duidelijk te maken, wordt ook voor de geladen micellen de plaats in de pixel als parameter gekozen en tijd in abscis gezet. De invloed van de delaytijd op de verdeling bij omschakelen van -10V naar 10V staat in Figuur 15.



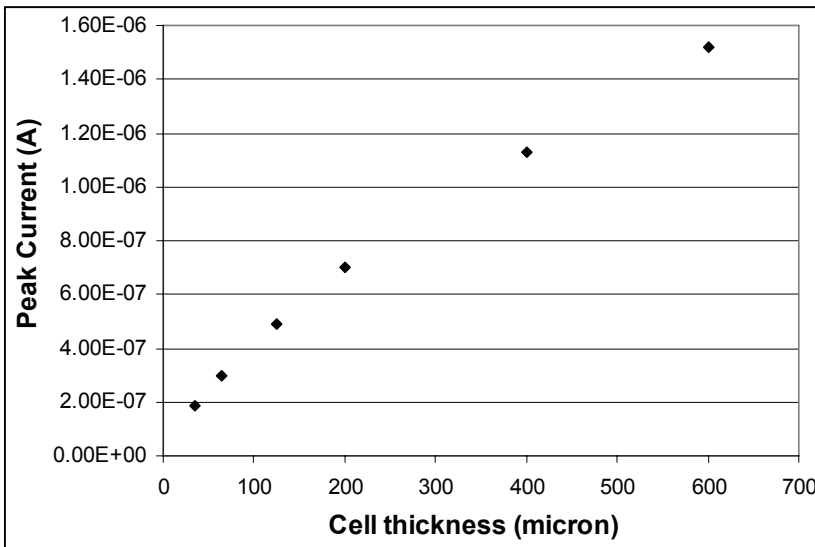
Figuur 15 Simulatie van de invloed van de delaytijd op de verdeling van de geladen inverse micellen.

Net zoals in Figuur 12 werd het aantal deeltjes op $x=0.5d$ (halverwege de pixel) gemodelleerd in functie van de tijd. Dit werd gedaan zonder rekening te houden met de delaytijd (stippellijn) en

met de delaytijd in rekening gebracht (volle lijn). Opnieuw wordt duidelijk dat bij de inverse micellen het delaymechanisme sterk verschilt van dat bij pigmenten.

5.1.3 Invloed van de celdikte

Eén van de parameters die kan bestudeerd worden is de invloed van de celdikte op de eigenschappen van het EPID. Hierover zijn weinig gegevens beschikbaar. Hopper en Novotny hebben gemeten dat de hoogte van de piekstroom trager dan lineair toeneemt met de celdikte [6]. We kunnen deze afhankelijkheid simuleren in ons model. De resultaten hiervan staan in Figuur 16.



Figuur 16 Simulatie van de invloed van de dikte van de pixel op de piekstroom.

Er werd omgeschakeld van -10V naar 10V. De piekstroom neemt toe met de dikte van cel. Zoals gemeten door Hopper en Novotny is deze toename trager dan lineair. Fitten van een machtfunctie geeft een afhankelijkheid $\sim d^{0.75}$.

De spreiding op de ladingen ten gevolge van diffusie is zeer belangrijk. In een pixel wordt deze spreiding belemmerd door de aanwezigheid van de elektrodes. De piekstroom is het moment waarop zoveel mogelijk ladingen aan een zo groot mogelijke snelheid bewegen. Een dunne cel beperkt dit aantal ladingen, de piekstroom is dus ook beperkt. In een dikke cel wordt de spreiding minder

onderdrukt en kunnen meer ladingen tegelijk aan hoge snelheid bewegen: de piekstroom ligt hoger.

5.1.4 Werking van het passieve matrix aanstuurschema

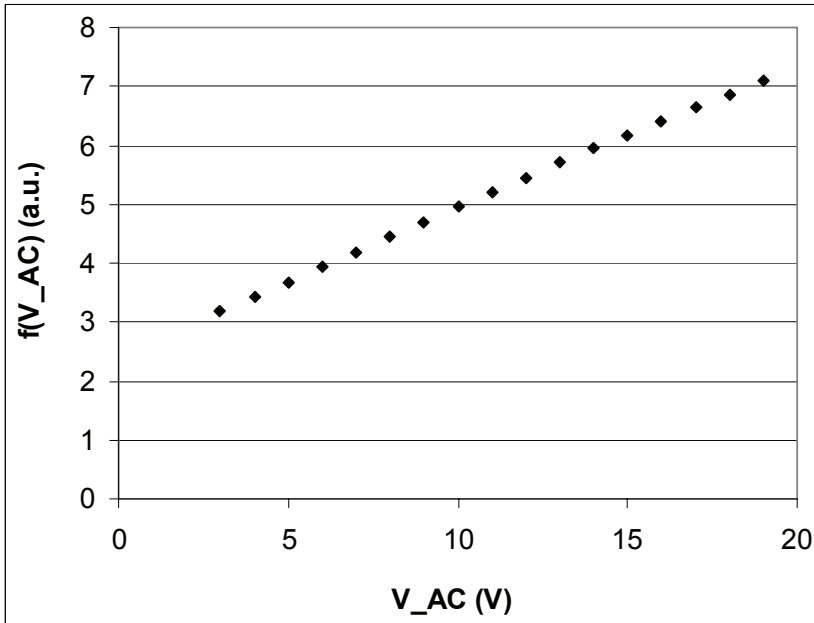
Het is nu via het model ook mogelijk om kwantitatief te verklaren hoe het passieve matrix aanstuurschema werkt [7]. Zoals uitgelegd in Hoofdstuk 3 was dit gebaseerd op het verschil in respons tussen blokgolven met dezelfde DC-waarde maar verschillende AC-waarde. Zo is de netto optische respons sneller wanneer geschakeld wordt tussen 20V en -18V dan wanneer geschakeld wordt tussen 10V en -8V. Wanneer we de driftsnelheid van de pigmenten in het model bestuderen bij deze verschillende toestanden is te zien hoe het verschil in AC-spanning zich manifesteert. Uit vgl. 44 volgt voor een voldoende trage blokgolf met AC-spanning V_{AC} en daarop gesuperponeerd een DC-spanning V_{DC} :

$$\text{driftsnelheid pigmenten} = v_{\text{drift, pigment}} \left(1 + \frac{76}{(V_{AC} - V_{DC})^{2.2}} \right)^{0.09} (V_{AC} + V_{DC})^{0.65} \quad (47)$$

Voor een constante, positieve V_{DC} (die kleiner is dan V_{AC}) is dit een stijgende functie van V_{AC} . De pigmenten bewegen sneller wanneer een blokgolf met grote AC-spanning wordt aangelegd, dan wanneer ene met kleine V_{AC} wordt aangelegd. Dit verklaart waarom de spanningsvormen in het passieve matrix aanstuurschema werken.

De functie die de driftsnelheid bepaalt, staat geplot in Figuur 17:

$$f(V_{AC}) = \left(1 + \frac{76}{(V_{AC} - V_{DC})^{2.2}} \right)^{0.09} (V_{AC} + V_{DC})^{0.65} \quad (48)$$



Figuur 17 Simulatie van de invloed van de AC-spanning op de pigmentsnelheid.

Zoals in het passieve matrix aanstuurschema, werd de DC-spanning ingesteld op 1V. De amplitude (V_{AC}) varieert van 3V tot 19V. We zien dat het snelheidsverschil tussen $V_{AC}=3V$ en $V_{AC}=19V$ meer dan een factor 2 is. Dit snelheidsverschil werd in het aanstuurschema gebruikt [7]. Zoals vermeld in paragraaf 2.1 van Hoofdstuk 3 werd in het aanstuurschema ook gebruik gemaakt van het feit dat de respons op een AC-spanning met daarop gesuperponeerd een DC-waarde sneller is dan die op een zuivere DC-stap met dezelfde waarde. Ook dit volgt uit vgl. 49.

Het is echter niet mogelijk met het model de complete optische respons van een pixel op de aangelegde spanningsvormen uit het passieve matrix aanstuurschema te simuleren. Het model laat enkel toe omschakelende pixels te simuleren. Het aanstuurschema is gebaseerd op een voldoende snelle blokgolf die aangelegd wordt tijdens het volledige omschakelen van de pixel. Bovenstaande kwantitatieve verklaring geldt dan ook enkel voor de eerste periodes van de aanstuurspanning. Uit de symmetrie van de repons op de aanstuurspanning, mag echter afgeleid worden dat deze denkwijze kan doorgetrokken worden naar de totale respons.

Om het aanstuurschema volledig te kunnen simuleren zou het model moeten toelaten de respons te berekenen van een pixel met een arbitraire verdeling van de pigmenten en vrije lading op $t=0$. Er werd geprobeerd het model hiervoor aan te passen, maar dit bleek al gauw de complexiteit te hoog op te drijven.

6 Besluit

Er bestond tot nog toe geen model dat zowel de elektrische als optische respons van EPIDs kon simuleren. De hoge complexiteit en kwantiteit van parameters die de optische en elektrische respons bepalen, laat geen exacte wiskundige behandeling toe. In het model dat als onderdeel van dit proefschrift werd ontwikkeld, worden voldoende benaderingen gemaakt om de berekeningen handelbaar te maken. Zo is het een ééndimensionaal macroscopisch model dat uitgaat van een verdeling van de deeltjes in plaats van berekeningen op individuele deeltjes.

Ondanks zijn eenvoud laat het toch toe om correct de transient elektrische en optische respons te modelleren. Zowel de afhankelijkheid van V_1 , V_2 als de tijdsafhankelijkheid worden correct gesimuleerd.

Er wordt uitgegaan van een normale verdeling van de deeltjes en hun delaytijd. Het gemiddelde en de spreiding van deze verdelingen zijn afhankelijk van V_1 , V_2 en de tijd. Uit deze verdelingen kunnen bewegingen van geladen inverse micellen en pigmenten afgeleid worden. Uit deze bewegingen kunnen respectievelijk de elektrische en optische respons afgeleid worden.

De formules, die eerst theoretisch worden afgeleid, worden geoptimaliseerd door fitten aan metingen van elektrische en optische respons. Uit deze correcte, gefitte formules kunnen dan ook gegevens over de verdeling van deeltjes afgeleid worden. Zo kan het belang van diffusiekrachten op de beweging van de geladen inverse micellen uit de verdelingen van de deeltjes afgeleid worden.

Het model laat ook toe om kwantitatief aan te tonen waarom het passieve matrix aanstuurschema werkt.

7 Referenties

- [1] B. Maximus, Uniformiteitsverstoringen in nematische vloeibaar-kristalbeeldschermen, Ph.D. Thesis, Universiteit Gent, 1996.
- [2] V. Novotny, Particle charges and particle-substrate forces by optical transient, *J. Appl. Phys.*, 50 (1). 1979. pp. 324-332.
- [3] V. Novotny, Electrical Conduction in Surfactant-Water-Nonaqueous Liquid Systems, *J. Electrochem. Soc.: Electrochemical Science and Technology*, 133 (8). 1986. pp. 1629-1635.
- [4] M.A. Hopper and V. Novotny, An electrophoretic Display, Its Properties, Model, and Addressing, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 26. 1979. pp. 1148-1152.
- [5] A. Zaky, H. Tropper & H. House, Electrical Conduction in organic liquids, *Brittish Journal of Applied Physics*, 14. 1963. pp. 651-656.
- [6] V. Novotny and M Hopper, Transient Conduction of Weakly Dissociating Species in Dielectric Fluids, *J. Electrochem. Soc.: Electrochemical Science and Technology*, 126 (6). 1979. pp. 925-929.
- [7] T. Bert and G. Van Steenberge, Karakterisatie en aansturing van elektroforetische beeldschermen, Ms. Thesis, Universiteit Gent. 2002.
- [8] S. Vermael, K. Neyts, G. Stojmenovik, F. Beunis and L. Schlangen, A 1-Dimensional Simulation Tool for Electrophoretic Displays, Conference record of the 23rd International Display Research Conference. 2003. pp. 270-273.

Hoofdstuk 6

Optimalisatie van EPIDs



**“Yelling at your screen won’t do any good, sir.
Try yelling at your keyboard.”**

In dit hoofdstuk zullen enkele kleinere, losse ideeën aangereikt worden om de werking van EPIDs te optimaliseren.

Er zal beschreven worden hoe patroonvorming kan optreden bij het aansturen van EPIDs. De eigenschappen van deze patroonvorming zullen beschreven worden en de achterliggende fysische wetten uitgewerkt. Er zal een middel aangereikt worden om deze patroonvorming te vermijden.

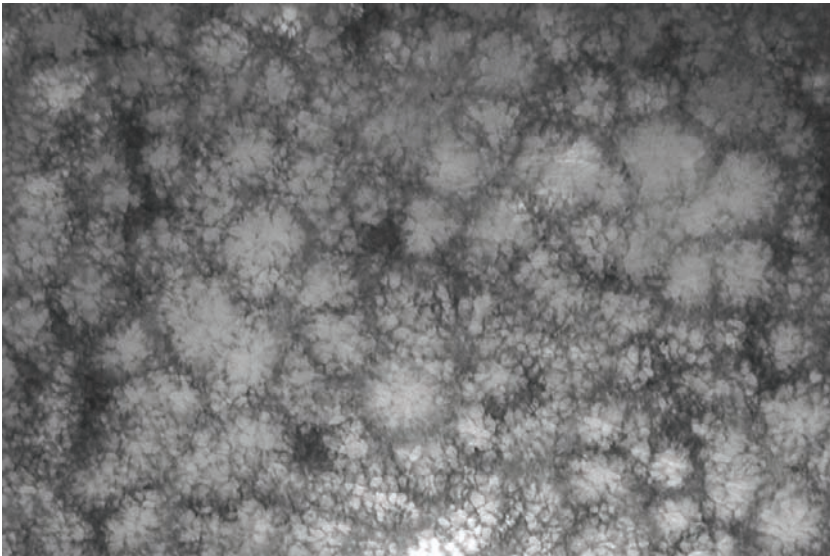
Er zal een methode uitgewerkt worden om een drempelgedrag te introduceren bij het schakelen van de pigmenten in EPIDs. Dit kan passieve matrix aansturing mogelijk maken.

Er zal aangetoond worden hoe in sommige gevallen het contrast kan verhoogd worden door totale interne reflectie van het invallende licht.

1 Patroonvorming in EPIDs

In Hoofdstuk 4 en 5 werd reeds aangetoond dat de eigenschappen van EPIDs kunnen geoptimaliseerd worden door centrifugatie van het mengsel. Door met de juiste parameters te centrifugeren kunnen de overbodige geladen inverse micellen uit het mengsel verwijderd worden. Hierdoor daalt de veldafscherming en stijgt de responsnelheid. Om te testen wat de invloed van dit surplus aan geladen inverse micellen is, werd een sample gemaakt waarin een overmaat aan OLOA aanwezig was (>15%). Er werd vooraf gedacht dat een sterke verlaging van schakelsnelheid zou waargenomen worden.

Er werd echter een nieuw, verrassend fenomeen vastgesteld. Bij het schakelen, bedekken de pigmenten het elektrode-oppervlak niet volledig, maar worden ze geordend in een hexagonale structuur. Deze honingraatstructuur staat afgebeeld in Figuur 1.



Figuur 1 Microscopiefoto van de hexagonale structuur in een geschakelde EPID-pixel.

Dit is een foto van een EPID-mengsel onder de microscoop waarin oranje pigment in een transparante vloeistof is opgelost. Er werd tevens een overmaat aan OLOA opgelost (>15%). Het mengsel werd

tussen twee met ITO gecoate glasplaten gebracht die op afstand werden gehouden met een spacer van $125\mu\text{m}$ dik. De aangelegde spanning was 20V. Er werd een lichtbron achter het sample gehouden om de structuren in de transparante vloeistof duidelijk te maken.

Het is te zien dat de pigmenten geen uniforme laag aan de elektrode vormen maar zich ordenen in een honingraatstructuur.

1.1 Eigenschappen

Deze patroonvorming trad enkel op wanneer voldoende hoge spanningen werden aangelegd. Voor spanningen lager dan 10V bewogen de pigmenten traag naar de overliggende elektrode zonder daar een patroon te vormen. Van zodra werd geschakeld aan meer dan 10V was de pigmentbeweging hectisch en startte de patroonvorming onmiddellijk. In plaats van recht naar de elektrode toe te bewegen, werd ook laterale pigmentbeweging waargenomen. Pigmenten bewogen evenwijdig aan de elektrodes en groepeerden zich in bepaalde zones. In een tijdspanne van enkele seconden ontstond zo het hexagonaal patroon.

De doorsnede van de zeshoeken is ongeveer $600\mu\text{m}$. Deze is echter niet perfect constant doorheen het mengsel. De afmeting van de zeshoeken is echter wel onafhankelijk van de aangelegde spanning. Van zodra de spanning hoger was dan de drempelwaarde van 10V, ontstond voor elke spanning een hexagonaal patroon met dezelfde specifieke afmetingen.

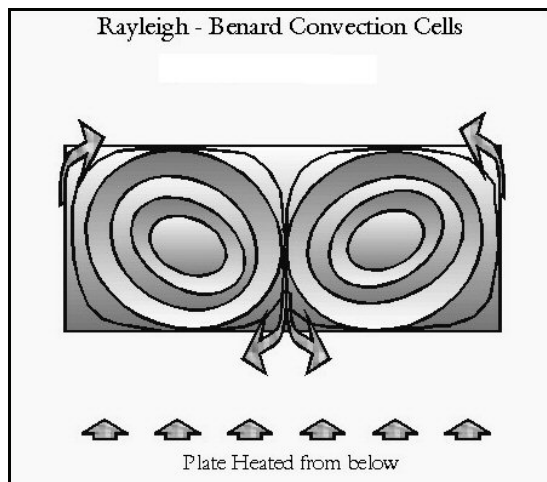
Het is duidelijk dat deze patroonvorming moet vermeden worden in EPIDs. Ze heeft een negatieve invloed op de beeldkwaliteit omdat de voorzijde van het EPID nu geen uniforme pigmentlaag is. Het grootste deel is zelfs bedekt met solvent. Niet alleen de resolutie van het beeld gaat hierdoor achteruit, ook het contrast daalt omdat de kleur van de pixel nu door het oog wordt uitgemiddeld over de solventkleur en de pigmentkleur. Bovendien is de optische repons trager omdat er een belangrijke pigmentbeweging in de laterale richting is.

1.2 Elektrohydrodynamica

Elektrohydrodynamica (EHD) is het domein van elektrodynamica van bewegende deeltjes dat zich bezig houdt met de invloed van elektrische krachten op diëlektrische vloeistoffen [1]. In een vloeistof die geladen deeltjes bevat en waarover een elektrisch veld wordt aangebracht, brengt de Coulomb-kracht deze deeltjes en de vloeistof in beweging. Hierdoor wijzigt de verdeling van de lading en van het

elektrische veld. Deze complexe en niet-lineaire koppeling tussen kracht en vloeistofbeweging maakt dat EHD een moeilijke materie is.

Er is een verband tussen het probleem van de ladingsverdeling en het Rayleigh-Bénard probleem van een dunne, horizontale vloeistoflaag die van onderaan verhit wordt [1]. Bij dit probleem zorgt een onstabiele dichtheidsgradiënt voor vloeistofbeweging. Dit gebeurt wanneer het temperatuurverschil voldoende groot is, zodat de thermische drijfkraft groter wordt dan de dempende werking door viscositeit. Boven een kritische waarde van het Rayleigh-getal R_a , treedt instabiliteit op en wordt een deel van de warmte afgevoerd via convectie. Deze convectie kan in verschillende modes optreden, afhankelijk van de eigenschappen van de vloeistoflaag. Bij dunne lagen is een hexagonaal patroon een van de optredende modes. Dit wordt getoond in Figuur 2.



Figuur 2 Optreden van convectieve Rayleigh-Bénard cellen in een dunne vloeistoflaag met temperatuurgradiënt.

Het verschijnsel is ook in de natuur zichtbaar. Door het temperatuurverschil tussen het warme aardoppervlak en de koude hogere luchtlagen, kunnen convectieve cellen ontstaan. Opgewarmde lucht stijgt op in het centrum van deze cellen en koelt af op grote hoogte. De koude lucht daalt terug via de randen van deze hexagonale cellen. Waar deze beweging een wolkenlaag kruist, worden de celstructuren zichtbaar. Figuur 3 toont een satellietfoto van cirruswolken waarop de hexagonale patronen zichtbaar zijn.



Figuur 3 Hexagonale patronen in cirrus-wolken.

In het geval van een schakelend EPID, hebben we ook te maken met een dunne vloeistoflaag waaraan een drijvende kracht wordt opgelegd. Deze kracht is nu niet afkomstig van een temperatuurverschil maar van een spanningsverschil. Het dimensieloze getal C is een maat voor de lading in de pixel [1]:

$$C = \frac{\rho d^2}{\epsilon V} = \frac{\sigma d^2}{\mu \epsilon V} \quad (1)$$

De ladingsdichtheid wordt gegeven door ρ , d is de dikte van de pixel, ϵ de diëlektrische constante van de vloeistof en V de aangelegde spanning. De mobiliteit van de vrije ladingsdragers wordt gegeven door μ en de geleidbaarheid door σ . Deze parameter wordt gebruikt voor stabiliteitstudies omdat de drijvende krachten (ρ en V) hierin geschaald worden met de omgevingsparameters (ϵ en d). Deze parameter geeft de relatieve sterkte van de ladingsopstapeling weer.

De belangrijkste parameter in de analyse van de (in)stabiliteit is het dimensieloze getal T [2]:

$$T = \frac{\epsilon V}{\mu \eta} \quad (2)$$

Deze parameter schaaft de omgevingsparameters met de drijvende krachten en dempende krachten. Deze laatste hebben een invloed via de viscositeit η . Merk op dat de instabiliteitsparameter T onafhankelijk is van de afmetingen.

Boven een kritische waarde T_c ontstaat patroonvorming. De exacte waarde van T_c hangt af van C en van de configuratie van de

elektrodes. Voor lage spanningen kunnen de drijvende elektrische krachten de visceuze demping niet overtreffen en treedt er geen patroonvorming op. Het EPID-systeem is nog in staat het opgedrongen ladingstransport te beheersen. Instabiliteit treedt op wanneer de extra elektrische stroom δI die ontstaat door convectie zodanig groot is dat de extra gegenereerde energie $V \cdot \delta I$ niet meer door wrijving kan gedissipeerd worden. De dempende krachten volstaan niet meer en het systeem gaat over in een nieuwe, dynamisch stabiele toestand. Er wordt een patroon gevormd. Dit kan als volgt verklaard worden. In een toestand ver van evenwicht organiseert elk systeem zich spontaan in een toestand met spatiale of temporele structuur [3]. Dit is een dissipatieve structuur in tegenstelling tot de toestand bij thermodynamisch evenwicht. Hexagonale convectieve cellen zijn een voorbeeld van een dergelijke dissipatieve structuur. De structuur stelt zich in op een tijdschaal van enkele seconden, net zoals in waarnemingen op de EPID-samples [3].

Het zijn de geladen inverse micellen die in beweging zijn in deze cellen, niet de pigmenten. Deze micellen bewegen in regime aan snelheden die hoger zijn dan de theoretisch voorspelde driftsnelheid μE [1]. Hierdoor kunnen de ladingen in de buitenste zones van de hexagonale patronen in de tegengestelde richting bewegen als die opgedrongen door het elektrische veld. Door stromingen in het solvent worden bij opbouw van de patronen ook de pigmenten meegesleurd. Eens de convectieve mode is ingesteld, is er echter geen pigmentbeweging meer waar te nemen. Ondanks het feit dat de patronen zelf stabiel blijven, is er een constante beweging van lading. In het midden van deze cellen beweegt de lading met een snelheid groter dan de driftsnelheid naar de ene zijde. Aan de randen wordt ze teruggevoerd. Voor een dunne laag vloeistof is convectie in hexagonale cellen, van alle mogelijke modes, de toestand waarbij maximaal ladingstransport optreedt.

Dit gebeurt slechts voor waarden van T boven de kritische waarde. Uit vgl. 2 volgt dat patroonvorming enkel zal optreden voor waarden van de aangelegde spanning boven een kritische waarde V_c . Dit komt overeen met de metingen uit paragraaf 1.1. Deze kritische waarde bleek in het bestudeerde sample 10V te zijn.

Een voldoende hoge spanning volstaat niet om patroonvorming te genereren. Ook C moet boven een bepaalde drempelwaarde liggen [1]. Wanneer de ladingsconcentratie in de pixel groot genoeg is om het externe veld volledig af te schermen, spreekt men van Space Charge Limitation (SCL). Perfecte SCL waarbij de lading in staat is elk extern veld te blokkeren, treedt op wanneer C oneindig groot is. In

het geval van twee parallelle plaalectrodes waarbij de veronderstelling van SCL mag gemaakt worden ($C \gg 1$), ligt de kritische waarde T_c theoretisch op 161. Boven deze kritische waarde, organiseert de vloeistofbeweging zichzelf in hexagonale convectiecellen. In metingen vindt men lagere waarden voor deze kritische waarde [1,2]. Patroonvorming treedt al op voor $T > 100$. Dit is omdat in de theorie geen rekening wordt gehouden met diffusie. Deze speelt echter een belangrijke rol dicht bij de elektrodes waar een grote gradiënt in de ladingsverdeling bestaat.

Omdat de dikte van de pixel veel kleiner is dan zijn oppervlakte, is de voorwaarde voor parallelle platen voldaan in een EPID. De waarden van C en T volgen uit de eigenschappen van het sample:

d	1.25E-04	m
μ	2.00E-10	m^2/Vs
σ	6.25E-09	$1/\Omega m$
ϵ	1.77E-11	C/Vm
η	9.40E-03	CVs/m^3

Tabel 1 Fysische eigenschappen van het EPID-sample waarin patroonvorming optreedt.

De SCL-voorwaarde ($C \gg 1$) is voldaan. Uit vgl. 1 volgt dat C slechts voor $V > 275V$ kleiner dan 100 wordt. De kritische waarde van 100 voor T_c wordt overschreden voor waarden van V groter dan 10.6V. Dit komt overeen met de metingen uit paragraaf 1.1 waar enkel patroonvorming werd waargenomen voor spanning boven de 10V.

De typische afmeting van de hexagonale patronen is ongeveer vijf keren zo groot als de dikte van vloeistoflaag tussen de elektrodes [1]. Deze afmeting is onafhankelijk van de aangelegde spanning. Dit is eveneens in overeenstemming met de metingen waarin voor een sample met spacers van $125\mu m$ zeshoeken met een gemiddelde doorsnede van $600\mu m$ werden gemeten. Deze afmeting was ook in de meting onafhankelijk van de aangelegde spanning, voor zover deze boven de drempelwaarde lag.

1.3 Oplossingen

De hierboven beschreven patroonvorming moet vermeden worden in EPIDs omdat ze de beeldkwaliteit sterk reduceert. Bovendien beperkt ze de maximale spanning die mag aangelegd worden en daardoor de responsnelheid van het EPID. Het is één van de redenen waarom in

commerciële producten microëncapsulatie wordt toegepast. Door de pigmenten af te bakenen in zones die kleiner zijn dan de typische afmetingen van de hexagonale patronen, wordt vermeden dat ze bij hoge spanning in deze convectieve mode komen.

Een andere manier om de patroonvorming te vermijden is te zorgen dat niet aan de SCL-limiet voldaan is. Wanneer de waarde voor ρ in vgl. 1 kan gereduceerd worden, zal de kritische waarde niet overschreden worden en zal er geen patroonvorming optreden. Dit kan gedaan worden door het overschot aan vrije lading te verwijderen via centrifugatie. Het mengsel in de samples uit Figuur 4 en 8 van Hoofdstuk 2, die als onderdeel van dit proefschrift gemaakt zijn, werd gecentrifugeerd en vertoont de patroonvorming niet, ondanks de afwezigheid van microëncapsulatie.

Ook het aanleggen van te grote spanningsstappen gedurende te lange periodes kan instabiliteiten veroorzaken [4]. Door tussen de spanningspulsen een periode van relaxatie toe te laten, kan er geen grote ladingsaccumulatie aan de elektrodes ontstaan. De kans dat de convectieve stroom δI de kritische waarde overschrijdt, is dan ook lager. Deze oplossing vereist echter wel een aanpassing van het aanstuurschema.

2 Drempelvorming in EPIDs

In Hoofdstuk 2 werd reeds vermeld waarom de afwezigheid van een drempelgedrag in de schakeleigenschappen van EPIDs een belangrijk nadeel is. Het laat niet toe de goedkopere en meer eenvoudige passieve matrix aansturing te kiezen boven actieve matrix. Vooral wanneer de EPIDs op flexibele substraten willen gebruikt worden, zorgt de actieve matrix backplane voor compatibiliteitsproblemen. In deze paragraaf zullen we een methode voorstellen waarmee het mogelijk is om een drempelgedrag te introduceren in het schakelen van EPIDs.

2.1 DLVO-theorie

De onderlinge krachten tussen pigmenten die de stabiliteit bepalen, worden beschreven in de DLVO-theorie (Deryaguin, Landau, Verwey & Overbeek) [2]. Colloïdale deeltjes zijn beschermd tegen aggregatie door het feit dat hun oppervlaktes geladen zijn en elkaar afstoten. Zoals vermeld in Hoofdstuk 3 wordt deze lading gecompenseerd door een even grote maar tegengestelde lading die vanuit de oplossing de

deeltjes omringt. Zo ontstaat de elektrische dubbellaag rond elk pigment. De interactie van de elektrische dubbellaag speelt slechts een kleine rol in de stabilisatie van de oplossing. Deze wordt vooral bepaald door sterische afstoting van de surfactanten. Wanneer pigmenten elkaar dicht naderen, gaan de polymeerlagen op hun oppervlakken overlappen. De surfactanten liggen immers niet plat op het pigmentoppervlak, maar delen van hun keten steken uit in het omringende solvent. Dit kan tot enkele tientallen nanometer ver zijn. Het is deze sterische barrière die de pigmenten tegen flocculatie beschermt [2]. Omdat tijdens normale werking de pigmenten in EPIDs dicht opeengestapeld worden aan de elektrodes is deze bescherming tegen flocculatie heel belangrijk. Bij omschakelen moeten ze bovendien snel van de elektrode loskomen en aan de andere elektrode kunnen gestapeld worden.

De stabiliteit wordt bepaald door het evenwicht tussen aantrekkende en afstotende krachten [5]. De afstotende kracht heeft volgens de DLVO-theorie een interactie-energie V_R gegeven door:

$$V_R(r) = \frac{(Ze)^2}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{\exp(\kappa R)}{1 + \kappa R} \right)^2 \frac{\exp(-\kappa r)}{r} \quad (3)$$

De aantrekkende London-kracht heeft een interactie-energie V_A gegeven door:

$$V_A(r) = -\frac{AR}{12r} \quad (4)$$

De afstand tussen de pigmenten wordt gegeven door r . De Debye-lengte $1/\kappa$ werd al in Hoofdstuk 3 geïntroduceerd. Ze is een maat voor hoever de Stern-laag zich uitstrekt in de omgevende vloeistof. A is de Hamaker constante en wordt gegeven door:

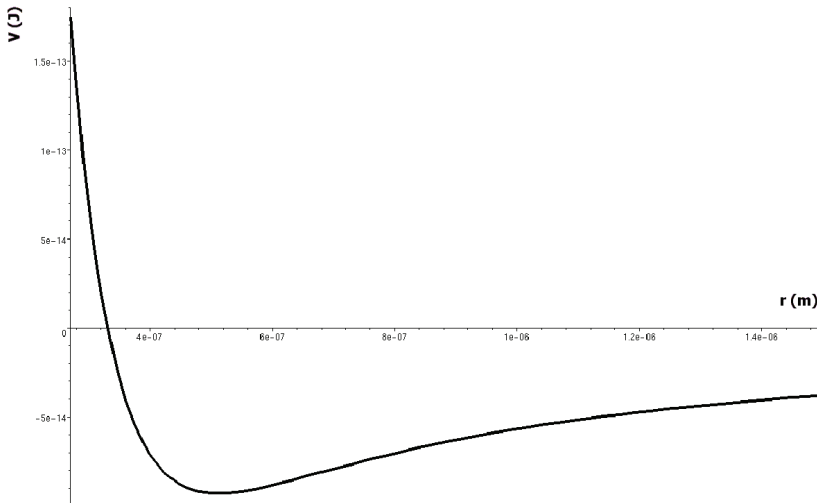
$$A = \pi^2 C_{sl} \rho_l \rho_s \quad (5)$$

Hierin zijn ρ_l en ρ_s respectievelijk de dichtheid van de vloeistof en van het pigment. C_{sl} is een maat voor de interactie van de orbitalen van vloeistof en pigment. De totale interactie-energie $V(r)$ is gelijk aan $V_A(r) + V_R(r)$. De krachten tussen twee pigmenten als een functie van hun onderlinge afstand wordt gegeven door de afgeleide van deze interactie-energie:

$$F(r) = -\frac{d(V_R + V_A)}{dr} \quad (6)$$

Deze kracht wordt ook gevoeld door pigmenten aan de elektrodes door de inductie van beeldladingen.

De interactie-energie voor pigmenten in een EPID wordt afgebeeld in Figuur 4. Hiervoor werden vgl. 3 en 4 gecombineerd met Tabel 1 van Hoofdstuk 3. Een waarde voor de Hamaker-constante kwam uit de literatuur [5].



Figuur 4 Interactie-energie van EPID-pigmenten in functie van de onderlinge afstand.

Het is duidelijk dat flocculatie van pigmenten vermeden wordt. De interactie-energie wordt oneindig groot wanneer pigmenten elkaar heel dicht naderen. Zelfs wanneer ze in een extern veld hard samengedruwd worden aan de elektrode, blijft er een minimum tussenafstand behouden. De drijvende kracht kan immers nooit de oneindig grote afstotende kracht overwinnen. Deze goede stabiliteit voor kleine onderlinge afstanden is een gevolg van de sterische afstoting door de surfactanten op het pigmentoppervlak.

Er is een minimum in de interactie-energie. Wanneer geen spanning wordt aangelegd, blijven de pigmenten stabiel liggen op een onderlinge afstand die overeenkomt met dit minimum. Dit verklaart de bistabiliteit van EPIDs. Omdat dezelfde interactie-energie bestaat tussen de pigmenten en de beeldladingen in de elektrode, zal een pigmentlaag ook bistabiel aan een elektrode blijven liggen. Meteen wordt ook duidelijk waarom grijswaarden niet zo perfect stabiel zijn. In een grijze pixel is de onderlinge pigmentafstand groter, we

bevinden ons meer naar rechts op de curve. Hier werkt een kleine aantrekkende kracht op de pigmenten die probeert ze terug naar het stabiele minimum te brengen. Deze kracht is echter klein genoeg opdat stabiliteit op voldoende lange termijn zou bestaan. Onder andere de viscositeit van het solvent zal de werking van deze kracht dempen.

De absolute waarde van het minimum in de interactie-energie is niet groot: de deeltjes zitten slechts gevangen in een ondiepe energieput. Bovendien is de rechterwand van deze energieput (naar grotere onderlinge afstanden toe) niet steil. Wanneer een kleine drijvende kracht wordt aangelegd die de pigmenten uit elkaar en weg van de elektrode drijft, zullen ze makkelijk het minimum verlaten. Dit is de reden waarom er geen drempelgedrag in het schakelen van de pigmenten wordt waargenomen. Bovendien hebben de pigmenten die dicht bij de elektrode liggen een afschermdende werking op de pigmentlagen verder van de elektrode [6]. Dit zorgt voor een nog grotere spreiding op de interactiekrachten en dus op een nog kleiner drempel-effect.

2.2 Introductie van een drempel

Als de absolute waarde van het minimum in de interactie-energie zou kunnen worden vergroot en de wanden steiler gemaakt, zou een drempelgedrag kunnen geïntroduceerd worden [7]. In dit geval zouden de pigmenten opgesloten zitten in een energieput waaruit ze slechts kunnen ontsnappen wanneer een voldoende hoge drijvende kracht aangelegd wordt. Een perfect drempelgedrag wordt bekomen wanneer de wanden van de energieput oneindig steil zijn. De waarde van de drempelspanning wordt dan bepaald door de hoogte van deze energiewand.

Dit theoretisch perfecte gedrag kan in praktijk niet gerealiseerd worden, maar drempelgedrag kan wel benaderd worden door de energieput dieper en steiler te maken. Om dit mogelijk te maken, moet de formule voor de interactie-energie nauwkeuriger bekeken worden. We schrijven ze in een eenvoudiger vorm:

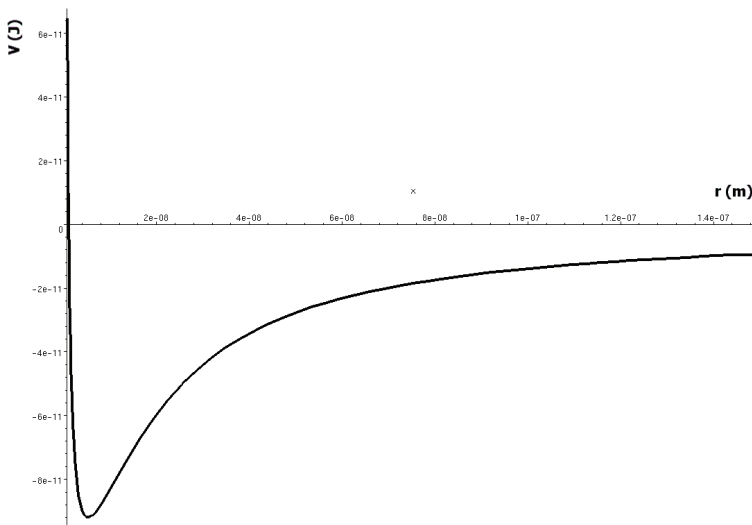
$$V(x) = \frac{a \exp(-bx)}{x} - \frac{c}{x} \quad (7)$$

Deze functie bereikt slechts een minimum als aan volgende voorwaarden is voldaan:

$$\begin{aligned}
 f'(x) &= 0 \\
 \Leftrightarrow \frac{c}{x^2} - \frac{a \exp(-bx)(bx+1)}{x^2} &= 0 \quad (8) \\
 \Leftrightarrow \frac{c}{a} &= (bx+1) \exp(-bx)
 \end{aligned}$$

De eerste voorwaarde om een minimum te hebben –en dus stabiliteit– is dat $c < a$. Als dit niet het geval is, domineert de aantrekkende kracht over de afstotende en treedt er flocculatie op. Verder volgt hieruit dat de absolute waarde van het minimum toeneemt wanneer a , b en c groter worden. Verder wordt de energieput steiler naarmate hij dieper wordt. Dit is net wat gewenst is om een drempelgedrag te hebben: een diepe, steile energieput.

De meest voor de hand liggende manier om de interactie-energie te wijzigen is een andere oppervlaktebehandeling te gebruiken voor de pigmenten. OLOA is een relatief lange molecule en laat dus niet toe dat een hoge ladingsconcentratie aan het pigmentoppervlak bereikt wordt. Wanneer deze concentratie groter kan gemaakt worden door een afname van de dikte van de Stern-laag, zullen de parameters a , b en c uit vgl. 7 toenemen. Een theoretische voorspelling van de interactie-energie bij zo een toestand van grotere ladingsconcentratie staat in Figuur 5.



Figuur 5 Interactie-energie van EPID-pigmenten in functie van de onderlinge afstand na introductie van drempelgedrag.

Hierin werd een 10 maal dünnere Stern-laag verondersteld. De rechterwand van de energieput is veel steiler. De pigmenten zullen drempelgedrag vertonen bij omschakelen.

2.3 Praktische implementatie

Een mogelijke manier om de juiste interactie-eigenschappen tussen pigmenten te verkrijgen is het gebruik van een andere oppervlakte-actieve stof. In plaats van sterische stabilisatoren zoals OLOA en andere polymeren, is het ook mogelijk om alcoholen te gebruiken. De polymeermoleculen beschermen de pigmenten heel goed tegen flocculatie door sterische hindering, maar ze zijn te lang om een hoge ladingsconcentratie aan het oppervlak toe te laten. De –OH groepen in alcoholen kunnen een enkelvoudige laag of dunne meervoudige laag vormen op het pigmentoppervlak [7]. Deze dunne laag laat een grotere ladingsconcentratie toe aan het pigmentoppervlak en zal de drempel-eigenschappen verbeteren. Toch zorgt ze nog voor voldoende sterische hindering zodat geen flocculatie zal optreden.

Het grootste probleem bij de surfactanten gebaseerd op alcoholen is dat deze oplosbaar zijn in water, maar niet in de apolaire oliën die in EPIDs gebruikt worden. Als onderdeel van dit proefschrift werd de toepasbaarheid van polyvinylalcohol (PVA) als surfactant getest. Dit zijn harde kristallen, die oplosbaar zijn in water en er een troebele oplossing vormen. In Isopar, het EPID-solvent dat gebruikt werd voor de samples in dit proefschrift, zijn de PVA-kristallen echter compleet onoplosbaar. Het is dus nodig om de pigmenten en het alcohol eerst samen in water op te lossen. Na voldoende lang roeren om de pigmenten te coaten, wordt het water verwijderd.

Wat dan overblijft, is een dunne gekristalliseerde film van pigmenten die met PVA gecoat zijn. Om deze pigmenten oplosbaar te maken in Isopar, moeten ze opnieuw tot poedervorm gebracht worden. Hiervoor moet de gemiddelde deeltjesafmeting kleiner dan 1µm zijn. Het blijkt echter moeilijk te zijn om de kristalstructuur opnieuw te verkleinen tot een poeder. Zelfs lange behandeling met een planetaire ballenmolen reduceerde de deeltjesafmeting niet tot groottes waarbij ze oplosbaar waren in Isopar. Dit verklaart waarom de studie van drempelintroductie in deze paragraaf beperkt bleef tot een theoretische studie zonder praktische resultaten.

3 Totale interne reflectie

Beschouw een 1-pigment EPID met witte pigmenten in een donkere vloeistof. De dye in deze vloeistof moet het licht zo veel mogelijk absorberen. In dit geval zal, wanneer de pixel donker geschakeld is, het invallende licht niet kunnen doordringen tot aan de pigmenten aan de achterste elektrode. Deze zullen de donkertoestand van de pixel niet negatief kunnen beïnvloeden. Deze absorptie kan nooit perfect zijn en in realiteit zal altijd een fractie van het invallende licht kunnen doordringen in de pixel en reflecteren op de pigmenten. De pixels dikker maken om deze absorptie te vergroten zou een negatieve invloed hebben op de schakelsnelheid en is dus geen optie.

Wanneer de pixel in de witte toestand is, bedekken de pigmenten de elektrode het dichtst bij de waarnemer. Deze bedekking zal echter nooit perfect zijn, omdat de dye-moleculen in de donkere vloeistof klein genoeg zijn om de caviteiten tussen de –grote– pigmenten te vullen. De laag aan de elektrode die de witte kleur bepaalt, zal dus nooit perfect zijn en enkel uit pigmenten bestaan. Een deel van de oppervlakte zal ook bedekt zijn met donkere vloeistof die de ruimte tussen de pigmenten vult. Omdat deze vloeistof het invallende licht sterk absorbeert –daar waar de pigmenten geoptimaliseerd zijn om het maximaal te reflecteren– zal de kleur van de pixel niet maximaal wit zijn. Het menselijke oog zal de kleur van de witte pigmenten en de donkere vloeistof uitmiddelen tot lichtgrijs. Het is duidelijk dat dit het maximale contrast van een 1-pigment EPID begrenst. 2-pigmenten systemen laten dan ook toe een groter contrast vertonen [8].

Men zou kunnen proberen de pigmenten kleiner te maken. In dit geval is de ruimte ertussen die kan ingenomen worden door de contrasterende vloeistof kleiner. De kleur van de pixel zal dan nauwer aansluiten bij die van de pigmenten. Een kleine pigmentafmeting verslechtert echter hun stabiliteit en weerstand tegen flocculatie [9]. Een andere manier om een witte pixel helderder te maken is de lichtextinctiecoëfficiënt van de vloeistof te verlagen. In dit geval zal de donkere vloeistof tussen de witte pigmenten minder invloed hebben op de witrespons. Het is echter onmiddellijk duidelijk dat deze ingreep een nefaste invloed zal hebben op de donkerrespons. Invallend licht zal nog meer doorheen de vloeistof kunnen dringen en reflecteren op de pigmenten. Het contrast zal slechter worden.

We zullen in de volgende paragraaf een methode voorstellen om het contrast van een 1-pigment EPID te verbeteren, gebaseerd op totale interne reflectie (TIR).

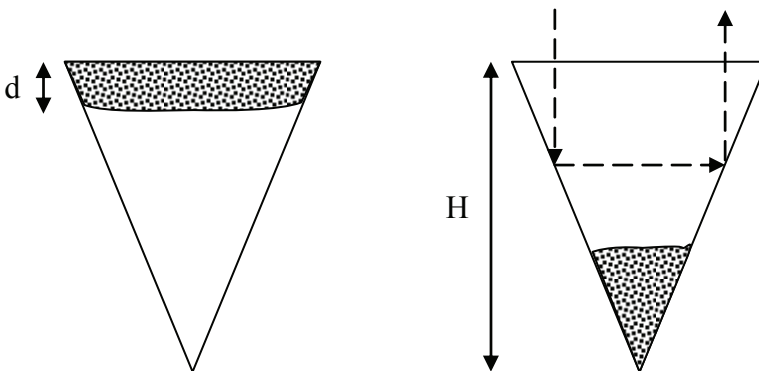
3.1 Uitwerking

Het gedrag van licht dat invalt op het grensvlak tussen twee media met een verschillende brekingsindex wordt beschreven door de wet van Snellius. Voor licht invallend vanuit een medium met brekingsindex n_1 onder een hoek θ_1 op een medium met brekingsindex n_2 , waarin het verder propageert onder een hoek θ_2 geldt:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (9)$$

Wanneer n_1 groter is dan n_2 bestaan er waarden voor de invalshoek θ_1 waarvoor geen realistische oplossing bestaat voor de hoek θ_2 waaronder transmissie optreedt. Er wordt geen licht doorgelaten, men spreekt van Totale Interne Reflectie (TIR). Het voordeel van TIR is dat geen vermogen verloren gaat bij de reflectie. Als dit verschijnsel zou kunnen gebruikt worden in een EPID, ontstaat op die manier een toestand van grote helderheid. Gecombineerd met een toestand waarin het licht geabsorbeerd wordt door donkere pigmenten of een donkere dye, geeft dit grote contrasten.

Beschouw de configuratie van Figuur 6. Een kegelvormige microcapsule met hoogte H is gevuld met zwart pigment, opgelost in een transparante vloeistof.



Figuur 6 Kegelvormige EPID-capsule waarin TIR kan optreden.

De waarnemerszijde is de bodem van de kegel. Deze is transparant zodat licht kan invallen op de binnenste wand van de kegel. Deze setup verschilt qua constructie niet van de microcapsules zoals die gebruikt worden door SiPix [10]

Wanneer de zwarte pigmenten geschakeld worden naar de bovenzijde van de pixel –het grondvlak van de kegel– ziet de waarnemer een

zwarte pixel. Dit wordt getoond in het linker deel van Figuur 6. Dit verschilt op geen enkele manier van hoe tot nu toe een donkere pixel wordt gevormd met pigmenten.

Beschouw het rechtse deel van Figuur 6. De pigmenten liggen nu geschakeld in de top van de kegel, de onderzijde van de pixel. De waarnemerszijde is gevuld met het transparante solvent. Wanneer nu dit solvent en het wandmateriaal van de kegel goed gekozen worden, kan TIR optreden aan de binnenwanden van de kegel. Een lichtstraal die onder de juiste hoek invalt op het bovenste deel dat niet met pigment bedekt is, kan perfect gereflecteerd worden, naar de waarnemer toe. Dit wordt getoond door de onderbroken pijlen in het rechtse deel van Figuur 6. In het centrum van de kegel zal wel nog een donkere zone zichtbaar zijn. Wanneer de oppervlakte van het centrale donkere stuk klein kan gehouden worden ten opzichte van de zone waar TIR optreedt, geeft dit een heldere toestand van het EPID voor de waarnemer.

Er is een minimum hoeveelheid pigment nodig opdat in de donkere toestand de dikte d van de pigmentlaag nog voldoende dik zou zijn [9]. Noem ϵ de volumefractie pigment in de kegel:

$$V_{\text{pigment}} = \epsilon V_{\text{pixel}} \quad (10)$$

Wanneer TIR perfect optreedt aan de niet-bedeekte wanden, geldt voor de hoeveelheid gereflecteerd licht in heldere toestand:

$$I_R(\epsilon) = I_0 (1 - \epsilon^{2/3}) \quad (11)$$

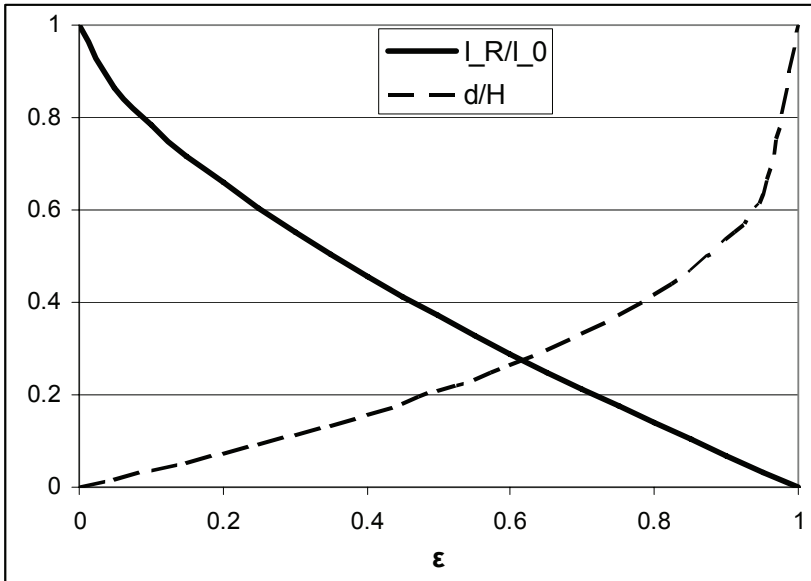
Hierin is I_0 de intensiteit van het invallende licht.

De verhouding tussen de dikte van de pigmentlaag (d) in de donkere toestand en de totale hoogte van de pixel (H) wordt gegeven door:

$$\frac{d}{H}(\epsilon) = 1 - (1 - \epsilon)^{1/3} \quad (12)$$

Er moet een compromis gesloten worden tussen de kwaliteit van de donkere toestand en de heldere toestand. Veel pigment (hoge ϵ) geeft een dikke pigmentlaag in de donkertoestand maar een grote donkere vlek in de heldere toestand. Weinig pigment (kleine ϵ) geeft een grote reflectie in de witte toestand maar een dunne pigmentlaag in de donkere toestand.

Deze trade-off wordt getoond in Figuur 7.



Figuur 7 Trade-off tussen donker- en heldertoestand in functie van de volumefractie pigment.

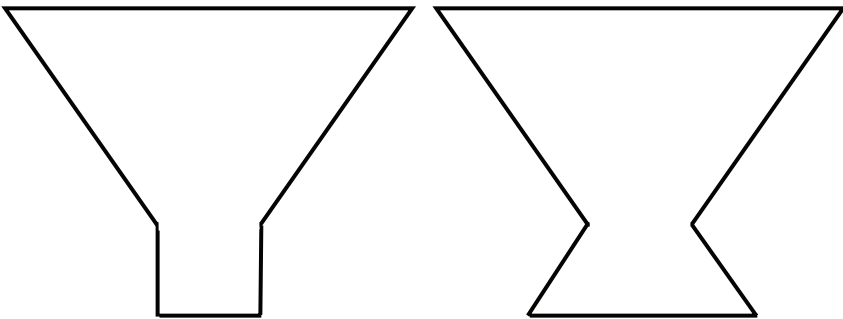
Naarmate de volumefractie pigment ϵ van 0 naar 1 stijgt, daalt de reflectie in de heldere toestand van 1 naar 0. Ondertussen stijgt de dikte van pigmentlaag in donkere toestand van 0 naar 100% van de pixelhoogte.

In commerciële EPIDs ligt d/H rond 0.05. Wanneer de pigmenten in een cilindrische pixel aan de elektrode liggen geschakeld, nemen ze ongeveer 5% van de totale dikte in [11]. In dit geval zou de reflectie van de ideale TIR-pixel ongeveer 73% zijn. Normale waarden voor EPIDs liggen maar rond de 30%.

Het spreekt voor zich dat deze ideale toestand in praktijk niet zal kunnen bereikt worden. TIR kan nooit optreden voor alle invallend licht. Isopar, een typisch gebruikt solvent in EPIDs heeft bijvoorbeeld een relatieve diëlektrische constante van 2. De brekingsindex n_1 uit vgl. 9 is hiervan de vierkantswortel. Dit heeft als gevolg dat TIR in het theoretische ideale geval enkel kan optreden voor invalshoeken groter dan 45° . Door de helling van de wanden van de microcapsules voldoende groot te kiezen (grote hoek ten opzichte van de normaal) kan dit gecompenseerd worden. Door bijvoorbeeld de wanden een helling van 45° te geven kan theoretisch in een sample met Isopar alle recht invallende licht totaal inwendig gereflecteerd worden. Een systeem waar licht weerkaatst wordt door TIR op een wasbord-

structuur met een helling van 60° wordt beschreven in de literatuur [12]. Ook andere effecten maken dat de praktische haalbare bovengrens lager is dan de theoretische van 73%. Er is echter nog voldoende marge tussen de voorlopige ideale theoretisch situatie en de bestaande waarden voor reflectiviteit en contrast.

De kegelvormige microcapsule zou bijvoorbeeld kunnen gemaakt worden door onder een schuine hoek met een laser patronen te maken in een dunne laag. De vorm van de microcapsule kan nog geoptimaliseerd worden om het contrast te vergroten. Deze paragraaf diende enkel als theoretische studie en ging daarom uit van de eenvoudige kegelvorm. Enkele andere mogelijke vormen staan in Figuur 8.



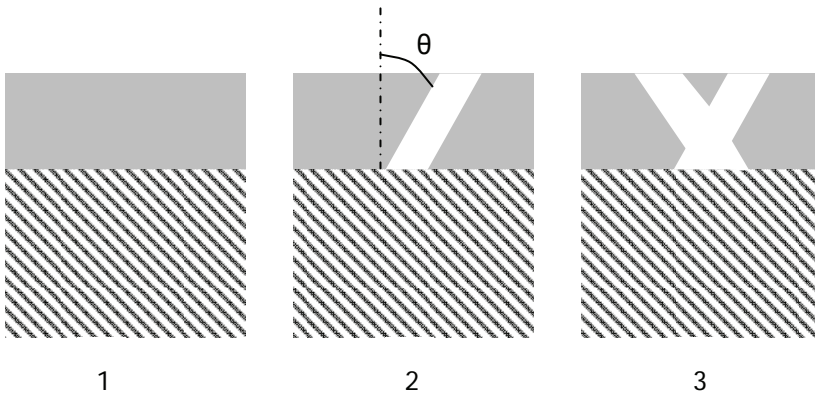
Figuur 8 Alternatieve vormen voor microcapsules waarin kan geschakeld worden met TIR.

Deze vormen zijn complexer maar kunnen wel betere resultaten geven. In beide worden de donkere pigmenten compacter onderin de capsule gestapeld wanneer de pixel in de heldere toestand is.

In de het rechtse deel van Figuur 8 liggen de pigmenten in de heldere toestand in de onderste trapezoidale ruimte. Deze vorm heeft als voordeel dat de waargenomen oppervlakte aan zwart pigment kleiner is dan de effectief ingenomen oppervlakte onder de vernauwing. Dit zal de helderheid vergroten omdat de storende centrale donkere zone kleiner wordt. Omdat niks verandert aan de donkertoestand, zal het contrast ook stijgen.

De kegelvormige microcups uit Figuur 6 kunnen, net als de microcups van SiPix, gemaakt worden door embossen. De meer complexe vormen van Figuur 8 kunnen gemaakt worden door laserablatie of schuin etsen van materiaal waaruit de microcapsules gemaakt zijn. De rechtse figuur kan bijvoorbeeld gemaakt worden door twee ets- of

ablatiestappen uit te voeren onder twee verschillende hoeken. Dit wordt getoond in Figuur 9.



Figuur 9 Constructie van complexe microcapsules door middel van twee schuine ets- of ablatiestappen.

Het materiaal waaruit de microcapsules gemaakt zijn, is aangeduid in lichtgrijs. Voor het aanbrengen van de microcapsules kan het in een uniforme laag aangebracht worden op een drager (bijvoorbeeld glas). Deze drager is gearceerd in de figuur. In de eerste stap wordt onder een hoek θ met de normaal een deel van het materiaal verwijderd. Deze hoek θ komt overeen met de hoek die de wanden van de microcapsules uiteindelijk zullen hebben en waarop TIR zal optreden. Dit is bij voorkeur een zo groot mogelijke hoek. Door in een tweede stap op dezelfde manier materiaal te verwijderen, onder een hoek $-\theta$, ontstaat de gewenste structuur. Dit is slechts een tweedimensionale microcapsule. Door rotatie om de normale as kan deze structuur kegelvormig gemaakt worden.

4 Besluit

In een EPID waar een overmaat aan vrije lading aanwezig is, kunnen hexagonale patronen gevormd worden. Dit gebeurt wanneer een voldoende hoge spanning over de pixel wordt aangelegd. De gevormde patronen zijn echter onafhankelijk van deze spanning, mits ze hoger is dan de drempelwaarde. Deze patroonvorming heeft een negatieve invloed op de resolutie en het contrast van het EPID en dient dus vermeden te worden.

De patroonvorming is nauw verbonden met het optreden van Rayleigh-Bénard convectie-cellen en is een gevolg van de instabiliteit die optreedt wanneer de drijvende kracht op de lading de dempende kracht overheerst. De dunne vloeistoflaag gaat dan over in een regime van hexagonale convectieve cellen. De patroonvorming kan vermeden worden door het aantal vrije ladingsdragers te minimaliseren via centrifugatie.

EPIDs vertonen geen drempelgedrag in hun schakeleigenschappen, waardoor passieve matrix aansturing niet mogelijk is. Dit is een gevolg van de interactie-eigenschappen bepaald door het oppervlakte-actieve OLOA. Via sterische hindering zorgen de surfactantmoleculen ervoor dat de pigmenten beschermd zijn tegen flocculatie. De interactie-energie tussen pigmenten onderling, en pigmenten en elektrodes vertoont echter geen drempelgedrag. Door een ander surfactant te gebruiken, dat een grotere ladingsconcentratie aan het pigmentoppervlak toelaat, is het wel mogelijk een drempelgedrag te gebruiken. Surfactanten gebaseerd op alcoholen komen hiervoor in aanmerking.

Het contrast in een 1-pigment systeem is slechter dan dat van een 2-pigmenten systeem omdat de contrasterende vloeistof de ruimte tussen de pigmenten aan een elektrode kan vullen. Deze vloeistof is bovendien ook nooit perfect in staat in de donkertoestand het invallende licht volledig te absorberen. Het contrast kan verbeterd worden door te schakelen tussen een gewone donkertoestand en een heldere toestand waarbij het invallende licht via TIR naar de waarnemer wordt gereflecteerd.

5 Referenties

- [1] P. Atten, Electrohydrodynamic instability and motion induced by injected space charge in insulating liquids, IEEE Transactions of Dielectric and Electrical Insulation, 3. 1996. pp. 1-17.
- [2] P. Müräu and B. Singer, The understanding and elimination of some suspension instabilities in an electrophoretic display, J. Appl. Phys, 49 (9). 1978. pp. 4820-4829.
- [3] M. Suzuki and Y. Sawada, Relative stabilities of metastable states of convecting charged-fluid systems by computer simulation, Physical Review A, 27 (1). 1983. pp. 478-489.

- [4] A. Chiang, Conduction Mechanism of Charge Control Agents Used In Electrophoretic Display Devices, Proceedings Of The SID, 18 (3-4). 1997. pp. 275-282.
- [5] G. Bell, S. Levinde and L. McCartney, J. Colloid. Int. Sci, 33. 1970.
- [6] V. Novotny and M. Hopper, Optical and Electrical Characterization of Electrophoretic Displays, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology. 1979. pp. 2211-2216.
- [7] J. Lewis, Gravitational, Inter-particle and Particle-electrode forces in electrophoretic displays, Proceeding of the SID, 18 (3 &4). 1977. pp. 235-242.
- [8] B. Comiskey, J.D. Albert, H. Yoshizawa and J. Jacobson, An electrophoretic ink for all-printed reflective electronic displays, Letters to Nature, 394. 1998. pp. 253-255.
- [9] M.A. Hopper and V. Novotny, An electrophoretic Display, Its Properties, Model, and Addressing, IEEE Transactions on Electron Devices, 26. 1979. pp. 1148-1152.
- [10] R.C. Liang, J. Hou, H. Zang & J. Chung, Passive Matrix Microcup Electrophoretic Displays, Proceeding of IDMC'03. 2003.
- [11] J. Groenewold, M.A. Dam, E. Schrotten and G. Hadziioannou, A simulation for the "Electronic Ink" in electrophoretic displays, Proceedings of the 22nd International Display Research Conference. 2002. pp. 671-674.
- [12] M. Mossman, A. Kotlicki and L. Whitehead, New Reflective Color Display Technique Based on Total Internal Reflection and Subtractive Color Filtering, Proceedings of the Society for Information Display 2001 International Symposium. 2001. pp. 1054-1057.

