

Forberedelse til eksamen i UNIK4330

Furkan Kaya

June 2017

1 Kapittel 1: Introduksjon

Emnet heter for: Imaging and detection of optical and infrared radiation. Emnekode: UNIK4330. Foreleser er Torbjørn Skjuli. Eksamenskommer til å skje den 21. juni og blir en muntlig eksamen.

Lys er viktig som informasjonsbærer i en stor variasjon av applikasjoner: syn (som i det å se, vision på engelsk), fotografi og tv, telekommunikasjon, maskinsyn, satellitt remote sensing, termal imaging, nattsyn, medisinsk imaging, mikroskop, astronomi, dokumentskannere og en stor variasjon av sensorer.

I dette kurset skal vi hovedsakelig lære om detektorer for optiske signaler, inkludert image sensorer. En detektor, slik man ser det i dette emnet, er en komponent som mottar informasjon båret av lys og transformerer til elektrisk form for overføring, prosessering eller lagring. En detektor er i hjertet av ethvert digitalt kamera, i tillegg til andre instrumenter som involverer signalisering eller måling av lys. Ofte er det slik at detektoren enten dominerer kostnadene av instrumentet, bestemmer dets ytelse eller begge.

Imaging er den viktigste applikasjonen som blir addresert i dette emnet. I konvensjonell fotografi, så tar et kamera den spatielle fordelingen av lys og produserer et 2D image. Den sentrale komponenten i et kamera er image sensor. Mange applikasjoner bruker lys for sensing av fysiske kvantiteter som i spektroskopi. Lys som bærer den oppdagete (sensed på engelsk) informasjonen er fanget av optikk og transformert inn til et elektrisk signal med en detektor og lys er brukt til kommunikasjon, mest vanlig i det optiske fibernettverket som utgjør Internett.

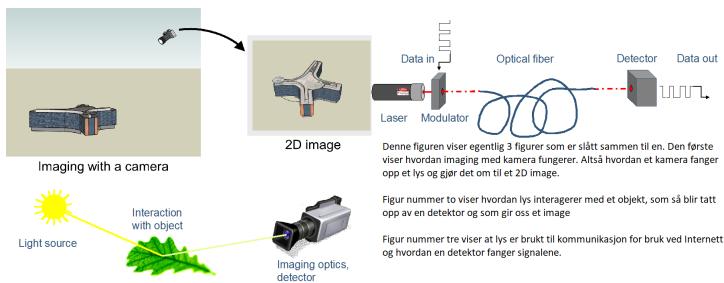


Figure 1: Figuren er hentet fra det første kapittelet og teksten på den forklarer figuren godt

2 Kapittel 2: Lys og radiometri

I dette kapittelet går man igjennom endel grunnleggende teori om lys om radiometri.

2.1 En kort innføring i lys

Lysteorien beskriver en stor del av realiteten med perfekt nøyaktighet etter det vi kan vurdere med de mest sensitive og intrikat utførte eksperimenter. Disse modellene er forklart litt bedre nedenfor.

Strålemodell: Ut fra med det blotte øyet, så oppfører lys seg som stråler som propagerer i henhold til simple geometriske lover for refleksjon og refraksjon. Strålemodellen er faktisk en tilstrekkelig modell for å beskrive imaging systemer og andre optiske instrumenter.

Bølgemodell: Mer generelt oppfører lyset seg som en bølge. Bølgemodellen inneholder og forklarer bølgemodellen. I tillegg fungerer bølgemodellen hvor strålemodellen bryter ned som en følge av bølgeeffekter som diffraksjon eller interferens.

Partikkelmanet: For å beskrive hvordan lys er skapt og absorbert, så trenger vi partikkelmanet, hvor lys er beskrevet som udelelige kvanter av energi kjent som fotoner. Denne modellen vil være viktig i vår behandling av detektorer og da spesielt deres noise egenskaper.

Vi vil benytte oss av både bølge- og partikkelmanet. Bølgen er en oscillasjon av elektriske og magnetiske felt. Ved veldig høye frekvenser (som i optikk), så viser det seg at kun elektriske felt interagerer med materie. Formelen for elektrisk felt:

$$\frac{c^2}{\epsilon\mu} \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1)$$

I ligningen ovenfor er c = lysfarten, ϵ = relativ elektrisk permetivitet, og μ = relativ magnetisk permitivitet. Figur 2 viser et tilfelle som omtales som linær polarisasjon, hvor vektorfeltene oscillerer langs en linje i yz -planet ortogonal til bølgepropafasjonsretningen. I (1) er $\epsilon\mu$ en skaleringsfaktor for propagasjonsfarten og vi får den refraktive indeksen til et materiale.

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{\text{lysfarten i vakuum}, c}{\text{lysfarten i materialet}} \quad (2)$$

Bølgelengden, λ , til lys er gitt av $\lambda = \text{lysfart} * \text{oscillasjonsperiode}$

$$\lambda = \frac{c}{n} * \frac{1}{f} = \frac{1}{n} * \lambda_{\text{vakuum}} \quad (3)$$

Bølgelengden λ er hvor langt bølgen beveger seg i en periode av temporal oscillasjonsfrekvens f til bølgen. Når lys propagerer i medium som glass, så må den refraktive indeksen bli tatt med i betrakning. Noen ganger er bølgelengden gitt i bølgetall fremfor meter. Vi observerer energien båret av bølgen, og fra det at energien båret av bølgen er proporsjonal til field amplitude opphøyd i to.



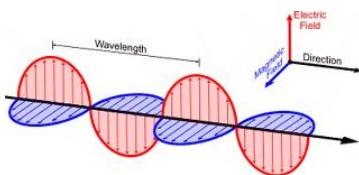
Strålemodell



Bølgemodell



Partikkelmanet



Viser hvordan en elektromagnetisk bølge oscillerer med elektrisk og magnetisk felt. Det er viktig at de to feltene står perpendikulært på hverandre.

Figure 2: Viser de tre modellene for hvordan lys beveger seg: stråle, bølge og partikel. Samt medfører en egen forklaring i figuren på den nederste delen som skal vise hvordan en elektromagnetisk bølge oscillerer. I tillegg er feltene ortogonale til propagasjonsretningene

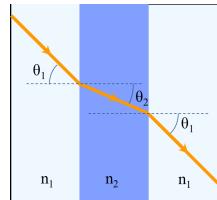


Figure 3: Her har de to delene n_1 og n_2 forskjellige refraktive indeks. Det gjør at bølgene har forskjellig brytning i de to materialene

For partikkelmanet har vi

$$E_{foton} = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (4)$$

hvor h = Plancks konstant. Energinivåene er kvantiserte, det er svært lite som kan forandre energien til et foton. Fra emisjon til absorpsjon fremstår energien som konstant. Lys som kun inneholder en bølgelengde er sagt å være monokromatisk, mens polykromatisk lys har forskjellige bølgelengder. Monokromatisk lys kan skapes av lasere. Annet ordinær lys, som vi ser til daglig, inneholder mange bølgelengder.

2.2 Interaksjonen til lys med materie

I dette kapittelet har vi forskjellige inndelinger: refraksjon, absorpsjon, refleksjon og transmisjon ved en interface, diffus refleksjon, volume scattering.

2.2.1 Refraksjon

Lys kan propagere gjennom vakuum og transparente materialer uten tap. Når mediene blir forskjellige benytter vi noe som heter Snells lov:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (5)$$

Her kan vi referere til figur 3 for hva de forskjellige subskriptene er. I alle materialer avhenger den refraktive indeksen på bølgelengden til lys.

2.2.2 Absorpsjon

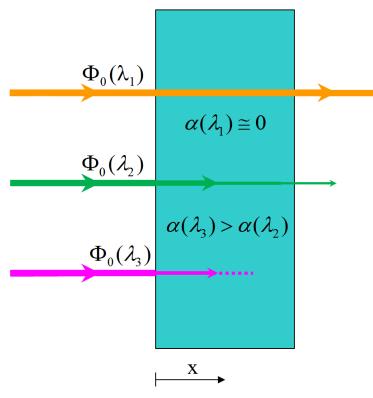


Figure 4: Ved bølgelengde 1 er materialet transportert slik at lyset går helt igjennom, bølgelengde 2 blir delvis absorbert, mens bølgelengde 3 gir at alt blir absorbert og blir til energi

normalt karakterisert av reflekterte ratioen av insidert og reflektert power. Derfor er koeffisienten av power refleksjon og transmisjon.

$$r = \frac{\text{reflektert power}}{\text{insidert power}} = \frac{n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1)} = |r|^2 \quad (7)$$

Det korresponderende uttrykket for transmisjon.

$$t = \frac{\text{transmittert power}}{\text{insidert power}} = \frac{n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1)} * |t|^2 \quad (8)$$

Vi ser på et eksempel

$$r = \left| \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right|^2 = \left| \frac{1,5 - 1}{1,5 + 1} \right|^2 = 0,04 = 4\% \quad (9)$$

Altså er 4 prosent av lyset reflektert.

2.2.4 Diffus refleksjon

Lys insidert på en ikke-glatt overflate (i kontrast til avsnittet ovenfor) gir ikke en veldefinert refleksjonsvinkel. Her blir lyset spredt i mange retninger. Dette kalles for diffus refleksjon. Denne fordelingen avhenger av BRDF.

2.2.5 Volume scattering

Volume scattering reduserer styrken til en lysstråle, men ved å spre lyset ut i andre retninger. Volumspredningen er at lys som propagerer gjennom et medium blir spredt av inhomogenitet i mediet eller av molekylene til en gass. Små partikler forandrer på propagasjonsretningen til lysbølgen. Spesielt vanskelig å beskrive er forurensset luft. I homogene medier kan korte bølgelengder fortsatt bli spredt av molekylene til mediet i en prosess som heter for Rayleigh spredning. Denne spredningen er isotropisk.

2.3 Lys-spekteret

Vi har to definisjoner av lys:

- 1) lys er en elektromagnetisk bølge med bølgelengder som kan bli sett med øyet
- 2) Rekkevidden av bølgelengder hvor vi kan bruke teknologier likt de brukt for synlig lys.

For eksempel er rødt = 650 nm, grønt = 550 nm og blått = 450 nm bølgelengder. Grovt sagt deler vi lys inn i infrarødt, synlig og ultraviolett lys. Vi ser på figur 5.

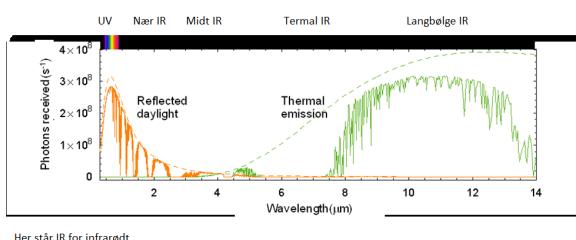


Figure 5: figuren viser forholdet bølgelengde og antall fotoner mottatt i en sensor. Strålingskilden er sola

Her ser vi at i noen bølgelengde bånd er det ikke noe signal fra lyskilde-objektet. Her er lyset absorbert av atmosfæren. Atmosfæren har god transmisjon for de fleste bølgelengder i sollys. Transmisjonen er bra for bølgelengde fra 3 til 5 μ og 8 til 12 μ . Utenom synlige bølgelengder av sollyset transmittert, men noen spektrale bånd er absorbert.

Ambient termal radiosjon blir signifikant ved 3μ og blir sterkere enn sollys ved 4μ og over. Mellom 5 og 8 μ absorberer atmosfæren skikkelig som en følge av vanndamp. Utenom 14μ er også den atmosfæriske absorpsjon sterkt. Det

gir oss da at et kamera kan se mye av solspekteret og også termal radiosjon i 3 til 5 og 8 til 14 mikrometer spektralrekkevidde.

Så navngir vi de relevante bølgene for detektorer og imaging:

- under $0,4 \mu\text{m}$: ultraviolett
- $0,4$ til $0,7 \mu\text{m}$: synlig (VIS)
- $0,7$ til $1 \mu\text{m}$: nær infrarød (NIR)
- $0,4$ til $1 \mu\text{m}$: synlig og nær infrarød (VNIR)
- 1 til $2,5 \mu\text{m}$: korthølge infrarød (SWIR)
- 3 til $5 \mu\text{m}$: midtbølge infrarød (MWIR)
- 8 til $12 \mu\text{m}$: langbølge infrarød (LWIR)

Grensen til NIR virker tilfeldig, men grunnen er at silisium detektorer er begrenset til en maks bølgelengde på $1\mu\text{m}$.

Så skal vi se litt nærmere på SWIR. Quartz optiske fibre har minimale optiske tap på rundt $1,55 \mu\text{m}$. Derfor har mye arbeid gått i å utvikle laserkilder og hurtige detektorer rundt denne bølgelengden. Lasere blir ”øy sikre” under $1,4 \mu\text{m}$ fordi dispersjon og absorpsjon i øyet forhindrer tett fokusering av laser-radiasjon på retinaen. Objekter med temperatur høyere enn RT emitterer betraktelig mengde av termal radiosjon i SWIR-båndet. Derfor er SWIR-kameraer passende for å se varme objekter i applikasjoner som industriell prosesskontroll. Spekteret til sollys utvider seg gjennom SWIR-båndet. Derfor er SWIR sensorer brukt i fjernstyrt sensing. Spesielt i multi-og hyperspektral imaging. Om natta, så emitterer atmosfæren en svak ”night glow” radiosjon, hovedsakelig i SWIR, som kan bli brukt i night vision.

2.4 Radiometri

er et underfelt av optikk som omhandler det å måle mengde lys. Vi trenger hyppig å måle mengde lys som feller på en detektor. For å klare å forstå radiometri bedre introduserer vi et begrep: solid vinkel. En ordinær vinkel er målt ut i fra distansen det spenner på enhetsvinkelen. På samme måte er en solid vinkel målt ut i fra et areal på enhetssfæren. For en projisert omkrets A er vinkelen:

$$\Omega = \int \int_A \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (10)$$

hvor θ og ϕ er polarkoordinativinkler. Enheten til en solid vinkel er steradian. Den fulle omkretsen til enhetssfæren er 4π , så en full steradian er på 2π .

Rent matematisk må lyset fra et papir bli beskrevet ut i fra tetthet, i et rom bestående av solid vinkel, omkrets og tid. Dette tettheten, hvor omkretsen er definert som for eksempel pupilen til et øye, er beskrevet av radiansen L.

$$L = \frac{\text{lysenergi}}{\text{overflateområde} * \text{tid} * \text{solidvinkel}} \quad (11)$$

Enheten til radiansen er $\frac{J}{m^2 * s * \text{steradian}}$. Integrasjonen av radians (altså irradiansen E) gir total mengde lyseffekt per overflateområde.

$$E = \int \int_{\Omega} L d\Omega \quad (12)$$

Enheten er $\frac{J}{m^2 \cdot s}$. Å integrere iradians over detektorområde gir fluksen.

$$\phi = \int \int_{Areal} EdA \quad (13)$$

Enheten er $\frac{J}{s} = W$. Og tilslutt ved å integrere effekt over tid gir energien Q.

$$Q = \int_{tid} \phi dt \quad (14)$$

Enheten er J. Så ser vi på intensiteten ved en punktkilde fremfor overflate-område.

$$I = \int \int_{sourcearea} LdA \quad (15)$$

Enheten her er da: $\frac{J}{s \cdot steradian}$. I detektoren trenger vi ofte å kunne spektral radians ettersom detektoregenskaper er bølgelengde-avhengige.

$$L_\lambda = \frac{Energi}{solidvinkel * areal * bølgelengde * tid} \quad (16)$$

$$L = \int L_\lambda d\lambda \quad (17)$$

Noen ganger bruker vi fotoner istedenfor energi. Symbolet E blir ikke brukt til å representere energi eller eksitans, men iradians. Det er overraskende vanskelig å gjøre nøyaktige radiometriske målinger. Til og med veldig dyr radiometrisk utstyr er det vanlig å ha usikkerhet på rundt 1 prosent.

2.5 Lambertian kilde

Ofte er det nødvendig å gjøre tilnærminses-
timater av lys fra difusse reflektorer. Vi
har en illuminert (lysbelagt) del av non-
glossy papir. Brightness virker det samme
uansett hvilken retning det kommer av.
Radiansen av lys reflektert er uavhengig
av vinkel. Dette kalles for en Lambert
kilde.

En Lambertian reflekterende objekt med areal A_{kilde} er sett fra retning θ relativ til over-
flatenormal. Den totale mengden lys mottatt
fra objektet er intensiteten.

$$I = \frac{\partial \phi}{\partial \Omega} = LA_{kilde} \cos(\theta) \quad (18)$$

Eksitansen til kilden er utgående lys per enhet-
sareal er funnet ved å integrere lyspropagasjon
i alle retninger.

$$M = \int \int_{hemisfære} L \cos(\theta) d\Omega = L\pi \quad (19)$$

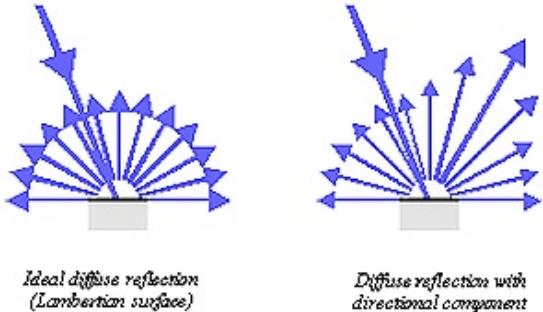


Figure 6: viser ideell Lambertian kilde og en difus kilde med retningsgivende komponent, vinke-
len oppover er θ

Ved Lambert kilder kan den diffuse reflektansen til en overflate defineres som ratio mellom insidert power og total reflektert power. Når = 1 gir hvit reflektans.

2.6 Plancks lov for termal radiosjon

Vi har her i dette avsnittet flere underavsnitt som må forklares del for del. Først går jeg litt inn på konklusjonene:

- Planck's radiation law describes electromagnetic radiation in thermal equilibrium
- The law even describes radiation from a surface when not in equilibrium
- Many phenomena are accurately described by the Planck law
- Planck is the upper limit of emission at a given temperature
- Wien's displacement law "3000/T microns".
- Total emitted power is proportional to T⁴.
- Relation between emissivity and reflectance - black surfaces emit most energy!

2.6.1 Derivasjon av Plancks strålingslov

Her skal jeg ikke derivere Plancks lov, men heller forsøke å forklare den ettersom jeg føler at det blir mer relevant på eksamen. Det finnes gode videoer på youtube for hvordan man deriverer Plancks lov:

<https://www.youtube.com/watch?v=syQbWP-7WC4>

er et godt eksempel

$$E = \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \frac{w^3}{\exp(\frac{\hbar w}{kT}) - 1} \quad (20)$$

Plancks lov beskriver spektraltettheten til elektromagnetisk radiosjon emittert ved en black body i termal likevekt ved en gitt temperatur T. E beskriver den andelen energi det gir ut som radiosjon ved forskjellige vinkelfrekvensen. I vårt tilfelle vil uttrykket (20) være viktig når vi modellerer signalet fra infrarøde detektorer.

For Plancks lov har vi følgende argumenter: [trengs ikke å leses så nøyne].

- I termal likevekt må partikkelen ha samme temperatur som den ideelle boksen man bruker til å deriverer loven. Hvis partikkelen enten blir oppvarmet eller nedkjølet, så ville det ha blitt en evighetsmaskin, noe som er forbudt ved termodynamikkens andre lov.
- hvis partikkelen absorberer all insidert radiosjon fra boksen, så må de radiere samme mengde energi.
- hvis en partikkel reflekterer en fraksjon r av den inkommende radiosjonen, så absorberer den en fraksjon $\epsilon = 1 - r$ av radiosjonen.
- Partikkelen må ha samme temperatur hvor en det er i boksen.
- hvis en side av partikkelen reflekterer radiosjonen, så må partikler fortsatt ha samme temperatur som boksen.
- siden radiosjonen er isotropisk, så er energien emittert fra et endelig område kun avhengig av det projiserte området i synsretningen, derfor har den termale radiosjonen samme vinkelavhengighet som en Lambert reflektor.
- Maksimum andel av termal radiosjon er emittert fra en overflate med emissivitet, $\epsilon = 1$, ingen

refleksjon og ser derfor helt svart ut (fordi den ikke gir ut noe lys). Denne ideelle kilden kalles for blackbody.

-Se på side 42 for andre måter Plancks lov kan uttrykkes på.

2.6.2 Total radiert power: Stefan-Boltzmanns lov

Ved å integrere over spektral eksitans får vi total power per areal:

$$M(T) = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \frac{2\pi}{15} * \frac{k^4}{c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (21)$$

Her er da $\frac{w}{m^2}$. Konstanten σ består av forskjellige konstanter i naturen og er kjent som Stefan-Boltzmanns lov.

2.6.3 Peak bølgelengde av Planck spektrum: Wiens forflytningslov

Toppen til Planck-kurven er funnet ved punktet hvor den deriverte er 0.

$$\frac{\partial M_{e\lambda}}{\partial \lambda} = 0 \quad (22)$$

gir da

$$\lambda_{maks} = \frac{2898\mu K}{T} \approx \frac{3000\mu K}{T} \quad (23)$$

Dette er kjent som Wiens forflytningslov.

2.6.4 Emissitivitet

er ratioen til spektral eksitans for en praktisk kilde over spektral eksitans forutsett av Planck.

$$\epsilon(\lambda, T) = \frac{M_\lambda(\lambda, T)_{kilde}}{M_{e\lambda}(\lambda, T)_{Planck}} \quad (24)$$

Spesialtilfeller blir:

- $\epsilon = 1$ gir at det er ideal blackbody.
- $\epsilon < 1$ men samtidig uavhengig av bølgelengde gir greybody og
- $M(T) = \epsilon \sigma T^4$

Konsentrasjonen av energi gir:

$\phi_{absorbert} + \phi_{reflektert} + \phi_{transmittert} = \phi_{insidert}$. En god adsorberer gir en god radiator.

2.7 Noen praktiske lyskilder

Mange av lyskildene vi møter i virkeligheten er basert på Planck radiosjon. Nedenfor skal vi få igjennom noen av dem.



Figure 7: På figuren ser man forskjellige lamper: incandescerte lamper først til venstre, så gas discharge lamper og tilslutt LED (light emitting diodes)

2.7.1 Sola

Det er ganske opplagt at sola er en viktig lyskilde for mange imaging systemer (den solare irradansen er formidabel $1\frac{kW}{m^2}$ på bakken). Fra figuren i pensum som viser solspekteret (2.25) som ligner på Planck-spekteret for en temperatur på rundt 5800 K (omtrent overflate-temperaturen til sola). Vi har tre karakteristiske kjennetegn: UV-halen til solspekteret blir absorbert av ozon i atmosfæren, topp til solspekteret er sammenfellende med den spektrale regionen hvor vann er transparent og gir opphav til evolusjonen og synlig lys som går fra 400 til 700 nanometer.

2.7.2 Incandescente lamper

er en klassisk lyskilde selv om det for meste har blitt erstattet av mer effektive kilder. Det skyldes at kun 5% av energien blir radiert ut i det synlige spekteret. Består av et tungsten (Wolfram) filament som blir varmet av en elektrisk strøm. Filamentet er i den klassiske lyspærene lukket inne i et glass ettersom filamentet ville ha oksidert i luft. Etterhvert blir filamentet utslikt og man erstatter det. Ved nøyte temperaturer foregår dette fort. Man skiftet da til halogen-lamper hvor glasset er laget av kvarts og innsiden er av et halogen som Brom. Filamentet er fortsatt tungsten. Men dette er ennå ikke tilstrekkelig på lang sikt. Fordelen med incandescente lamper er at man får veldig stabil lys output på kortere tidskalaer.

2.7.3 Gas discharge lamper

Her er funksjonen at elektrisk strøm går igjennom ionisert gass. Vi har fire former.

Fluorescente lamper: In fluorescent lamps, commonly used for lighting, the supply current passes

through ionized gas inside the tube, including a small amount of mercury vapour, to produce UV radiation. The inner wall of the tube is coated with fluorescent materials which convert the UV to visible light. The composition of the fluorescent layer determines the emitted spectrum, which can be optimized with respect to efficiency and/or visual quality.

Xenon arc lamper: In xenon arc lamps, the electric current heats up a plasma of xenon which produces an intense white light. Such lamps are used in many applications requiring powerful illumination sources.

Natrium fordampningslamper: A sodium vapour lamp is based on the light emission from sodium atoms excited by electric current through a sodium vapour plasma. This type of lamp has until recently been the most energy-efficient source of visible light, and is therefore commonly used in street lighting. The emission spectrum consists almost exclusively of the yellow spectral lines of sodium.

Flashlamper: Flashlamps are tubes of quartz glass filled with xenon or other gases, designed to produce very large light output with a short duration. These lamps are typically driven by discharging a large high-voltage capacitor through the gas tube. The instantaneous power can be in the megawatt range.

2.7.4 LED (light emitting diodes)

I en LED entrer supplystrømmen inn i komponenten som elektronene i eksitert tilstand inne i et halvlederkristall. De eksitere elektronene hviler til deres grunntilstand ved å emittere et foton (dette er det motsatte av hvordan mange detektorer virker). Ettersom man ikke trenger varme til å eksitere elektronene, så kan LED være svært effektive. LED basert på Gallium-nitrid = blå lys = Nobelpriis!

2.7.5 Lasere

De har koherent lys output, som betyr at fasen til lysbølgen er korrelert over en stor rekkevidde av rom og tid. En ting å huske er at fra detektorens synsvinkel er at når lasere blir brukt som lyskilde i optiske sensingssystemer, så kan koherensen skape interferenseffekter som sørger for store variasjoner i detektorsignaler.

2.7.6 Radiometriske kalibrasjonskilder

Det er viktig å ha kalibrasjonskilder med nøyaktig styrke. Vi setter emissivitet lik 1 og en velkjent temperatur, slik at vi kan bruke Plancks lov til å forutse radiosjon emittert fra overflaten. En kalibrerende lyskilde er integrerende sfære. Her er lyset høyt uniform langs aperturen og uniformt fordelt i vinkel (denne fungerer da som ideell blackbody radiosjonskilde).

2.8 Transmisjon av lys gjennom atmosfæren

Lys passerer gjennom atmosfæren, en tett sjø av høyt sammenpresset gass rundt planeten.

2.8.1 Atmosfærisk absorpsjon

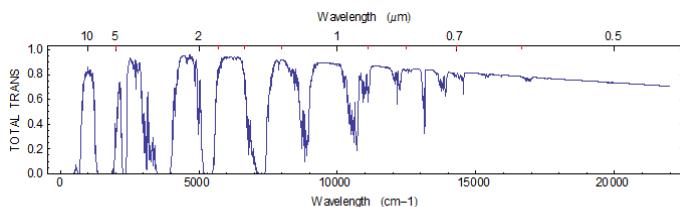


Figure 8: Transmisjon av lys gjennom en 2 kilometer bane langs bakken

Vi ser på figur 8. Der ser vi at ved synlige bølgelengder under 0,7 μ på kurven er transmisjon høy. En fraksjon på rundt 20 % kun svakt avhengig av bølgelengden er tapt som følge av spredning fra aerosol. Atmosfærisk absorpsjon er veldig sterk ved noen bølgelengder. Grunnstoffene som bidrar til atmosfærisk absorpsjon er ikke nitrogen og oksygen, men heller vanddamp.

2.8.2 Atmosfærisk spredning (scattering)

Når man ser på en lang bane for lys, så ser man en dramatisk reduksjon i atmosfærisk transmisjon som en følge av spredning (Rayleigh scattering). Denne er mest virksom i blå bølgelengde og dette gir derfor de blå skyene vi har.

2.8.3 Atmosfærisk propagasjons-simulasjon

Blir gjort med software

2.8.4 Distorsjon av lysbølge ved atmosfærisk turbulens

Tettheten til atmosfæren utøver tilfeldige variasjoner som fører til små fluktusjoner i den refraktive indeksen til luft. Dette er fordi temperaturen til luft ikke er homogen gjennom luftmassen.

2.9 Propagasjon av lys gjennom vann

Bortsett fra luft er vann det viktigste medium for propagasjon av lys. Rundt synlige bølgelengder er vann svært transparent, mens ved alle andre bølgelengder er det veldig sterk absorpsjon. Ved IR bølgelengder blir vannet nærmest en perfekt blackbody radiator.

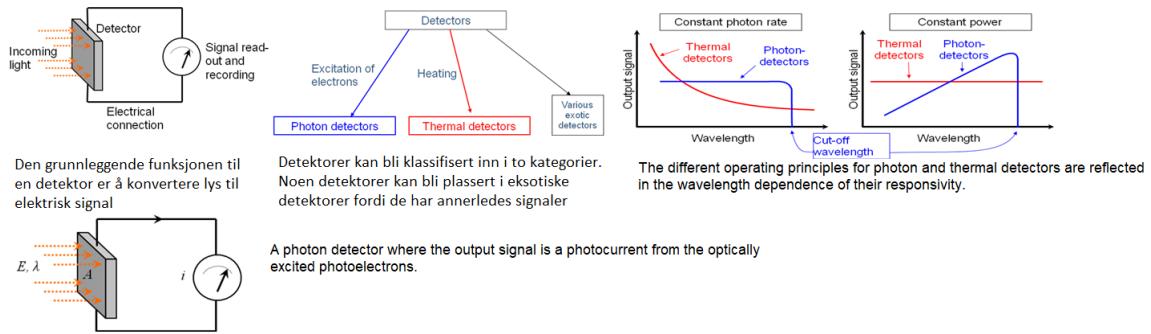


Figure 9: Viser forskjellige figurer fra kapittel 3

3 Kapittel 3: Generell modell av signal og noise i en detektor

3.1 Grunnleggende funksjon og klassifikasjon av detektorer

I dette emnet ser vi på optiske detektorer som produserer et elektrisk output signal.

Foton detektorer: er den viktigste klassen av detektorene. For disse detektorene, så er det slik at en innkommende foton eksiterer et elektron i detektoren til en høyere energitilstand. Output signalet kommer fra disse eksiterte elektronene. Fotonene må ha et minimum av energi og av den grunn produserer ikke detektorene et signal for bølgelengder over en viss cut-off bølgelengde.

Termale detektorer: også her er fotoner absorbert gjennom eksitasjonsprosessene, men for disse detektorene er det slik at de eksiterte tilstandene har lov til å hvile og slik overføre deres energi til varme inne i detektoren. Det gir da en temperaturøkning. En temperatursensor oppdager dette og outputsignalet er da dette signalet fra sensoren. På figur 9, i tredje del, er det to grafer som illustrerer hvordan forholdet mellom de detektorklassene er. Det ene er konstant fotonrate og det andre er konstant power. I den første klarer ikke elektroner å eksiterer kvantetilstander som skaper outputsignalet og detektoren er blind. Ved den andre er fluks/power holdt konstant. Det gir da større signal fordi samme power gir flere fotoner ved lengre bølgelengder. For termale detektorer har vi at responsen er uavhengig av bølgelengde når power er konstant. Hvis fotonfluks er holdt konstant vil termale detektoren ha respons proporsjonal til foton energi.

3.2 Signal, noise og konvensjonene ved signal teori

3.2.1 Signal power og kvadrat-lov oppførelsen til detektorer

I signalprosesseringssteori er stryken til et signal vanligvis uttrykt ut i fra power, som er proporsjonal til kvadratet til amplituden. Detektorstrømmen er proporsjonal til innkommende antallet av fotoner og derfor proporsjonal til lyssignalet. Det nyttige signalet fra detektoren er derfor tidsvariasjon til fotostrømmen. Fotostrømmen er signalamplituden. Optisk deteksjon er kjent som kvadratlov prosess fordi power til det elektrisk signalet er kvadratet til fotostrømvariasjon med tid.

I matematisk form blir det da: et optisk fluks signal med angulær frekvens $w = 2\pi f$ blir skrevet

som:

$$\phi = \sqrt{2}\phi_{sig}(1 + \sin wt) \quad (25)$$

hvor $\sqrt{2}\phi_{sig}$ er topp-amplitude (RMS amplitude). Gjennomsnittlig fluks/optisk power er:

$$\bar{\phi} = \sqrt{2}\phi_{sig} \quad (26)$$

Ut i fra (25) og (26) har vi kvadrat av amplitduen gitt som gjennomsnittlig signal:

$$(\phi - \bar{\phi})^2 = 2\phi_{sig}^2 \sin^2 wt = \phi_{sig}^2 \quad (27)$$

Det korresponderende elektriske signal blir.

$$i_{sig}^2 = (q\eta \frac{\lambda}{hc} \phi_{sig})^2 \quad (28)$$

3.2.2 Noise

Når vi forsøker å måle svake signaler med en detektor, så er målingen eventuelt begrenset av noise. I elektronikekn bli det karakterisert som tilfeldig fluktusjon i et elektrisk signal. Med noise får man usikkerhet assosiert med målt kvalitet, som f.eks. mengde lys som faller på en detektor. På grunn av dets tilfeldige natur kan ikke noise fjernes fra et signal. Vi kan få noise fra mange kilder som instrument, termal og elektrisitet.

- Shannons teorem gir mengde informasjon som kan oppnås fra en måling fra en gitt signal to noise ratio.

Vi har en målt signalspenning v med tidsgjennomsnitt \bar{v} (som vi ønsker). Vi definerer noise som derivasjon v av målt spenning fra dette ønskede signal.

$$(\Delta \bar{v})^2 = (v - \bar{v})^2 = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (v - \bar{v})^2 dt \quad (29)$$

Mens frekvensutregninger blir basert på Fourier-transform, så er ikke det tilfellet for noise.

Styrken til et signal er dets Power. Parsevals teorem gir

$$\int_{-\infty}^{\infty} |v(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df \quad (30)$$

3.3 Signalmodell for en fotondetektor - en introduksjon

Vi ser så på egenskapene til en generisk fotondetektor. I modellen nedenfor har vi input irradians E med bølgelengde λ på en fotondetektor. Bølgelengde må være kortere enn cut-off. Detektoren har et aktivt område, A_d som er sensitiv til lys.

Fotonfluksen insidert på det aktive området er:

$$\phi_q = \frac{fluks}{fotonenergi} = \frac{EA_d\lambda}{hc} \quad (31)$$

Den resulterende fotostrømmen for en ideell fotondetektor er

$$I_{ph} = q\phi_q = \frac{qEA_d\lambda}{hc} \quad (32)$$

3.3.1 Kvante-effektivitet

Her har vi at ikke alle fotoner insidert på en detektor sørger for eksitasjon av elektroner. Det skyldes at

- a) fotoner kan bli reflektert fra detektor-overflaten
- b) fotoner kan passere gjennom det sensitive volumet til detektoren uten å bli oppdaget
- c) Fotoner kan bli absorbert i en uønsket eksitasjonsprosess som ikke bidrar til signalet

Dette gir oss da kvante-effektiviteten:

$$\eta = \frac{\text{Outputfotonelektronrate}}{\text{inoutfotonarrivalrate}} \quad (33)$$

Med $0 \leq \eta \leq 1$.

$$I_{ph} = q\eta E A_d \frac{\lambda}{hc} \quad (34)$$

som er en realistisk signalmodell for mange detektorapplikasjoner.

3.3.2 Responsivitet

Responsiviteten til detektor er ratio av output signal til input lys.

$$R = \frac{\text{Outputsignal}}{\text{innkommende fluks}} = q\eta(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \quad (35)$$

I mange tilfeller er den innkommende radiosjonen spredt over en stor rekkevidde av bølgelengder. Med radiosjonsspekteret $\phi_e(\lambda)$ får vi:

$$R = \frac{\int_0^\infty R(\lambda)\phi_e(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty \phi_e(\lambda)d\lambda} \quad (36)$$

3.3.3 Frekvensavhengighet av responsivitet

Det tar en stund for detektorer å respondere til en innkommende fluks. Den temporale responsen er tilnærmet av en eksponentialtid, τ .

$$R = \frac{\text{Outputsignal}}{\text{innkommendesignal}} = q\eta(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \quad (37)$$

I mange tilfeller er den innkommende radiosjonen spredt over en stor rekkevidde av bølgelengder. Med radiosjonsspekteret $\phi_e(\lambda)$ får vi:

$$R = \frac{\int_0^\infty R(\lambda)\phi_e(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty \phi_e(\lambda)d\lambda} \quad (38)$$

3.3.4 Frekvensavhengighet av responsivitet

Det tar en stund for detektorer å respondere til en innkommende fluks. Den temporale responsen er tilnærmet av en eksponentialtid, τ .

$$I_{foton}(t) = \frac{\eta(\lambda)q\lambda}{hc} \phi(1 - \exp(-\frac{t}{\tau})) \quad (39)$$

for $t > 0$. Med sinusoidal variasjon blir det optiske signalet.

$$|i_{sig}| = \frac{\lambda q}{hc} \frac{\eta(\lambda)\phi_{sig}}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad (40)$$

Responsiviteten blir da

$$R(\lambda, f) = \frac{i_{sig}}{\phi_{sig}} = \frac{\lambda q}{hc} = \frac{\eta(\lambda)}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad (41)$$

3.3.5 Signal integrasjon og sampling

En viktig del av et detektor subsystem er den elektriske lesingen av detektor signalet. I vårt tilfelle gjøres dette ved delvis integrasjon av fotostrøm over små tidsintervaller. Detektor er koblet til en elektrisk krets som skaper et nytt analogt signal proporsjonal til integralet til fotostrøm verdi over et tidsintervall. Integratoren er en kapasitator som blir ladet av fotostrømmen. Etter en tid blir signalet målt og digitalisert.

Vi har to begreper som sammenfaller med hverandre: eksponeringstid/integrasjonstid som er integralet til detektorsignalet over en tid, t_i . t_0 er starttid.

$$Q = \int_{t_0}^{t_0+t_i} I_{foton} dt \quad (42)$$

Denne ladningen representerer antall fotonelektroner

$$n_e = \frac{Q}{q} \quad (43)$$

Med konstant fluks ϕ får vi

$$n_e = \frac{I_{foton} t_i}{q} = \eta Q q t_i \quad (44)$$

3.3.6 Dark strøm og offset

I total mørke, så burde detektorstrømmen ha vært null. Men dette er ikke tilfelle fordi mange ekte detektorer utviser en liten strøm som kalles for dark strøm. Opprinnelsen til dark strøm er termale eksitasjoner av elektroner i detektoren. I modellen vår blir total strøm

$$I = I_{foton} + I_{dark} \quad (45)$$

3.3.7 Noise

Selv med konstante optiske signaler får man noise. Derfor må noise vurderes nøyne i dette emnet.

3.3.8 Avsluttende bemerkninger

The ideal detector would simply record the time of arrival of each incoming photon. Approaching this ideal performance is indeed a topic of current research, but in the foreseeable future practical detectors will suffer from a range of imperfections:

- Light is lost: Typically, some of the incoming photons do not contribute to the signal, due to various loss mechanisms.

- Detectors are slow: The frequency response dictates that we can only observe signal variations slower than some time constant.
 - Noise and unwanted signals: Many processes can introduce fluctuations that distort the signal we want to measure.
- Thus it may be useful to keep in mind that the modelling of the detector signal is, for a large part, to keep account of nonidealities.

3.4 Noise mekanismer

3.4.1 Fotonstatistikk

Vi har en detektor som mottar lys fra en kilde med konstant power, men vi har at fotoner ikke ankommer i en konstant rate. Selv om vi får ut i fra det i modeller. Vi har $\bar{n} = \phi_q t_i$ som gir sannsynligheten for n ankommende fotoner i en enkelt måling.

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (46)$$

Varians: $\sigma^2 = (n - \bar{n})^2 = \bar{n}$

Standardavvik: $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$

Variansen til en fotontelling er lik gjennomsnittstelling, slik at standardavvik er lik kvadratroten til gjennomsnittet. Det betyr at fotonsignalet i seg selv har en noise som avhenger av fluksen. Lang-bølgelengde avhengig av Planck spektrum følger ikke Poisson. Det gir bølgelengden:

$$\sigma^2 = \bar{n} \left(1 + \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}\right) \quad (47)$$

Men rent generelt holder det med Poisson.

3.4.2 Foton noise i en detektor

En detektor eksponert for en konstant irradians vil gi ikke samme outputsignal. Man vil få tilfeldige fluktuasjoner som en følge av statitisk fordeling av innkommende fotoner. Dette kalles for foton noise. Det gir antall fotonelektroner.

$$\bar{n}_e = \eta Q q t_i = \eta E_q A_d t_i \quad (48)$$

med varians $\sigma_e^2 = \bar{n}_e = \eta \bar{n}_q$

3.4.3 Foton noise uttrykt i form av strøm

$$\bar{i} = \frac{\bar{n} eq}{t_i} = q \eta E_q A_d \quad (49)$$

For shot noise har vi

$$i_s^2 = q \frac{\bar{i}}{t_i} \quad (50)$$

Forholdet mellom integrasjonstid og båndbredde er

$$f = \frac{1}{2} t_i \quad (51)$$

For shot noise blir det da

$$i_s = \sqrt{2p\bar{i}f} \quad (52)$$

3.4.4 Dark strøm shot noise

$$i_{s,dark} = \sqrt{2q\bar{i}_{dark}f} \quad (53)$$

Hvis fotostrømmen er mindre enn dark strøm, så vil dark strøm dominere.

3.4.5 Johnson/Nyquist/termal noise

Elektronene i en elektronisk komponent vil ha tilfeldig bevegelse som en følge av temperaturen til komponenten. Den standard-avviske spenningen langs resistoren er gitt av, i en målt båndbredde:

$$v_j = \sqrt{4kTRf} \quad (54)$$

Temperaturdrevet noise blir kalt for Johnson-noise. Den har en ekvivalent strøm-noise.

$$i_j = \frac{v_j}{R} = \sqrt{\frac{4kTf}{R}} \quad (55)$$

Enhver detektor som gir et elektrisk output signal vil skape Johnson noise i henhold til resistansen og temperaturen til detektoren.

3.4.6 Bakgrunns-noise

Noen ganger mottar detektoren ikke bare indenscent signal-lys, men også mye lys fra uønskede kilder kjent som bakgrunn. Bakgrunn bidrar med shot noise på samme måte som signal strøm og dark strøm. Det gir da at detektor-strøm blir gitt av:

$$i_{detektor} = i_{signal} + i_{bakgrunn} + i_{dark} \quad (56)$$

3.4.7 1/f noise

I noen tilfeller blir power-spekteret til noise slik at vi får

$$S_f(f) =_0 \frac{i_0}{f} \quad (57)$$

Dette gir pink noise eller 1/f noise. Opprinnelsen til slik noise er ukjent.

3.4.8 Random telegraph noise (RTN)

Noen noise prosesser oppfører seg som en switcher mellom tilstander. Da, ved en konstant input lys signal, så oppfører output signalet seg som om det har plutselige forandringer mellom forskjellige signal-nivåer. Dette blir kalt for RTN. De er viktige i moderne image sensorer, hvor individuelle pixel kan utvise slik oppførsel.

3.4.9 Total noise

Total noise kan uttrykkes som addisjon av alle noise-komponenter

$$i_{noise}^2 = i_{s,foton}^2 + i_{s,dark}^2 + i_{s,bakgrunn}^2 \quad (58)$$

4 Kapittel 4: Karakterisering av noise-ytelse til detektoren

I dette kapittelet ser vi nærmere på noen av egenskapene til en detektor.

4.1 Signal to noise ratio for den innkommende fotostrømmen

Vi har formelene $\bar{n}_q = \phi_q t_i$ med varians $\phi_q^2 = \bar{n}_q$. Dette gir oss Signal to noise ratioen

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{input} = \frac{\bar{n}_q}{\sigma} = \sqrt{\phi_q t_i} = \sqrt{E_q A t_i} \quad (59)$$

Som i forrige avsnitt har vi at

$$\bar{n}_e = \eta E_q A_d t_i \quad (60)$$

og samme varians. Det gir oss S/N ratio

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{output} = \sqrt{\eta E_q A_d t_i} \quad (61)$$

Dette er signal to noise ratio til detektoren kun hvis noise som en følge av fotoelektron tellingsstatisikk dominerer over andre noisekilder. Dette er ønskelig. Videre er det slik at en detektor har en S/N proporsjonal til dets bredde eller diameter, så en større detektor vil samle mer lys og fungere bedre. En annen viktig formel er

$$\eta = \frac{(S/N)_{output}^2}{(S/N)_{input}^2} \quad (62)$$

Med foton-noise som den begrensede faktoren får vi S/N ut i fra signalstrøm og noise-strøm.

$$(S/N)_{output} = \frac{\bar{i}}{\bar{i}_s} = \sqrt{\frac{\eta E_q A_d}{2 * \Delta f}} \quad (63)$$

- Elektrisk SNR er kvadratet av det optiske SNR.

4.2 Kombinert noise fra signal bakgrunn og detektor

Bør skrives på papir senere. Tar for lang tid med LaTeX

4.3 Diskusjon av begrensende tilfeller for noise

Vi har tre former for noise: fra signalet, bakgrunn og noise. Disse grensene er $\phi_{bg} \ll \alpha_{sig}$. Her er noise fra signalet dominerende. Stemmer for mange tilfeller av optisk sensing. Bakgrunnsgrensen $\phi_{bg} \gg \alpha_{sig}$. Noise er dominert av bakgrunnsradiasjon. Et eksempel er infrarød imaging av varme objekter som er mindre enn 1 pixel. Den siste er detektor noise grensen. Detektornoise er stor sammenlignet med α_{sig} og ϕ_{bg} . Et eksempel er masseproduserte IR-detektorer for tyverialarmer.

Rent generelt er det ikke smart å ha detektorgrense begrenset fordi man må samle sammen mer lys. Et unntak er tyverialarmer altså.

4.4 Noise ekvivalent power (NEP)

NEP er det minste signalet som en detektor kan oppdage. En vanlig definisjon på dette er $S/N = 1$. For de tre tilfellene av noise har vi disse formlene for hhv. signal-begrenset tilfelle med $\eta = 1$

$$NEP_{SL} = \sqrt{2} \frac{E_{fotoner}}{t_i} \quad (64)$$

Dette gir da at vi har sinusoidal modulering og at NEP er lik $\sqrt{2}$ fotoner per integrasjonstid.
for bakgrunnsbegrenset tilfeller får (etter litt mellomregning)

$$NEP_{BL} = E_{fotoner} \sqrt{2 \frac{E_{q,bg}}{n} A_d \Delta f} \quad (65)$$

hvor E_{bg} er bakgrunns-irradians. Hvis bølgelengden er større enn cut-off bølgelengden, så går $\eta \rightarrow 0$ og $NEP \rightarrow \infty$. Så samme hvor mye lys vi skinner på detektoren får vi bare noise.

Så langt har vi bare sett på tilfeller hvor både signal og bakgrunnsnoise er monokromatiske med fotonenergi, E_{foton} . Vi ser nå på variasjoner med signal $E_{f,sig}$ og bakgrunn med bølgelengde $E_{f,bg}$. Det gir NEP:

$$NEP_{BL} = E_{f,sig} \sqrt{2 \frac{E_{q,bg}}{\eta} A_d \Delta f} \quad (66)$$

Da gjenstår detektor noise-begrepet tilfelle

$$NEP_{DL} = \frac{E_{foton} i_{detektor}}{q\eta} \quad (67)$$

4.5 Detektivitet

En lavere verdi for NEP er foretrukket slik at NEP er et mål for svakhet fremfor ytelse. Vi setter da

$$D = \frac{1}{NEP} \quad (68)$$

med enhet N^{-1} Normalisert detektivitet blir

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{NEP} \quad (69)$$

som er et universalt mål på detektor-ytelse. D^* er et meningsfullt mål på detektorytelse, såfremt disse betingelsene er oppfylt:

- noise er hvit og proporsjonal til $\sqrt{\Delta f}$
- noise er proporsjonal til $\sqrt{A_d}$
- detektorbias og temperatur er optimalt
- Frekvensrespons til detektoren er flatt innenfor signalfrekvensbåndet

Les resten selv

4.6 Noise ekvivalent temperaturforskjell (NETD)

Detektorer for termal infrarød radiosjon er vanligvis brukt for målinger av temperatur, som i termal imaging. Som NEP har vi NETD.

$$NEP = \frac{d\phi}{dT} NETD \quad (70)$$

Betingelser for at NETD skal være gyldig:

- The measurement of NETD is specific to the background temperature used in the measurement, which should be specified together with the NETD.
- The temperature difference ΔT must be large enough to produce a clear signal.
- The temperature difference ΔT must be small enough to assume linear variation of blackbody radiance as well as a linear detector response.
- The temperature difference ΔT must be measured with sufficient accuracy.
- The temperatures of the test objects must be uniform (unless the spatial characteristics are accurately known and accounted for in a more complex analysis).
- Transient parts of the recorded signal should be carefully avoided in the evaluation of noise and signal amplitude (unless the temporal characteristics are accurately known and accounted for in a more complex analysis).
- The noise should be measured with the system operating at its normal scan rate, in order to have the correct bandwidth.
- The signal should be measured within the normal frequency response of the system. If measured at a higher frequency, then obviously the response will be too small. If measured at a lower frequency then Δf noise may add uncertainty to the measurement of signal amplitude.

Fordelene med NETD er:

- The measurement is easy to set up, relatively speaking.
- The analysis is simple.
- Blackbodies are deluxe calibrated sources which generate a well known radiance spectrum (thanks to Max Planck's theoretical insight and the heroic experimental efforts that have given us accurate values for h , c and k). The main condition for this to work is that temperature is uniform and measured correctly. Also, it is not trivial to get the source emissivity to approach 1 very closely if the very best accuracy is needed, but...
- The blackbodies need not be ideal ($\epsilon = 1, r = 0$), as long as they are made from the same material with an emissivity reasonably close to 1. Deviation from ideality will tend to decrease the radiance signal (if the two objects see the same incoming radiation). The measured ΔT then overestimates the radiance signal and we obtain a too high (ie conservative) value for NETD. If the source emissivity value is known then it can be accounted for in the analysis.
- NETD provides an end-to-end test of the completed system, which is very useful to verify performance.

Figure 10: Betingelser og fordeler med NETD

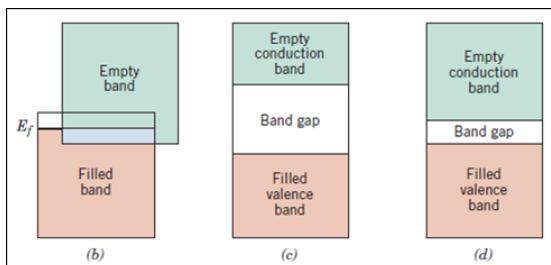


Figure 11: viser båndgap for metall, halvleder og isolator

4.6.1 Målinger av NETD

En simpel metode for dette er å ta opp output signalet når systemet observerer to blackbodier med en kjent temperaturforskjell, ΔT . Vi finner da en signalamplitude i_s og rms noise til signlaet, i_{input} .

$$NETD = \frac{\Delta T}{i_s/i_{input}} \quad (71)$$

5 Kapittel 5: Å bruke halvledermaterialer for optisk deteksjon

De vanligste formene for detektorer er basert på halvledeermaterialer

5.1 Halvlederfysikk

5.1.1 Hva karakteriserer en halvleder

Ut i fra konduktiviteten har vi tre kategorier av materialer: halvleder, ledere og isolatorer. Vi ser på figur 11 at det er båndgapet som klassifiserer materialet. På figuren er også tilgjengelige energitilstander for elektroner (i solid omtales som bånd av tillate energier). Brun = okkupert og turkis = ikke-okkupert.

For metaller er det øvre okkuperte tilstand innenfor et energibånd. Det betyr at elektroner er tillatt å entre en tilstand med litt høyere energi. Denne tillagte energien kan sees på som kinetisk energi som tillater elektronet å flyte rundt. I isolatorer klarer ikke elektroner å bevege seg fritt rundt ettersom for mye energi, E_g behøves for å entre et annet energibånd- I halvledere er båndgapet som må overskrides, så noen elektroner klarer å komme over. Med tilført varme klarer flere.

5.1.2 Elektroner, hull og doping

I en halvleder kan elektroner bli eksitert til neste høyere energibånd. Eksitasjon av et elektron i halvledere er kjent som ”generasjons” prosess. Den motsatte prosessen hvor elektronet hviler og fyller et hull blir kalt for ”rekombinasjon”.

Det eksitere elektronet etterlater seg en ikke-okkupert tilstand som kalles for et hull. Hullet beveger seg fritt rundt og blir fylt opp av elektroner som igjen etterlater seg nye hull. Hull og elektroner blir kalt for ladningsbærere.

Ved å forandre materialkomposisjonen litt kan man kontrollere de elektriske egenskapene til en halvleder. Dette kalles for doping og defineres som det å sette inn urenheter i et halvleddermateriale. Materialer oppt donorer leder elektrisitet og kalles for n-type. Materialer dopet med akseptorer og kalles for p-type.

5.1.3 Intrinsikk bærer kombinasjon

Ved likevekt er det høy sannsynlighet for rekombinasjon og konsentrasjon av n og p er gitt av:

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) = n_i T^2 \quad (72)$$

n_i = intrinsikk bærertetthet, N_C = effektiv density of states i konduksjonsbåndet, N_V = effektiv DOS i valensbåndet. Ved lav T: bærerkonsentrasjon dominert av doping = ekstrinsikk og ved høy T: termalt eksitererte bærere dominerer = intrinsikk.

5.1.4 Elektriske karakteristikker til en halvleder

Vi har at konsentrasjonene av donorer er gitt av N_d og N_a . Det gir

$$n + N_a = p + N_d \quad (73)$$

Fra dette kan vi finne konsentrasjonene av hull og elektroner ved likevekt, p_0 og n_0 .

$$n_0 = N_d \left(1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}\right) \approx N_d \quad (74)$$

Majoritets (elektron) bærerkonsentrasjon er gitt av donorkonsentrasjoner. Det gir for p_0 .

$$p_0 = \frac{n_i^2}{n_0} \approx \frac{n_i^2}{N_d} \quad (75)$$

Minoritetsbærere kan ofte bli ignorert i utregningen.

Hvis et elektrisk felt, E , blir anvendt på materialet, så vil ladningsbærere bevege seg i henhold til feltet. Nettohastigheten er kjent som mobilitet, μ .

$$v_n = -\mu_e E \quad (76)$$

$$v_p = \mu_h E \quad (77)$$

Konsentrasjonen til et materiale er:

$$\sigma = \frac{J}{E} = q(n\mu_e + p\mu_h) \quad (78)$$

5.1.5 Interaksjonen til halvledere med lys

Når lys er insidert på en halvleder, og fotonenergien er større enn båndgapet, så vil lyset bli absorbert av eksitasjon av elektron-hull par. En detektor er basert på denne radiative generasjonen vil ha en cut-off bølgelengde hvor fotonenergi er lik båndgap. Energi utover dette blir tapt til gitteret som varme.

Generasjonsraten er gitt av.

$$g(z) = \frac{-dE}{dz} = \alpha E_q(z) \quad (79)$$

hvor z er dybden i materialet. Generasjonsraten \propto optisk fluks på detektoren. Vi har også

$$\frac{\Delta p}{\tau} = \text{frac} \Delta n \tau \quad (80)$$

Her ser vi at økningen i bærerkonsentrasjonen er proporsjonal til optisk generasjonsrate. Materialet vil utvise forandring i konduktivitet proporsjonal til optisk fluks.

5.1.6 Interaksjon til dopantnivåer med lys

Les senere

5.2 Termal generasjon-rekombinasjon noise

Random rekombinasjon i fotokonduktører fører til mer noise. Det er slik at ikke kun fotoner sørger for eksitasjoner av elektron-hull par. Termale prosesser kan også gjøre det ved generasjonsrate g_{th} og rekombinasjonsrate r_{th} . Alle disse prosessene er tilfeldige og bidrar til noise. Termal generasjon bryter ned detektorytelse ved å legge til variansen av output-signalet.

Vi ser så på tre typer av prosesser som påvirker bærertetthet i en halvleder-detektor:

1. Radiative prosesser, involverer et foton
 2. Auger prosesser, involverer bærere eksistert til et høyt energi inne i båndet
 3. Shockley-Read prosesser, involverer en materialdefekt
- Det står mer utfyllende om dem i subsubseksjonene til dette kapittelet.

5.3 Halvledermateriale for detektorer

Silisium er det viktigste halvledermaterialet for dertektorer. Tabellen i 5.10 gir en del av materialene som brukes og deres båndgap (se igjennom det senere). Vi har rene materiale som Si og Ge. I tillegg har man binære halvledere som GaAs. Med binære halvledere får vi enhetscellelr med samme antall

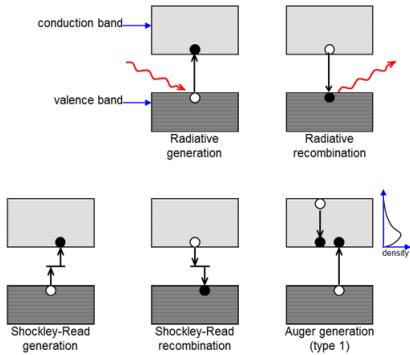


Figure 12: de tre prosessene beskrevet ovenfor

valenselektroner som Si.

Fotoner må ha større energi enn båndgapet for å eksitere elektron-hull par slik at båndgapet karakteriserer cut-off bølgelengde. Fotoner med energi lavere enn båndgapet vil ikke bli absorbert i det hele tatt.

For bølgelengder i LWIR og MWIR rekkevidde har vi f.eks. en materialkomposisjon som $Cd_xHg_{1-x}Te$ hvor CdTe = 1,5 eV og HgTe = 0 båndgap. Det får da bølgelengder på opp til 12μ og kan brukes for MWIR.

Mange forskjellige halvledermaterialer blir brukt for optiske detektorer fordi man trenger forskjellige båndgap til å adaptere til cut-off bølgelengde for deteksjon i forskjellige bølgelengdebånd-

5.4 Simpel modell for kvante-effektivitet og spektral respons

Vi vet at mengden lysapt ved refleksjon fra fronten og ved transmisjon gjennom detektorer. Av det får vi en modell for kvante-effektivitet som er oppnådd for den fraksjonen som ikke er apt.

$$\eta = (1 - r)(1 - \exp(-\alpha l_z)) = (1 - |\frac{n-1}{n+1}|^2)(1 - \exp(-\alpha l_z)) \quad (81)$$

For responsivitet

$$R = \frac{\eta q \lambda}{hc} = (1 - r)(1 - \exp(-\alpha(\lambda)l_z))(\frac{q\lambda}{hc}) \quad (82)$$

5.5 Halvleder heterostrukturer

Heterojunction = en junction mellom to materialer med forskjellige båndgap (se på figur 5.16). Heterojunctions gir muligheten til å spatialt variere energinivåene til elektroner og hull. Attså et nytt verktøy til å kontrollere oppførselen til ladningsbærere- Terniære halvledere er ofte brukt til å lage heterojunctions.

For at heterostrukturer skal være nyttige må de ha så få defekter som mulig. Materialene som brukes bør da ha omtrent tilsvarende gitterkonstant, rundt 1 prosent forskjell. Det er vanskelig å

finne terniære halvledere med passende gittermatch, så man kan gå over til kvartiære halvledere. Man kan også vokse tynne lag fra bunnen av og tilpasse gitterkonstantene til hverandre.

5.6 Kvantestrukturer i halvledere

Les senere homie

5.7 Halvledekomponten arkitektur for optisk deteksjon

Utviklingen av mikroelektronikk har gjort det mulig å utvikle en stor verktøykasse av teknikker for å fabrikere halvledekompontenter.

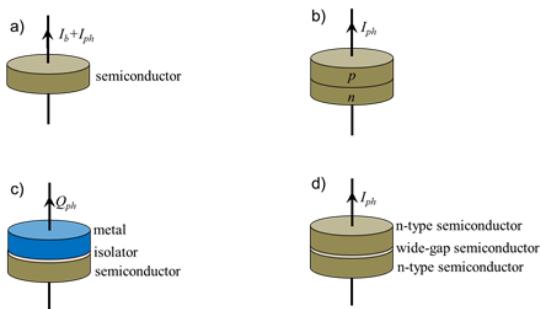


Figure 13: viser noen av de mest kjente halvledekompontene bruk for optisk deteksjon. Disse er a) fotokonduktør, b) fotodiode, c) fotokapasitator og d) nBn-struktur

5.7.1 Fotokonduktører

En fotokonduktiv detektor er et halvledeermateriale med to elektriske koblinger. Komponenten fungerer som en resistor. En spenning blir anvendt og bias strøm går igjennom komponenten, lyset blir absorbert og ekstra bærere blir skapt. Andelen strøm øker og denne økningen indikerer mengde lys.

5.7.2 Fotodioder

er basert på p-n junction i revers bias, noe som tillater minoritetsbærere å flyte over junction. Man må ha lys for å skape minoritetsbærere på n og p sidene. Fungerer som fotokonduktør.

5.7.3 Fotokapasitator

Her utgjør et blad av halvledeermateriale en side av en kapasitator. Minoritetsbærere eksitert av lyset vil bli samlet opp i en kapasitator og målt.

5.7.4 ”nBn”-barriere fotokonduktør

Laget av n-type narrow-gap halvledeermateriale for å oppdage termal IR lys. Fremfor en p-n junction, så separerer et bredt-båndgap materiale to narrow-gap layers. Fotoeksiterte hull flyter gjennom komponenten og det minner om en p-n junction.

5.7.5 Mikrobolomer

Temperatur øker konduktiviteten. Man setter et absorberende materiale på resistoren. Det fører til at detektor-temperaturen øker.

6 Kapittel 6: Dioden som detektor

I dette kapittelet forklares pn junction. Dette er et kjent begrep fra halvlederteknologien og beskrives som en ”kontakt”.

6.1 p-n junction

p-n junction er et kryssningspunkt mellom to typer av halvledermateriale: p-type og n-type. Resultatet blir en komponent som kalles for en diode.

6.1.1 Fermi-nivå

I en enkel modell så okkuperer elektroner i en solid tilstander som spenner en stor rekk av energier opp til en maksimumsenergi so i en halvleder er toppen av konduksjonsbåndet (kun gyldig ved 0 Kelvin). På figuren over Fermi-fordelingen ser vi overgangen fra fylte til tomme energitilstander. Områder hvor sannsynligheten for å møte et elektron er 0,5 kalles for Fermi-nivå.

Hvis vi legger til p-type doping, så flytter Fermi-nivået seg ned til valensbåndet. Hvis vi legger til n-type doping så flytter Fermi-nivået seg til toppen av konduksjonsbåndet. Ved en ideell ikke-dopet halvleder er Fermi-nivået i midten av båndgapet. For en p-n junction er det slik at vi begynner med n og p majoritetskonsentrasjoner. En konsentrasjonsgradient fungerer som en diffusjonstrøm av hull til n-siden. Dette skaper et elektrisk felt som har tendens til å trekke hull tilbake til p-siden ved drift. Ved likevekt

$$q\mu_h p(x)E + qD_h \frac{dp(x)}{dx} = 0 \quad (83)$$

$p(x)$ = hullkonsentrasjonen langs junction

6.1.2 Kontaktpotensiale

Les på egen hånd. Lite trolig at det vil komme på eksamen

6.1.3 Deplesjonsregion og kapasitans

Det elektriskefeltet ved p-n junction har en tendens til å fjerne frie bærere. Denne regionen er da kjent som deplesjonsregionen. Bredden til regionen

$$\frac{d^2\theta(x)}{dx} = \frac{-dE(x)}{dx} = \frac{1}{\epsilon}p(x) \quad (84)$$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(\theta_0 - v_b)}{q} \left(\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_l d} \right)} \quad (85)$$

Siste resultat er viktigst og sier at når dopantkonsentrasjonen er mindre, så er bredden til regionen større for å opprettholde samme mengde fast ladning.

6.1.4 Strøm-spenning karakteristikker

Forholdet mellom strøm og spenning er gitt av

$$i = i_0 \left(\exp\left(\frac{qv}{kT}\right) - 1 \right) \quad (86)$$

hvor d er ”nonideality factor” mellom 1 og 2. I revers bias $v < 0$, så blir eksponential-leddet neglisjerbart og dioden passerer en konstant lekkasje, i_0 . Når dioden blir brukt som detektor, blir i_0 dark strøm.

6.1.5 Praktisk realisasjon av en p-n junction

Her er det en figur man kan ha med og legge til teskten fra 6.1.5 som caption.

6.2 Fotoresponser i dioder

En diode kan fungere som en detektor av absorbert radiosjon, gitt at minoritetsbærerne krysser langs deplesjonsregionen, og bidrar til et elektrisk signal. Et fotogenerert elektron-hull par fører til bevegelse av et elektron av strøm i en ekstern krets. Fotogenererte bærer i nøytrale halvleder-lag nær deplesjonslag har også høy sannsynlighet for å bli diffusert til deplesjonsregionen, denne tykkelsen er gitt av L .

Det er fire lys-sensitive regioner i dioden. De positivt og negativt ladete regionene i deplesjonssonene. Og to lag med tykkelse på en diffusjonslengde på de to sidene.

6.3 Strøm-spenning karakteristikker og biasing av fotodioder

Lest på egenhånd

6.4 Fotodiode signal modell og kvante-effektivitet

Den mest vanlige formen for dioder er silisium fotodioder. Vi baserer oss på figur 6.11. I den har overflaten blitt dopet med p-type ved høy T . En metall elektrode blir deponert på det dopede arealet for å fungere som kontakt. Den andre kontakten er laget på baksiden av waferen. Lys entrer dioden gjennom den tynne diffuserte delen.

Silisium fotodioder er sensitive for lys i spektral rekkevidde fra 0,2 til 1,5 μ . Her er kvante-effektiviteten høy. I figur 14 ser vi dybdeprofilen til en fotodiode. Her har deplesjonsregionen tykkelse d og topplaget benevnelsen p med tykkelse up . Etter mye mellomregning får vi total strømtetthet: $j_{total} = j_{drift} + j_{diffusjon}$.

$$j_{total} = qE_{q,0} \exp(-\alpha w_p) \left(1 - \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_p}\right) + qp_{no} \frac{D_p}{L_p} \quad (87)$$

Det andre ledet i parentesen er den tapte fraksjon av lys som blir midnre ved høyere absorpsjon eller lengre diffusjonslengde. Det siste konstante ledet er dark strøm. Kvante-effektiviteten blir

$$\eta = \frac{j_{total}}{qE_{q,0}} = (1 - r) \exp(-\alpha w_p) \left(1 - \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_p}\right) \quad (88)$$

hvor $1-r$ er fraksjon tapt ved refleksjon.

6.5 Fotodiode dark strøm

Dark strøm er gitt av termisk skapte minoritetsbærere med konsentrasjon p_{no} på n-siden. Et generelt uttrykk for diffusjon.

$$i_0 = q \left(\frac{n_p D_e}{L_e} + \frac{p_n D_n}{L_n} \right) A_d \quad (89)$$

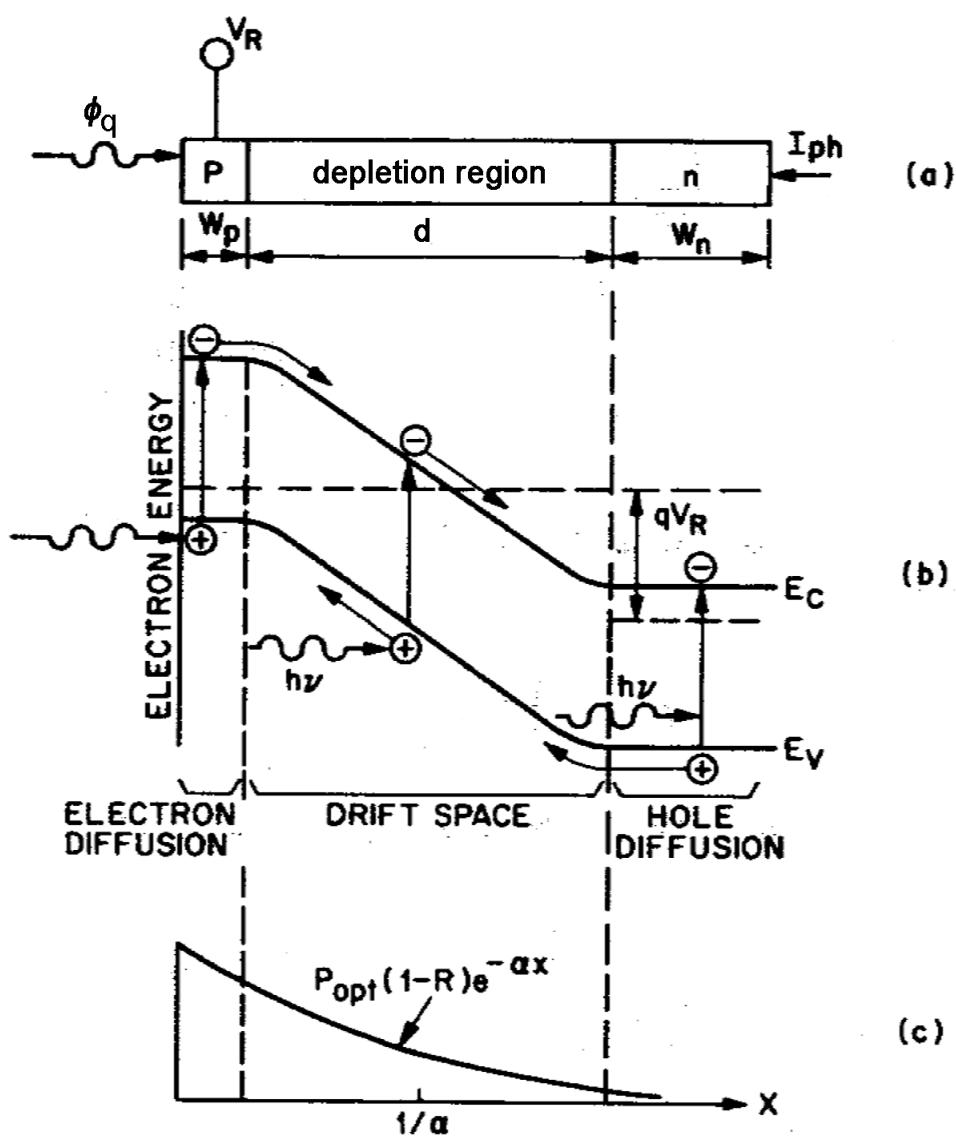


Figure 14: Dybdeprofilen til en diode

Her er diffusjonskonstanten det dominerede bidraget til dark strøm. Dark strøm som er temperaturavhengig er gitt av:

$$i_0 \approx q \frac{n - pD_e}{L_e} A_d \propto \frac{n_p D_e}{L_e} \propto \sqrt{T} \exp(-E_g/kT) \quad (90)$$

Med denne omtrent eksponentielle avhengigheten av temperatur, så vil en viss andel av temperaturforskjellen utgjøre en dobling av dark strøm. Dark strøm dobling temperaturen er ofte spesifisert som en karakteristisk egenskap av en spesiell detektortype.

6.6 Noise i fotodioder

Noise mekanismer er for det meste det samme som fra generelle fototdetektorer

6.6.1 Johnson noise til en fotodiode

Dioder utøver Johnson noise selv om de ikke resistorlignende i deres totale strøm-spenning karakteristikker. Vi har for AC resistans:

$$R_d = \frac{dv}{di} = \frac{dkT}{qi_0} \exp\left(\frac{qv}{dkT}\right) \quad (91)$$

Denne resistansen, som er avhengig av revers bias v, har Johnson noise assosiert med det. I tillegg har vi resistans fra den elektriske kretsen koblet til det, R_e .

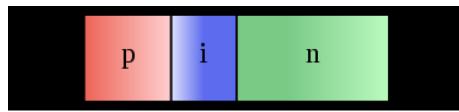
$$i_{johnson}^2 = \frac{4kT_d \Delta f}{R_d} + \frac{4kT_e \Delta f}{R_e} \quad (92)$$

ved forskjellige temperaturer.

6.6.2 Overgang fra bakgrunn-begrenset til Johnson begrenset operation

Les på egen hånd

6.7 Pin (p-i-n) dioden



En pin diode.

En pin diode har en bred, udopet intrinsikk halvleder-region mellom p-type og n-type regioner. De to sistnevnte regionene er hyppig brukt ettersom de er benyttet som ohmiske kontakter. Vi antar at dopingkonsentrasjonen er kun på n-siden. Det gir

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon(\theta_0 - v_b)}{q\eta_d}} \quad (93)$$

Figure 15: viser en pin diode

d = deplesjonslagtykkelse

En pin-diode har potensielle til å detektere en stor del av lyset og derav oppnå høy kvante-effektivitet. Den store deplesjonsregionen gir meget bra absorpsjon.

- Transit time of photogenerated carriers across the depletion region: The carriers are swept across the depletion region by the built-in field plus any applied reverse bias voltage. The resulting fields can be so high that the carriers no longer obey the relationship $v = uE$. Instead, the carriers are limited to a saturation velocity which is characteristic to the material, as discussed in a moment.
- Trapping of photogenerated carriers may occur at material defects, depending on the quality of materials and interfaces in the device. The carriers are held by the traps for some time and then released. The average trapping time depends on the type of defect and can vary widely between different materials.
- Diffusion of photogenerated carriers to the junction is part of the detection process for light absorbed outside the depletion region. The diffusion is a random process not directed by an electric field. The time from a minority carrier is excited by a photon until it enters the depletion region can be comparable to the minority carrier lifetime. The total travel time for a photoelectron becomes a sum of diffusion time and transit time. For applications requiring high speed, it is therefore normally preferable to use photodiodes where light is absorbed in the depletion region.
- The RC time constant of the detector and readout may limit the speed of response, as we shall see in the section about readout electronics.

Figure 16: En del ting om responsfart, kopiert fra pensum

6.8 Fotodiode responsfart

Det finnes mange effekter som kan begrense hvor fort en fotodiode responderer. Et eksamenstips fra foreleseren er å huske på hva de begrensede faktorene er. Hva kan vi gjøre for å øke farten til disse prosessene?

- Transitt tid er minimisert ved å ikke gjøre deplesjonsregionen tykkere enn nødvendig. Doping bør være høyt nok til at det passende deplesjonslaget tykkelsen skjer ved et eletrisk felt hvor bærernde kommer til deres saturasjonshastighet
- Trapping er minimisert ved nøyte forberedelse av materialer og interfaces. Vansklig!
- Diffusjon trenger ikke være en begrensende faktor hvis DP regionen blir vid nok til å absorbere det meste av lyset
- Kapasitansen kan økes ved å øke DP regionens bredde
- Serie-resistansen i detektoren bør være lav for å unngå å begrense responsfart

Den ultimate fartsgrensen for en pin diode er fastsatt av saturasjonshastigheten, v_s .

$$f_{drift} = \frac{v_s}{2d} = \frac{10^7 \text{ cm/s}}{2 * 10 \mu\text{m}} = 5 \text{ GHz} \quad (94)$$

6.9 Heterojunction diode

Heterojunction er et nyttig verktøy for å kontrollere egenskapene til en diode. Dette er en pin diode i figur 15. Båndgap materialene er valgt med et båndgap som er så høy at ingen signal-lys er absorbert. All absorpsjon forekommer istedenfor i det narrow-gap-i-laget. Fordelene er: heterostrukturer tillater presis kontroll over tykkelsen til deplesjonsregionen, ingen lys absorbert i det øvre laget og ingen lekkasje av strøm.

6.10 Schottky diode

En annen versjon av fotodioden bruker et metall-lag direkte på silisium-waferen. Det gir fordeler over andre dioder i form av hurtighet og lang bølgelengde deteksjonskapabilitet. Det har to-fotondeteksjonmoduser:

- Elektron-par generasjon: dette skjer fra bånd til bånd eller energigap eksitasjon i halvlederen

-emisjon av bærere: emisjonen av bærere skjer fra metall til halvledere over Schottky barrieren. Dette er ofte referert til som intern fotoemisjon.

6.11 Avalanche fotodioder

Ved lave lysnivåer er det slik for pin-dioden så dominerer andre noise-kilder enn foton-noise- Avalanche dioder har en innebygd mekanisme på bekostning av begrensning av noise. Gain vil redusere andre noisekilder enn foton noise.

6.11.1 Avalanche prosess

Når et stort elektrisk felt er anvendt på et halvledermateriale, så vil bærerne bevege seg fprt inn i båndene sine (hull til valensbåndet og elektroner til konduksjonsbåndet). Bærer får kritisk energi sammenlignet med båndgapet og kolliderer med et bundet elektron som gir at et nytt elektron-hull par blir eksitert. Disse eksiterer så nye par i en avalanche prosess

6.11.2 Avalanche fotodiode struktur

en figur i kompendiet

6.11.3 Avalanche gain

Avalanche prosessen er beskrevet av impact ioniseringskoeffisienten $\alpha_i E$ og $i_i(E)$ for elektroner og hull henholdsvis for et gitt elektriskt felt E. For delen av strømmen båret av elektroner, i_e , har vi:

$$\frac{di_e}{dx} = \alpha_i i_e + i_i i_h \quad (95)$$

Koeffisientene beskriver altså den lokale økningen av elektronstrøm. Vi kan definere en gainfaktor G økning i forhold til strømmen ved $x = 0$.

$$G(x) = \frac{i(x)}{i_e(0)} \quad (96)$$

Outputsignalet er

$$i_{sig} = q\eta\phi_q G \quad (97)$$

og σ_q^2 er optisk signal power som gir

$$i_{sig}^2 = (q\eta\phi_q)^2 G^2 \quad (98)$$

Signalet skalerer altså med G.

6.11.4 Noise i gainprosessen

Les senre

6.11.5 Materialer for ADP'er

- Silisium APD er sensitive i bølgelengder fra 0,3 mikrometer til 1,1 mikrometer. Gain = 100 til 1000. Frekvens opp til mer enn 1 GHz.
- Germanium APD er brukt for bølgelengde fra 0,3 mikrometer til 1,3 mikrometer. Endepunktet på 1,3 mikrometer blir brukt for kort-rekkevidde optisk fibe. Frekvensrespons over 1 GHz.
- InGaAs, sensitiv fra 0,9 mikrometer til 1,7 mikrometer. Brukt til langrekkevidde optisk fiber. Frekvensrespons over 4 GHz
- Cadmium mercury telluride er framtiden

6.11.6 Et alternativ til dioder: nBn detektorstruktur

Layered heterostruktur hvor et tynt, bredt båndgap separerer lag av narrow-gap n-type materiale. En side = tykk lag for absorberende innkommende lys. En annen side = elektrisk kontakt.

For nBn er det ingen deplesjonsregion. Medfører ingen dark strøm fra Shockley-Read generasjon. Ingen p-n junction gir ingen defekter.

7 Kapittel 7: Fotokonduktive detektorer

Fotokonduktive detektorer er basert på illuminasjonsavhengige forandringer i halvleder konduktivitet.

Uten illuminasjon er komponenten en elektrisk resistor med sin resistans bestemt av konsentrasjonen og mobiliteten til ladningsbærere i halvleder. Når komponenten blir illuminert med lys, så skapes det elektron-hull par som øker konduktiviteten.

Konduktiviteten til et materiale er gitt av:

$$\sigma = qu_e n + qu_h p \quad (99)$$

Når en illuminasjon er anvendt blir (99):

$$\sigma = qu_e \Delta n + qu_h \Delta p \quad (100)$$

Ved intrinsiske halvledere $\Delta n = \Delta p$ med eksitasjon langs båndgapet. Vi ser på en n-type halvleder og setter $p=0$. Det gir da at vi har en ekstrinsikk halvleder:

$$\sigma = qu_e \Delta n \quad (101)$$

Inn så studerer vi outputsignalet, fotostrømmen

$$i = \Delta \sigma E l_x l_y = q \Delta n u_e E l_x l_y \quad (102)$$

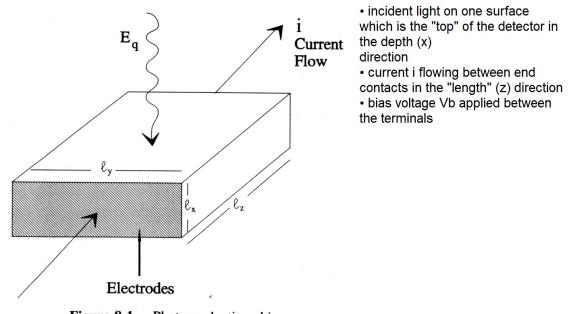


Figure 8.1. Photoconductive chip.

Figure 17: viser en konsepsjonell fotokonduktiv detektor: en del av et halvleddermateriale med elektriske koblinger ved hver ende

7.1 Derivasjon av fotokonduktør responsivitet

Etter litt mellomregning basert på geometri og slikt får vi en responsivitet

$$R = \frac{i}{\phi_e} = \eta \frac{\lambda_q \tau}{hc \tau_t} \quad (103)$$

τ_t er tiden det tar for et elektron til å ”drifte” fra en side av detektoren til en annen. I (103) har vi en fysisk mening, nemlig at

- Fraksjonen av insiderte fotoner som ikke er tapt, men faktisk bidrar til signalet
- Antallet fotoner per enhet power
- en faktor $\frac{\tau}{\tau_t}$ som blir kalt for fotokonduktive gain og som følger i delkapittelet nedenfor.

7.2 Fotokonduktive gain

$$G = \frac{\tau}{\tau_t} \quad (104)$$

Lifetime τ er bestemt av detektormaterialet, mens transitt tid τ_t er uavhengig bestemt av bias voltage, mobilitet og detektorlengde. Et paradoks er at Gain kan være større eller mindre enn unity. Et elektron kan gå helt mot en annen detektorende uten å rekombinere, mens hullet ligger et sted i detektoren. Samtidig gjøre et sterkt elektrisk felt det mulig å tiltrekke et nytt elektron fra en negativ elektrode slik at man opprettholder en nøytral ladning.

G antall elektroner passerer gjennom detektoren for hvert absorbare foton. Man ønsker da å øke G, noe man kan gjøre ved å øke detektorspenningen eller å redusere detektorlengden. Et mer generelt uttrykk for G er da

$$G = \frac{\tau_n}{\tau_{t,n}} + \frac{\tau_p}{\tau_{t,p}} = (\tau_u u_n + \tau_p u_p) \frac{E}{l_z} \quad (105)$$

7.3 Noen begrensende tilfeller for fotokonduktivitet

Vi antok opprinnelig at elektroner som drifter ut av elektronet er erstattet av andre. På figur 18 ser vi noen begrensende faktorer for dette.

7.4 Noise i fotokonduktører

Bias strøm som en følge av doped-in konduktivitet til detektoren bidrar ikke til shot noise fordi det ikke er noen tilfeldige prosesser forbundet med elektronenes gjennomgang i detektoren. Situasjonen er annerledes for foto-elektroner, som er skapt ved tilfeldige tidspunkter. Disse øker konduktiviteten og det gir

$$i = Gq \frac{n_e}{t_i} \quad (106)$$

Det betyr at den vanlige fotostrømmen er skalert av faktor G, men uten å legge til ekstra tilfeldige prosesser fra multiple bærere i løpet av levetiden til den eksisterte tilstand.

For vise former for fotokonduktører (tilfeller 1 og 4 i figur 18) har vi at et enkelt foton som blir absorbert fører til to tilfeldige hendelser som tilfeldig eksitasjon og rekombinasjon. Dette kalles for generasjon-rekombinasjon noise. Dets noise er gitt av

$$i_s^2 = 4g^2 q^2 \eta \phi_q \Delta f \quad (107)$$

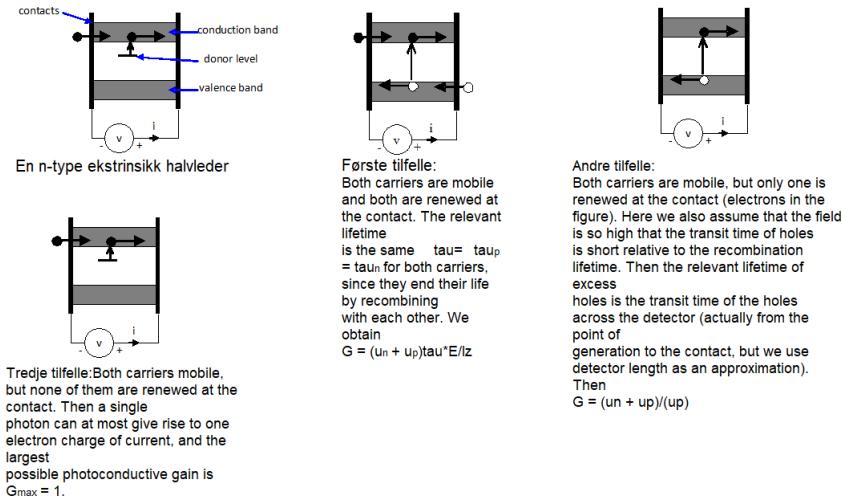


Figure 18: På denne figuren er noen andre tilfeller av bærer-mobilitet og fornyelse med korresponderende verdier av G

Her har vi at noise for fotokonduktører er 2 ganger noise for ideelle fotodetektorer uten rekombinasjon. De har også lavere S/N-ratio.

Å huske fra 7.4

- Bias strøm bidrar ikke til shot noise
- Noise skalerer med fotonkonduktive noise
- Avhengig av operasjonsmodus, rekombinasjonshendelser kan tilføre ekstra noise

7.5 Detektor speedrespons

Vi trenger ofte å vite hvor fort det elektriske signalet fra en detektor responderer til en hurtig forandring i insidert lysnivå. I dette avsnittet skal man utvikle en modell av tidsrepsons til en ideell fotokonduktør hvor responser er avgjort av minoritetsbærerlivstid τ .

Detektor-responsen er proporsjonal til Δn og vi finner frekvensavhengigheten til responsivitet og dets modulus.

$$R_i(f) = \frac{R_i(0)}{1 + i2\pi f\tau} \quad (108)$$

og

$$|R_i(f)| = \frac{R_i(0)}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad (109)$$

Cut-off frekvensen, hvor signal power er redusert til det halve av lav-frekvens verdier, er $\frac{1}{2\pi\tau}$. Fotokonduktiv gain er \propto til τ . Det gir da at hvis vi øker gain ved å øke τ , så går det på bekostning av responsfart.

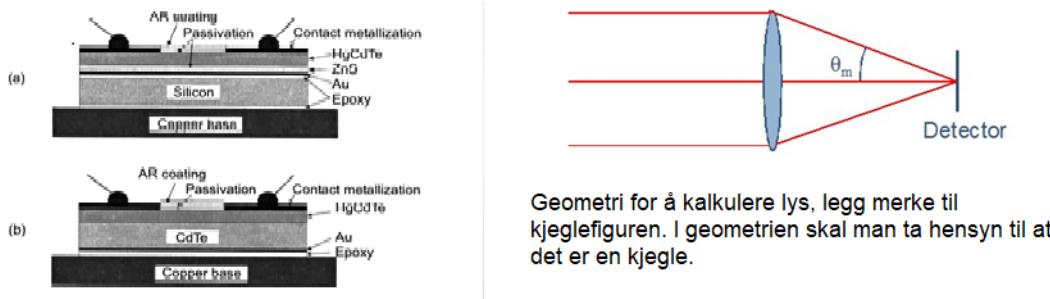


Figure 5.8 Structure of photoconductors based on (a) bulk, and (b) epilayer $Hg_{1-x}Cd_xTe$. The devices are supplied with a back reflector.

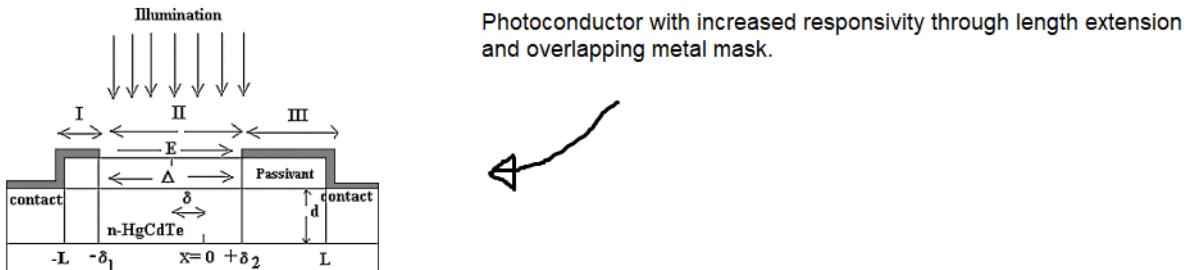


Figure 19: viser hvordan en praktisk MCT er laget, samt noen andre viktige images fra kapittelet

7.6 Mercury Cadmium telluride fotokonduktører

Så ser vi på en ekte fotokonduktiv detektor: $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (MCT), som er klassiske komponenter for termal infrarød imaging. Med en detektortykkelse på $5\mu m$ til $10\mu m$, så er man i stand til å absorbere all lys. Små materiale inhomogeniteter kan føre til store variasjoner i cut-off bølgelengde og andre detektorkarakteristikker. Resten av delkapittelet handler om å regne ut mengde lys. Se over dette senere når du får bedre tid.

7.7 Variasjoner av $HgCdTe$ fotokonduktører

Signal-nivået av outputen til en MCT fotokonduktører er veldig lav og er en utfordring til designen av readout elektronikk. Så vi ser nå på hvordan vi kan øke gain til fotokonduktøren.

7.7.1 Maskerte kontakter

Vi kan øke transitt tiden ved å gjøre elementet lenger. Ved spesifiserte dimensjoner kan man ha en zigzag-form for å øke tiden. Men hvis elementet er skikkelig liten, er ikke zigzag-form mulig. Da kan man bruke maskerte kontakter slik at kun det sensitive området blir eksponert.

7.7.2 Blokkeringskontakter og trappingmodus for konduktive detektorer

Et annet triks er å øke flerlagete heterostrukturer i motsetning til homogene materialer vi har sett frem til nå. Dette kan gjøres ved lag-på-lag vekst av CdHgTe med forskjellige komposisjoner.

Fotogenerte hull hopper frem og tilbake og har stor sannsynlighet for å bli fanget i nedre laget. Det gjør at elektronene fortsetter å bevege seg i det øvre laget. Det gir større gain.

7.7.3 SPRITE detektorer

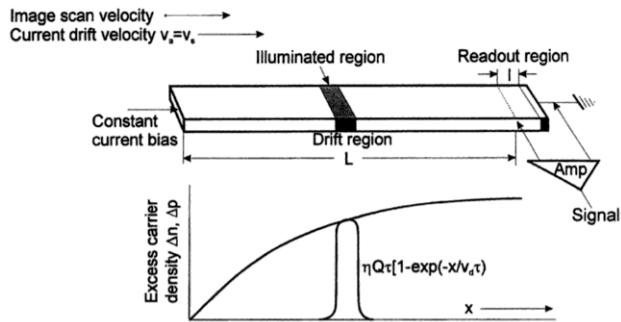


Figure 13.10 The operating principle of a SPRITE detector. The upper part of the figure shows a HgCdTe filament with three ohmic contacts. The lower part shows the build-up of excess carrier density in the device as a point in the image is scanned along it (after Ref. 163).

Essentially, the structure has three layers:

- The middle layer is similar to the structures we considered up to now, with n-type doping, a narrow bandgap and sufficient thickness to absorb incoming infrared radiation.
- The bottom layer has p-type doping and may have a wider band gap. The important point is seen in the depth profile of the conduction and valence bands in Figure 7.12: We see that the holes (which tend to "rise like bubbles" in the usual band diagram drawings) will find a potential well in the bottom layer.
- The top layer, where the contacts are attached, has n-type doping and a larger band gap, allowing infrared light to pass through, and also allowing electrons to flow in and out of the sensitive middle layer, but importantly it blocks holes from reaching the contact.

(110)

I forrige delavsnitt øker man gain, men ikke andel fotoelektroner som blir fanget. Jeg henter her informasjon fra wikipedia fremfor pensumkompendiet siden det er enklere forklart.

SPRITE står for "Signal Processing i The Element". Detektoren tillater oppbygningen detekterte infrarøde signaler i MCT fotokonduktører stripene, på en safir substrat, ved å anvende en bias strøm gjennom stripene. Detektoren er brukt i en skannet termal imager og bias spenning er justert for å tvinge elektroner produsert av oppdaget energi fra den samme responsen er bygget opp langs den fulle lengden til stripene. Dette gir enklere måte å integrere responser på sammenlignet med det å linke separate detektorceller. SPRITE-teknologi brukes ikke lenger fordi det har blitt overtatt av 2-dimensjonale detektor-arrays.

Å huske om MCT fotokonduktører

HgCdTe fotokonduktører kan oppnå nær ideell ytelse ved lang cut-off bølgelengde, til og med utover LWIR atmosfæriske bånd. For å oppnå denne ytelsen på temperaturen fryses til kryogenisert temperatur = 77 K. Variasjoner på komponentdesign (maskerte kontakter, trapping modus...) kan øke gain. MCT fotokonduktører har også flere ulemper:

- Output er et lite signal med stort DC offset
- Materialkomposisjon er kritisk
- Bias strøm fører til stor dissipasjon, som motstrider med kjøling

I dag er MCT brukt i applikasjoner som trenger enkelt-detektorer element som spektrometer.

7.8 Andre typer fotokonduktive detektorer

7.8.1 Bly sulfid, selenid og telleurid

Bly-stoffer har båndgap i SWIR til LWIR rekkevidde. De blir anvendt i applikasjoner hvor maksimum ytelse ikke er nødvendig. PbS for detektorer er en polykristallinsk tynnfilm med mye urenheter og defekter.

- PbS sensorer opererer fra $1,3 \mu\text{m}$ til $3,2 \mu\text{m}$ med peaksensitivitet = $2,2 \mu\text{m}$.
- PbSe sensorer opererer fra $1,3 \mu\text{m}$ til $5,2 \mu\text{m}$ med peaksensitivitet = $4,2 \mu\text{m}$.

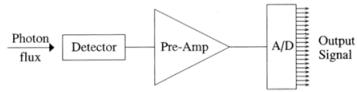
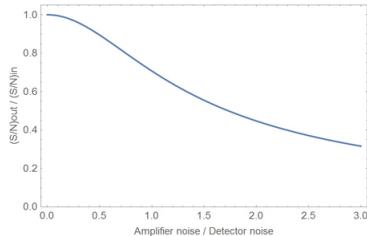
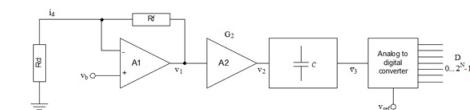


Figure 5.2. Noise sources related to optical-detector interface.

Schematic illustration of the electronic signal chain



Relative change in signal to noise ratio from the input to the output of an amplifier as a function of the input referenced noise of the amplifier. The amplifier noise is given relative to the input noise from the detector.



Sketch of detector electronics with emphasis on the front end, based on operational amplifier A1. R_d is the detector and R_f is the feedback resistor. Amplifier A2 provides further gain G_2 , and an integrator averages the signal over an integration time t_i (by charging a capacitor). Finally, the signal is converted to a digital value D with N bits so that the maximum value 2^{N-1} corresponds to a voltage V_{ref} .

Figure 20: viser en typisk kjede med detektor, forsterker og digitalisering. Det viktigste stadier er det første fordi all noise som blir lagt til her kommer i hele prosessen

7.8.2 Cadmiumsulfis (CdS)

Et klassisk utstyr for lysdeteksjon: lightdependent resistor (LDR) er basert på CdS. Det har trapping effekt og derav stort fotokonduktivitet gain og høy responsivitet. De er trege og en responstid som avhenger av illuminasjonsnivå, men en enorm gigantisk fotokonduktiv respons.

7.8.3 Ekstrinsikke fotokonduktører

Lite brukt teknikk i dag, men du kan lese det på nytt igjen før eksamen neste år.

7.8.4 Kvantebrott infrarød fotodetektor (QWIR)

I flerlagete strukturer er halvleder er det mulig å lage nye tilstander. Her kan man lage en energitilstand som tilsvarer energien til et infrarød foton.

8 Detektor elektronikk og digitalisering

8.1 Kvalitativ beskrivelse

Elektronikk assosiert med en detektor er en viktig del av systemet. Elektriske output signaler fra en detektor har en tensens til å svake, så de må amplifiseres ettersom de er susceptible for elektronisk noise. Man har gått over fra analoge signaler til digitale signaler, men analog signal prosessering er fortsatt nødvendig i "front end" stadiene er elektronikk tilkoblet en detektor. Signal-to-Noise ratio for output signalet er:

$$\frac{S_{output}}{N_{output}} = \frac{GS_{input}}{G\sqrt{N_{input}^2 + N_{add}}} = \frac{S_{inout}}{N_{input}\sqrt{1 + (\frac{N_{add}}{N_{input}})^2}} \quad (111)$$

Her er N_{add} elektronisk noise lagt til på ved input.

Hvis elektronisk noise har blitt lagt til etter at signalet har blitt forsterket med en faktor G.

$$\frac{S_{output}}{N_{output}} = \frac{S_{input}}{N_{input} \sqrt{1 + (\frac{N_{add}}{GN_{input}})^2}} \quad (112)$$

For å kompensere for noise kan vi bygge større optikk for å samle mer lys.

8.2 Førsteordens modell av detektor readout

På figure 20 ser vi på det tredje bildet hvor det er fokusert på front end analog komponent. Her kan man huske kretsen og det at man forsterker et signal, hvordan en op-amp fungerer. Dynamic Range til et system er gitt av dets øvre grense: hvor input signalet er så stort at amplifieren når dets output grense (hvor det er sagt å være tilfredsstilt/saturated) og dets nedre grense hvor noise fastsetter hva det er.

8.3 Elektronikk noise mekanisme

8.3.1 Spenning og strøm noise

Les på egenhånd

8.3.2 Kvantiseringsnoise

Ved konvensjon av signaler til digitale verdier så kan ekstra noise introduseres som en følge av man må runde av til et helt tall som ikke nødvendigvis samsvarer med den analoge verdien

8.3.3 Reset noise

Kjeden har en kapasitetro som samler opp ladning. Mellom hver prøve blir den utsatt for reset. Her kommer det en ny kilde for noise. Denne noisen kommer som en følge av termale fluktusjoner på ladningen.

8.3.4 Mikrofonisk noise

Mikrofonisk noise skyldes mekaniske vibrasjoner som introduserer signal variasjoner. Det er uønsket. Noen elektroniske komponenter som keramiske kapasitatorer som er sensitive for vibrasjoner

8.3.5 Elektromagnetisk coupling

Mellom detektor og forsterker, så kan signalet bli forstyrret av elektriske og magnetiske signaler fra kretsen rundt. Vi klassifiserer dette i tre grupper:

- Capacitative coupling: en stray capacitance kan bli dannet mellom en detektorledning og konduktør.

En del av dette signalet vil bli koblet i detektorkretsen og reaktansen varierer som $\frac{1}{fC}$

- Magnetisk induksjon: tidsvarierende magnetiske felt i omgivelsene kan skape et spenningsignal i en loop dannet av detektor, forsterker og koblede ledninger

Resistive ground spenningsfall: elektrisk zero potensiale eller ground er koblet til kretsen og mye går igjennom. Her vil det forekomme stray resistans og man vil få spenningsfall som gir forskjeller i ground resistans. En løsning på dem er å integrere forsterkere med detektorer (monolittisk integrasjon)

8.4 Elektrisk interface til fotodioder

Hele greia bør leses selvstendig før eksamen

8.5 Laser noise canceller

Mange instrumenter bruker en laserkilde og en detektor til å utføre en form for måling. Disse målingene er veldig presise ettersom laseren kan produsere mange fotoner som går igjennom prøven og fanges opp av detektoren. Laseren kan sørge for at svakere signaler kan bli målt.

Ettersom man må ha stabil laser output power, og de fleste billige lasere har fluktuasjoner i output power, så kan man bruke en laser noise canceller. Man deler her laser-strålen i to. Den ene leses av signaldetektoren, den andre av en ”sammenligningsdetektor”.

9 Kapittel 9: Imaging optikk

Følgende parameter er viktige for å forstå imaging optikk, det er hentet fra andre kilder enn pensum og kan muligens bli repertert senere i teksten.



Figure 21: Forklarer en del av de begrepene som står til siden

Field of view (FOV): Det arealet til objektet som kan sees under inspeksjon. Dette er den porsjonen av objektet som fyller kameraets sensor.

Working distance (WD): Distansen fra fronten av linsen til objektet under inspeksjonen

Resolusjon: Den minimale delen av objektet som kan bli sett med imaging systemet

Depth of field (DOF): Maksimum objektdybde som kan bli opprettholdt i akseptabel fokus. DOF er også mengde objektbevegelse (inn og ut av beste fokus) tillatt mens fokus blir opprettholdt.

Sensorstørrelse: Størrelsen til kamera-sensorens aktive område, typisk spesifisert i horisontale dimensjoner.

PMAG: Den primære magnifikasjonen til linsen er definert som ratioen mellom sensorstørrelse og FOV.

$$PMAG = \frac{Sensorstørrelse(mm)}{fieldofview(mm)} \quad (113)$$

9.1 Introduksjon

Detektorer er ofte brukt i samband med optiske systemer laget fra linser og speil til å danne imager/eller bilder. Forskjellige imagingsteknikker tar ofte opp forskjellige egenskaper til lys:

- Intensitetsfordeling, som i vanlig fotografi og termal imaging

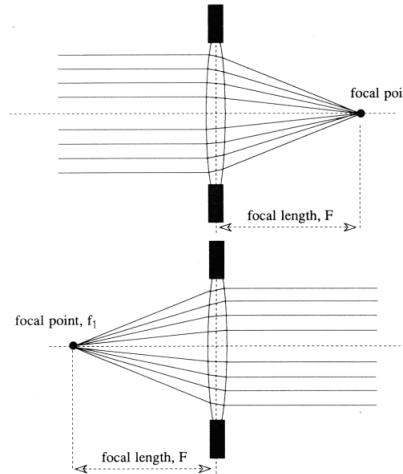


Figure 1.4. Focal point—both sides of the lens.

Fokale lengden til en linse

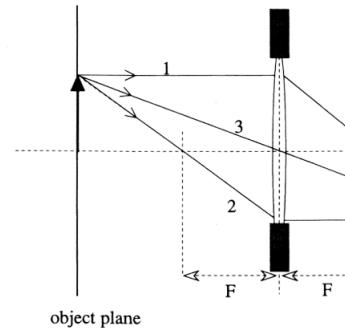


Figure 1.3. Graphical raytrace rules.

Strålebaner som er nyttige for modellering av en linse

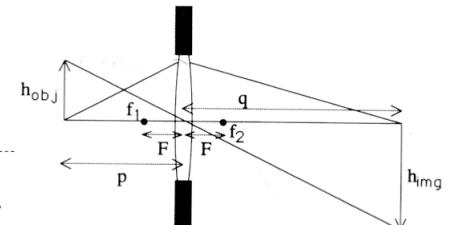


Figure 1.7. Imaging equation for single thin lens.

Geometri til imaging av en linse

Figure 22: Viser hvordan lysstrålene går inn i linsene og hvordan de brytes. Dette er ganske viktig fordi det kommer et spørsmål om dette på eksamen og du bør ha det godt med.

- Bølgelengdefordeling, i farge/multispektral/hyperspektrale images
- fasen, i holografi
- ankomstid, i laser radar imaging
- polarisering, i polarimetrisk imaging

Det simpleste kameraet er et såkalt ”pinhole” kamera demonstrert av T. Skauli. Pinhole-kameraet har et problem. Hvis vi ønsker et skarpt bilde, så må hulltet være lite. Men etterhvert som hullet blir mindre, så blir bildet mørkere. En linse samler sammen alle lystrålene og fokuserer dem mot et punkt.

9.2 Imaging med simple linser:

Den viktigste karakteristikken til en linse er dets fokale lengde F . Til et optisk system er den et mål på hvor sterkt systemet konvergerer eller divergerer lys. Et system med kortere fokal lengde har større optisk power enn et system med lang. Det betyr at det bøyer en stråle skarpere.

- Stråler som entrer parallellt til linseaksen vil gå ut gjennom det fokale punktet
- Stråler som kommer igjennom det fokale punktet på objektpunktet vil gå ut parallellt med aksen
- Stråler som passerer gjennom sentrum til linsen skifter ikke retning

På bildet som viser geometrien til imagedannelse (figur 22). Der har vi posisjonen til objekt og image plan gitt som p og q fra linsen. De er relaterte slik:

$$\frac{1}{q} + \frac{1}{p} = \frac{1}{F} \quad (114)$$

Magnifikasjonen av bildet er:

$$M = -\frac{q}{p} \quad (115)$$

Viktige punkter:

- Linser danner et bilde av et objekt i et fokalt plan ved en distanse bak linsen git av ligning (114)
- Når objektet er langt unna, så kan imagingprosessen bli sett på som transformasjon fra vinkler i objektet til posisjoner i det fokale planet
- Den paraxiale approksimasjonen gir forenklet analyse og er ofte unyttig.

9.3 Kompositlinser

Her har vi forskjellige enten forskjellige linser, linser og speil i et optisk system. Når vi har to linser, for eksempel F1 og F2, så må vi ha med separasjonsledd også. Et teleskop er et slikt linsesystem hvor to linser er separert av summen av deres fokale lengder.

9.4 Ekte linser og prinsipielle punkter

Det holder ikke bare med en tynn linse for å få nøyaktige resultater. Linser er konstruert fra flere linse-elementer. En linse har endelig tykkelse og generelt to kurvete overflater som utøver linsehandlinger uavhengig fra hverandre.

9.5 Speiloptikk (Mirroroptics på engelsk)

Man bruker kurvete speil fremfor linser. Det er altså en erstatning. De effektive fokale lengdene til en lise kan være mye større enn lengdene til speilsystemet. Speilsystemet kan ha langt lavere vekt enn linse fordi det ikke trenger å ha noe særlig til tykkelse for å utføre dets funksjon. I tillegg kan det dekke en større spektralrekkevidde. Negative aspekter ved speilsystemet er at det sekundære speilet obskurer en del av lys-samlende arealet til det primære speilet.

9.6 Blendere og pupiller

Skarpheten (brightness) til en linse avhenger av diameteren til linsen, eller alternativ: diameteren til en aperture som blir kalt for blender.

- Aperture blender bestemmer lysoppsamling effektiviteten og depth of focus (DOF) til et imaging system
- Aperture blender er beskrevet i form av F-tall eller numerisk aperture
- Inngang og exit pupiller er images til aperture blendere på de respektive sidene til imaging systemer
- I nedkjølte infrarøde detektorer, er en det en integrert cold shield som blokkerer uønsket termal emisjon som ankommer fra andre retninger enn gjennom det optiske system
- Felt-blendere definerer field of view. Ofte er ikke dette en faktisk blender, men bare størrelsen på detektoren.

Les resten på egen hånd

9.7 Energikonservasjon i et optisk system, etendue

Etendue er gitt av

$$etendue = n^2 A\Omega \quad (116)$$

og kalles for gjennomførsel av et optisk system. Etendue er konservert gjennom det optiske systemet og er en øvre grense av mengde lys som kan passere fra en ende til en annen for en gitt input radians. Dette er det samme som radianen er konservert igjennom systemet, akkurat som for energikonservasjon. I (116) har vi field of view (FOV) gitt av Ω som i vinkel og refraksjon gitt av n .

9.8 Lysoppsamlingseffektiviteten til et optisk system

Må leses separat på grunn av for mange formler å skrive på LaTeX. Veldig viktig kapittel dog!

9.9 Illuminasjon ikke-uniformitet i image-planet

En av de store utfordringene ved å skape et bra bilde er uniformiteten av illuminasjon langs FOV. Vi husker altså den mengden lys som blir konservert er det som kommer igjennom FOV. Fluksen Q_d på en detektor er gitt av

$$\phi_d = LA_s A_d \frac{\cos^4(\theta)}{r^2} \quad (117)$$

Signalet ved forskjellige vinkeler varierer som $\cos^4(\theta)$ fordi distansen r fra inngangspupillen til et punkt i objektplanet og radiansen fra et punkt med distanse som synker som $\frac{1}{r^2} \propto \cos^2(\theta)$. Lambertianske objekter emitterer radians $\propto \cos(\theta)$ og prosjektert inngangspupille areal er $\propto \cos(\theta)$.

9.10 Optiske materialer

Linseoptikk er avhengig av transparente optiske materialer. En viktig egenskap er dets refraktive indeks, n , som varierer noenlunde med bølgelengde. Germanium og silisium er kjente for deres høye refraktive indeks. Det betyr at linser er laget fra disse materialene trenger mindre kurvatur for å oppnå en viss power. For bildet betyr det bedre kvalitet. Men Ge er veldig dyrt og vanskelig å få i masser.

9.11 Image skarphet

Profilen til lysfordeling i imaget til en punktkilde er kjent som Point Spread Function (PSF). Flere mekanismer har en tendens til å utvide imaget til en punkt kilde:

- Diffraksjon som en følge av bølgelengde på lys, en fundamental grense
- Imperfeksjoner i geometrisk imaging active til linser, kjent som aberrasjoner
- Størrelsen på detektorelementer
- Ukorrekt setting på fokus-justering

Skriv ned litt mer om hvert av de punktene overfor og stikkordene bakerst

9.12 Stray light

Lys kan ta uønskede baner gjennom et optisk system, som en følge av refleksjoner gjennom linser eller spredning fra linseveggen. Dette kan gi uønskede effekter som direkte sollys på bilder. En måte å motvirke stray lys på er gjennom linsehoods. Andre metoder for å unngå dette på er gjennom flate vegginner inni linsesyylinder. I tillegg har vi narcissus-effekten som er et spøkelsesimage av den kjølede detektoren.

9.13 Optiske interfaces: refleksjon og transmisjon

Glass overflater og interflater reflekterer en funksjon av lyset. Hvor mye dette er kommer av Fresnels formler. VI har formelen for refleksjon og transmisjon ved normal insidens.

$$T_{01} = \frac{4n_1 n_0}{(n_1 + n_0)^2} \quad (118)$$

og

$$R_{01} = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \quad (119)$$

Med større forskjell mellom refraktiv indeks, så har refleksjoner en tendens til å øke og transmisjon synke. I tillegg kan multiple refleksjoner frem og tilbake føre til interferens-effekter.

Et middel mot refleksjonstrap er antireflection coating. Man legger et materiale som er transparent og har en refraktiv indeks på det.

10 Kapittel 10: Imaging med detektorer: arrays og skanning

10.1 Konseptet med image sensor

I forrige århundre tok man bilder ved å ha en kjemisk film i det fokale planet bak en linse og en åpning hvor man lar lys belyse filmen i en kort eksponeringstid. Nå har vi gått om til digitalisering. Man plasserer en image sensor i det fokale planet som består av mange detektorelementer som hvert lager et elektrisk signal som representerer lyset som det har mottatt. Et kamera med 4000*3000 pixel har 12 millioner detektorelementer.

For synlig lys bruker man detektorer av silisium, men for bølgelengder over $1 \mu\text{m}$ må man benytte seg av noe annet.

10.2 Imaging ved skanning

10.2.1 Skanning: hvorfor og hvordan

Man bruker skanning når man ikke kan lage en 2D-detektor til å matche image-størrelse. Det er mange måter å dekke en 2D FOV på. I serieskanning ser en enkelt detektor deler av FOV på tur, ved å spore image linje for linje. Man kan også ha at man flytter hele kameraet med optikk og alt som i luftbåren linjeskanning.

10.2.2 Skanning og S/N ratio

Valget av skanningsmodus har en enorm effekt på ytelse. Vi har et tilfelle av N pixel innenfor tid T med en detektor D . Med staring detektor får vi $D = N$, $D \approx \sqrt{N}$ for en linjeskann detektor og $D = 1$ for enkeltelement rasterskann. Dette påvirker også S/N ratio.

10.2.3 TDI skanning

står for time delay and integration skanning. Resten av det jeg skriver i det delkapittelet kommer fra wikipedia og er derfor på engelsk: A time delay and integration or time delay integration (TDI) charge-coupled device (CCD) is an image sensor for capturing images of moving objects at low light levels. The motion it can capture is similar to that captured by a line-scan CCD which uses a single line of photo-sensitive elements to capture one image strip of a scene that is moving at a right angle to the line of elements. A line-scan CCD needs to have high light levels, however, in order to register the light quickly before the motion causes smearing of the image. The TDI CCD overcomes this illumination limitation by having multiple rows of elements which each shift their partial measurements to the adjacent row synchronously with the motion of the image across the array of elements. This provides high sensitivity for moving images unobtainable using conventional

CCD arrays or single-line-scan devices.

The TDI CCD improves upon the single-line-scan system by adding the photocharges of its multiple lines.

10.2.4 Image artifacts from scanning

Skanning kan påvirke andre tind enn S/N ratio. Hvis f.eks. et detektorelement har en annen gain enn de andre elementene. Det vi gi en kunstig kontrast slik at de andre radene vil stå ut som en stripe.

10.3 Karakterisering av image sensor

De forskjellige egenskapene til en image sensor.

10.3.1 Pixel layout

Den viktigste karakteristikken til en image sensor er antallet detektorelementer oppgitt i megapixel. Vi nærmer oss 100 megapixel og detektorstørrelse til en imagesensor er nesten alltid lagt i en rektangulær array. Det er en dyr prosess.

10.3.2 Pixel pitch

Pixelene i en 2D imagesensor er lagt ut slik at pixelsentrene danner en kvadratgrid. Senter-til-senter distansen mellom pixler er kjent som pixel pitch. Den spatiale resolusjonen til bildet er begrenset av pixel pitch. En mindre pixel pitch gir oss muligheten til å få mer detaljer i bildet. Hvis pixel pitch og fokal lengde er redusert med samme faktor er resolusjonen det samme.

10.3.3 Image sensor størrelse

Image sensor kommer i forskjellige størrelser. De fleste digitale kameraer har mindre sensorer, mens kameraer for profesjonell fotografi har større image sensorer. Et 12 megapixel mobiltelefonkamera har en pixel-pitch på $1,1\text{ }\mu\text{m}$, mens 12 megapixel fullframekamera har pixel-pitch på $8,5\text{ }\mu\text{m}$. Dette gir en forskjell i areal på en faktor på 60. Det betyr at den sensoren vil ta opp 60 ganger mer lys. Vi må også med at image sensor størrelse driver kostnaden til image sensorer.

10.3.4 Fill factor/sensitiv område

På detektor arrays er ikke hele området sensitivt for lys. Dette kan skyldes at man har metallledninger til elektronikken eller forsøkt å skille detektorelementene fra hverandre på en eller annen måte.

10.3.5 Data output

Man har klart å sette en analog-til-digital kurvatur på en imagesensor med kun moderat økning i chip-area. Dette gjør at mye elektronikken utenfor har blitt fjernet.

10.3.6 Readout speed

er hvordan image sensorer leser av maks antall frames per sekund. Den høyeste hastigheten gir mye noise, sp man leser av områder av gangen.

10.3.7 Charge capacity

I en image sensor er integrator-funksjonen plassert på en pixel. Fotoelektromene er samlet direkte på en kapasitor med spenning som øker med økende ladning. Denne kapasitoren har en maks ladningskapasitet.

10.3.8 Readout noise

Alle noisebidrag fra sensorene kan bli omtalt som output og klumpet sammen inn til en enkelt karakteristikk omtalt som readout noise. Readout noise er omtalt som RMS til fotoelektron tellingen.

10.3.9 Image forsingking

Integrasjonskapasiteten i hver pixel er reset mellom hver readout av et image frame. Reseten kan være ikke-perfekt slik at vi får en image forsingking.

10.3.10 Respons ikke-uniformitet

Detektorelementene i en imagesensor er i prinsippet identiske, men i praksis er det små variasjoner som en følge av imperfeksjoner i fabrikasjon. Hvis de er mindre enn foton-noise, så kan de neglisjeres, men ved høyere verdier trenger man en kalibrasjonsprosedyre.

10.3.11 Døde pixel og varme pixel

Noen detektorer er defektive. Disse gir data som er enten for høyt eller for lavt. De kalles for døde pixel. Noen detektorelementer gir for høyt noise og disse kalles for varme pixel.

10.3.12 Blooming

Sterke lyskilder virker større enn det de faktisk har ved dette fenomenet, som følge av overflyt av fotogenerert ladning.

10.3.13 Optisk interface

Man tar hensyn til optiske instrumenter som mikrolinser når man designet en imagesensor. Fordi man da kan bestemme i hvilken vinkel lyset vil insidere på detektoren.

10.3.14 Mekanisk interface

Imagesensoren er plassert i det fokale planet. Hvis posisjonen ikke er viktig, så vil ikke imageren fungere skikkelig.

10.3.15 Elektrisk interface

er veldig kompleks, med input for multiple digitale klokker, triggere, supply voltage og enten analoge eller digitale output.

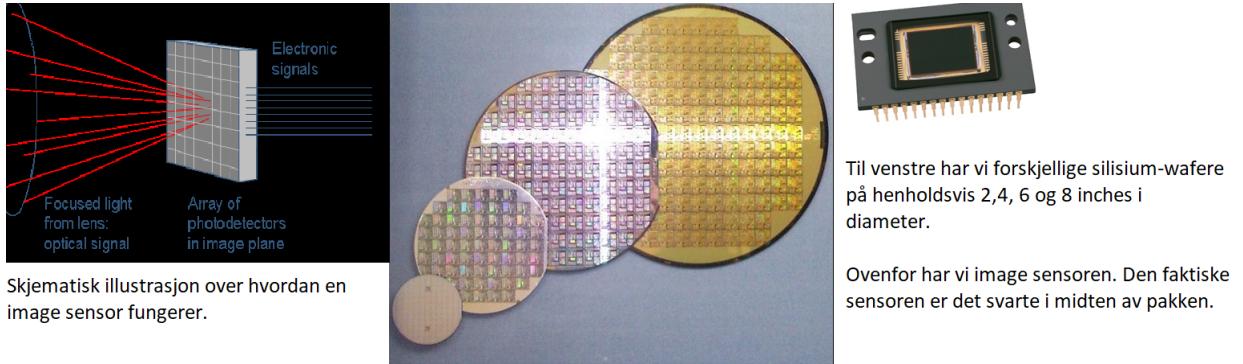


Figure 23: Viser forskjellige silisium wafere og en faktisk image sensor

11 Kapittel 11: Karakterisering imagerytelse

11.1 Foton overføring

Noise-ytelsen til en imager kan bli karakterisert av en teknikk kjent som foton-overføring. Her estimerer man noise nivå som funksjon av det innkommende lys. Denne avhengigheten kan bestemmes fra et sett av images av en uniform kilde tatt opp over en stor rekkevidde av lysnivåer. Noise kan da bli estimert ved å se på fluktuasjoner i signalet fra en pixel mellom flere bilder tatt under samme forhold.

- Ved laveste lys nivå: noise uavhengig av lysnivå og lik readout noise
- Ved intermediate lysnivåer: shot noise til fotoelektron dominerer
- Ved høye lysnivåer: små ikke-uniformiteter i responsitet
- Ved veldig høye lysnivåer: pixelforskjell er null

11.2 Modulation Transfer Function (MTF)

For å virkelig forstå MTF må vi forstå to begreper knyttet til det: resolusjon og kontrast. Resolusjon er det minste elementet man kan se med optiske hjelpeidler og kontrast er hvor bra man kan skille to punkter fra hverandre.

MTF i seg selv er en linses evne til å overføre kontrasten ved en spesiell resolusjon fra objekt til image. Etterhvert som linjedistansen synker, så blir det vanskeligere for linsen å overføre denne senknaden i kontrast. Det gir at MTF synker. Likningen for MTF er

$$MTF(\xi) = \frac{2}{\pi} (\varphi - \cos(\varphi) \sin(\varphi)) \quad (120)$$

hvor $\varphi = \frac{\xi}{\xi_C}$

MTF er viktig fordi man kan ikke bare basere skarpheten på resolusjonen, men heller MTF til den kombinerte MTF til detektoren og imaging

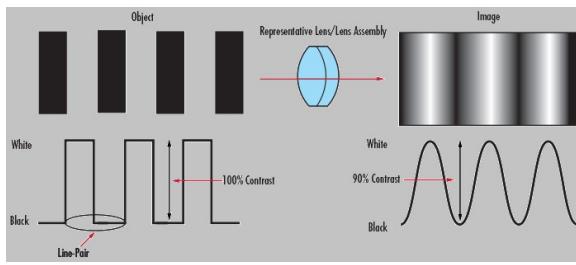


Figure 24: er en skjematiske skisse over kontrast og modulasjon

optikk.

Vi har et objekt med en spatialt varierende eksitans i objektplanet $f(x,y)$. Hvis objektet er en punktkilde, den resulterende image-irradiansen $h(x,y)$ er point spread funksjonen. Bildet $g(x,y)$ er en konvolusjon av

$$g(x,y) = f(x,y) * * h(x,y) \quad (121)$$

x og y indikerer posisjoner i objekt og imageplan.

Det er et fint mål for overførbarheten vi leste om tidligere. EN måtte å karakterisere MTF på er gjennom det å ekstrahere modulasjodybe for hver søylestørrelse (IMD).

$$IMD(\xi) = \frac{M_{out}(\xi)}{M_{søyle}(\xi)} \quad (122)$$

11.3 NETD uttrykt i form av D*

Les igjen senere. Litt tungfattelig

11.4 Johnson-kriteriet for imageresolusjon

Her spør vi oss; hva for en resolusjon og SNR trenger vi i et imaging system. Vi ser på for eksempel et fargevideo-opptak for tv-broadcasting. Vi bruker da Johnson-kriteriet for å se hva slags resolusjon vi skal ha. Kriteriet er:

Det minimale kravet til Johnson er uttrykt i form av linjepar av image resolusjon langs et målt.

- Deteksjon, et objekt er tilstede ($1.0 +/- 0.25$ linjepar)
- Orientasjon; symmetrisk, assymetrisk, horisontal eller vertikal ($1.4 +/- 0.35$ linjepar)
- Gjenkjennelse; type objekt kan bli skilt ut ($4 +/- 0.8$ linjepar)
- Identifikasjon; en spesifikk objekt kan bli skilt ut ($6.4 +/- 1.5$ linjepar)

Linjepar omtaler til linje som blir displayed på en CRT monitor. Hvert linjepar utgjør 2 pixel på et film image.

11.5 Minimun resolvable temperature difference (MRTD)

I dette avsnittet spør vi oss: hva slags temperaturkontrast er nødvendig for at en viss spatial frekvens er synlig? MRTD forsøker å redegjøre for dette. I målingen for MRTD forsøker da forskeren å finne temperaturen som gjør søylene ”såvidt” adskillbare, for forskjellige søyleperioder. Etterhvert som MTF synker med spatial frekvens, så øker MRTD. Det betyr at en stor temperaturkontrast er nødvendig for å opprettholde kontrasten.

12 Kapittel 12: Charge-coupled device (CDD) image sensor

12.1 Metall-oksid halvleder (MOS) kapasitator som detektor

En MOS er en kapasitator dannet av en halvleder (silisium) og et metall med et tynt, isolerende lag mellom dem. Dette isolerende laget er av silisiumoksid. Vi ser på tilfellet med en MOS kapasitator hvor Si er p-dopet. En positiv bias er anvendt på metallsiden og positive hull vil bli frastøtt inn til halvledermaterialet. Dette gir en deplesjonsregion i halvlederen.

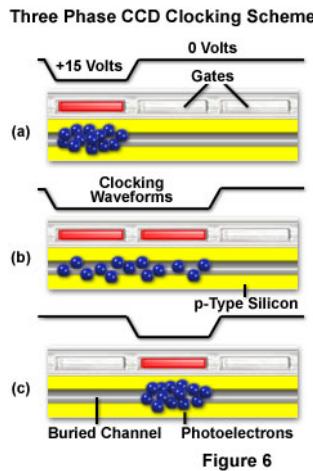


Figure 6
Charge transfer in a CCD by sequential biasing of metal gates.

Figure 25: Charge transfer in a CCD by sequential biasing of metal gates. Tilhører delkapittel 12.2, må nevnes siden plasseringen er litt feil

Et problem knyttet til MOS er rekombinasjon av elektroner gjennom energitilstander relatert til defekter ved interfacen mellom silisium og oksid. MOS kapasitatorer kan bli brukt som detektorer ved å lade den til dets opprinnelige spenning og spenningsfallet som en følge av elektronsamling i wellen. Med de brukes mest i CCD.

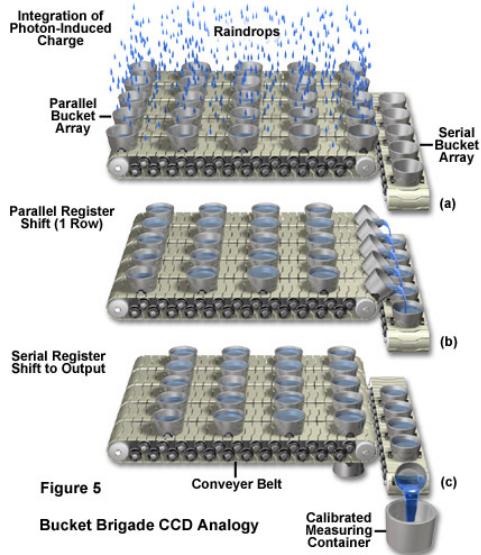
12.2 Ladningsoverføring

En array av MOS kapasitatorer kan bli gjort om til en image sensor ved hjelp av at den akkumulerte ladningen kan bli beveget under kontrolleren av elektriske felt fra multiple metall elektroder. Her er metallelekrodene kjent som gates. Ladningsoverføring er svært effektiv (999 av 1000 elektroner blir overført) og gir oss muligheten til å komme inn i en pakke av ladningen langs en lineær array. Dette kalles for CCD. Her er det viktig at man må unngå defekter i materialet. CCD blir ofte brukt i kameraet og gir bedre bilder enn CMOS-image sensoren.

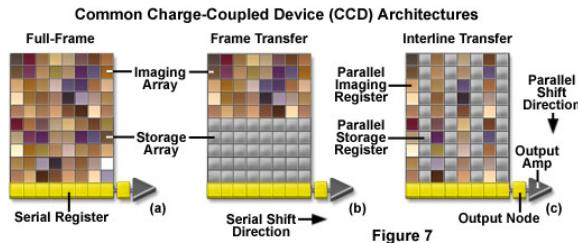
12.3 CCD detektor array konfigurasjon

Delkapittelet forsøker å forklare hvordan CCD detektorer er bygget opp og fungerer. Figur 26 reddegjør bra for dette.

CCD er sensitiv for lys under readout av sekvenser. Dette er en skikkelig ulempe. Endel av signalene blir smurt ut på bildet som en følge av dette. Man kan bruke en shutter til å få ut lyset. Man kan også bruke full-frame CCD.



The charge transfer process can be used to read out signals from an array of MOS capacitors which serves as a photodetector array for imaging. The wells are analogous to buckets, and the photoelectrons are analogous to falling raindrops as shown in Figure 12.7. To read out the image, all rows of buckets are shifted to the right, and the rightmost buckets transfer their charge to a "readout register" array of MOS capacitors. The readout register now holds the data from the rightmost image column. The charges in the readout register are then transferred sequentially to a common output where each charge packet is measured. Once the first column is read out in this way, all rows in the array are shifted to the right again, and the process repeats.



Charge transfer architectures for CCD image sensors. Gray indicates masked areas where light cannot enter. (From www.microscopyu.com) Note that the number of image pixels and/or image format is different for the three cases as drawn here. It might be more illustrative to draw a larger chip for the frame transfer mode and half-width cells for the interline transfer mode.

Figure 26: Viser hvordan en CCD detektor er bygget opp

12.3.1 ”Interlaced” og ”progressive skann”

Interlace stammer fra tiden hvor CCD ble brukt til video og leste av analoge signaler med jevne og ulike tall. Ved progressive skann leses hele imaget av på en gang.

12.4 Blooming

Forekommer når en well blir fylt opp av ladning og det blir et veldig skarpt lys i imaget. Da har det spilt over på neste pixel.

12.5 CCD output

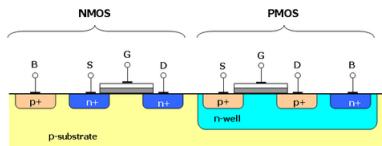
Man insisterer dopanter slik at man får n^+ i en p-type halvleder. Dette gir en p-n junction. Når n^+ blir gitt en tilstand som ”floating” (no connection passing of electric current), så kan p-n junction fungere som en kapasitor og lagre signaler. Dette kalles for ”floating diffusion”. En ulempe med CCD er at det har en ganske kompleks struktur.

12.6 Reset noise og trisket med korrelert diffusjon sampling

Er som i et tidligere avsnitt at man får reset noise når kapasitatorene blir fullagret og skal resettes.

12.7 Noise i CCD image sensorer

Samme noisekilder som for andre detektorer



CMOS NAND gate

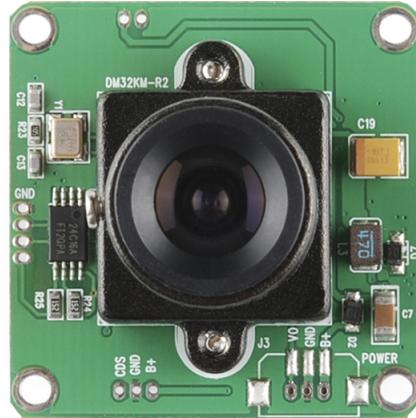
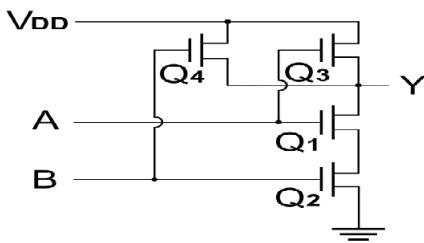


Figure 27: venstre side opp av figuren viser hvordan p-mos og n-mos blir skapt. I midten ser vi en CMOS-chip. Og helt til høyre har vi CMOS kamera-modul. Til venstre under har vi en skisse av CMOS NAND gate krets

12.8 Elektronmultipliserende CCD

er en CCD hvor et gain register er plassert mellom et shift register og en output amplifier. Gain registeret er delt opp i et stort antall stadier. I hvert stadie blir elektronene multiplisert av impact ionisering som for en avalanche diode. For hvert stadie er gain lav, men summen av stadier gir høyt gain tilslutt.

Noise i EMCCD er bestemt av: foton noise til innkommende lys, Poisson noise til dark strøm, multiplikasjons noise og readout noise. EMCCD kommer veldig nær det vi omtaler som ideell sensor.

12.9 Charge binning

er at ladningsoverførbarheten til en CCD gjør det mulig å kombinere en ladning fra flere nærtliggende detektorelementer ved å plassere dem i en bøtte ved readout register. Binning senker spatial readout, men øker SNR.

13 Kapittel 13: CMOS image sensor

CMOS-prosessen husker vi fra halvleder-emnet.

13.1 Bakgrunn

CCD var opprinnelig den dominerende teknologien for synlig lys image sensing. For CCD er den geometriske layouten til gates, dopede regioner relativt simpelt. CMOS står for complementary metal-oxide-semiconductor, forkortet CMOS og er en teknikk for fremstilling av integrerte kretser. Prinsippet bak teknologien er at de kretselementene som gir et signal ved 0 eller 1 er komplementære, eller gjensidig eksklusiv. Disse integrerte kretsene inkluderer mikroprosessor, mikrokon-

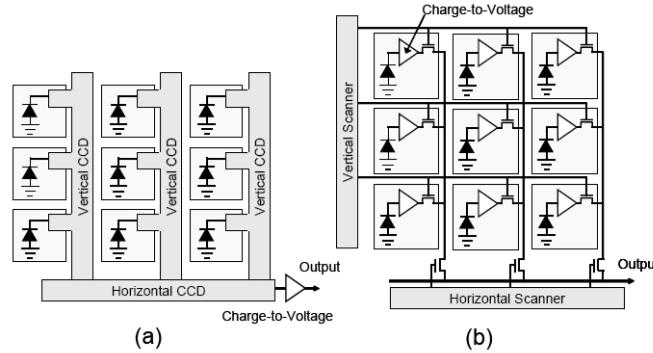


FIGURE 2.38
Conceptual illustration of the chip structure of (a) CCD and (b) CMOS image sensors.

Figure 29: forklarer forskjellen mellom CCD og CMOS

troller, statisk minne og andre digitale logiske kretser. CMOS har kommet frem ettersom man klarer å få flere og flere transistorer på et areal. Rent generelt har man en transistor per pixel.

13.2 Ladningsintegrasjon på en fotodiode

CCD har bare fotodioder, mens CMOS har en detektor og forsterker i hver pixel. I CMOS image sensorer er kapasitans bruk til å samle opp fotogenerert ladning.

13.3 Passiv pixel krets

En passiv pixel krets har ingen signal amplifikasjoner i kretsen. Dioden blir ladet til dets reset-tilstand etter readout. Passive kretsen er simpel, men det er fare for crosstalk.

13.4 Aktive pixel sensorer med 3 transistorer per pixel

Her er kompleksisteten økt ved å legge til to ekstra transistorer per pixel. En transistor, MSEL, er en switch for å koble pixelen til dets outputlinje. Transistor MRS er en switch som resetter fotodioden, mens MSF transistor fungerer som forsterker. Vi kan lese av dioden flere ganger uten å resette kretsen.

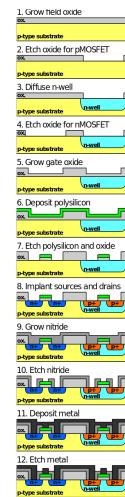


Figure 28: her ser vi hvordan en CMOS-prosess blir skapt

13.5 4-transistor aktiv pixelsensor

Dette er en forbedret konfigurasjon. Den nye transistoren fungerer som en transfer gate mellom fotodioden og floating diffusjon. Her kan vi tømme dioden fullstendig for ladning. Dene kretsen tillater korrelert dobbel sampling for å redusere noise (noe som er umulig med delkapittel 13.4)

13.6 Rolling shutter versus global shutter

Med global shutter fanger man hele bildet på en gang. Med rolling shutter har man en progressiv bevegelse for å fange bildet. Et godt eksempel på rolling shutter er helikopterbildet som er både i kompendiet og florerer på nettet.

13.7 Andre typer av aktive pixelkretser

Les senere! Egentlig ikke viktig.

13.8 Sammenligning av CCD og CMOS

Både CCD og CMOS imager tilbyr utmerkede imaging ytelse når designet er korrekt. CCD har tradisjonelt gitt bra ytelse i fotografiske anvendelser som krever høyest image kvalitet på bekostning av systemstørrelse. CMOS imagers tilbyr mer integrasjon (flere funksjoner på en chip), lavere power dissipasjon og muligheten for mindre systemstørrelse.

Med det skjer en konvergens mellom dem ettersom forskere forsøker å forbedre begge prosesstyper.

13.9 Low-noise CMOS image sensors

Man har klart å senke noise på CMOS

14 Kapittel 14: Pixel optikk for image sensorer

Man diskuterer noen triks for å forbedre lyseffektivitet

14.1 Mikrolinse array

Mikrolinse array kan få den effektive fyllfaktoren på nesten 100 %, men for å fungere optimalt må de adapteres til imaging linser. I tillegg er det sånn at fabrikasjon av mikrolinser øker kompleksiteten til array fabrikasjon. I henhold til etendue = $n^2 A\Omega$, så kan man senke det nødvendige detektorområdet ved å plassere det i et medium med refraktiv indeks $n > 1$ (omtalt som optisk immersjon). En mikrolinse øker gjennomførsel av lys ved å øke både Ω og n. Mikrolinser fungerer slik at de er magnifikatoren, de får små detektorer til å virke som store.

14.2 Bakside illuminasjon (BSI)

Man sliter med å fylle opp detektoren med lys på frontsiden. Et motmiddel mot det er å illuminerer fra baksiden. Men her må man gå forbi silisiumet som er halvleder, dette må man fjerne.

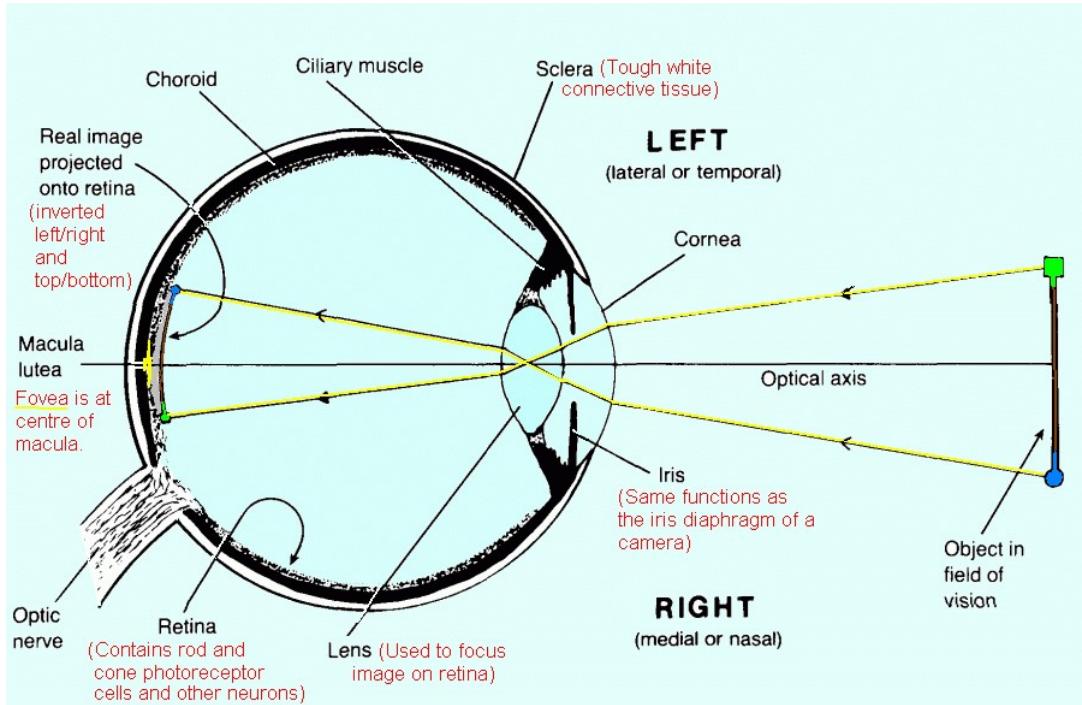


Figure 30: viser hvordan øyet er bygget og hvordan lyset brytes i pupillen. Det kom et spørsmål om det på eksamen og du bommet grovt

14.3 Arkitektur for colour imaging

Lest

15 Kapittel 15:

Husk at du ikke leste dette kapittelet, satt fast og ble trekt ned til D i dette emnet. Så frem til neste forsøk, så må du forbedre deg og lese alle kapitler. Fordi det spørres om alt.

15.1 Introduksjon

Øyet er den eldste og viktigste detektoren. Alle former for øyne har utviklet seg fra samme opprinnelse. Mange av aspektene ved et øye er umulig å få til med kunstige virkemidler.

15.2 Anatomien til øyet

Her refererer vi først til figur 30 nedenfor. Øyet har en nesten sfærisk form, slik at det kan bli rotert av musklene i øyekaviteten. Lyset entrer gjennom hornhinnen. Det meste av den refraktive kraften til øyet ligger i den første kurvete overflaten. Hornhinnen har en mindre radiuskurvatur enn resten av øyet fordi radiusen er nødvendig for å ha korrekt fokus bak på øyet. Irisen regulerer mengde lys som en aperture stopp. Øyet har en refraktiv indeks på 1,4 (omtrent som vann på 1,3 slik at det bryter lyset endel). Imaget som blir dannet på retinaen er invertert et veldig viktig poeng!

Øyet har en FOV på rundt 45 grader fra dets akser i alle retninger, og kan selvfølgelig bevege seg i en enda større rekkevidde av vinkler. Når man lager imaging systemer, så er det vanskelig å lage fokale overflater som minner om plan ettersom linser har en tendens til å naturlig danne fokale overflater som kurver mot linsen.

I retinaen er lyset absorbert av spesialiserte lys reseptorceller. Signalene fra fotoreseptorene er koblet til lag av nerver som utfører oppgaver som å oppdage kanter eller bevegelse. Mange nye prosjekter for sensor-arrays er basert på hvordan retinaen fungerer. Lysreseptorene inneholder forskjellige fotopigmenter. Dette er molekyler som kan forandre form ved absorpsjon av et foton og initiere en kjemisk reaksjonskjede som resulterer i en nerverespons.

Fotoreseptorene har to typer: staver (rods på engelsk) og tapper (cones). Stavene er lengre og har høyere sensitivitet til lys. Man kan med dem se ved lavere lysnivåer. Tappene dekker bølgelengdene 440, 540 og 570 nm.

15.3 Spatial resolusjon

Staver og tapper er ikke uniformt fordelt i retinaen. I fovaen i sentrum av FOV er det en topp av tapper. Det er her man har nok resolusjon til å lese. Utenfor er det mest stavene, men med laverer tetthet av fotoreseptorer enn i foveaen. En ganske utrolig egenskap til øyet er at hvis det er korrekt fokusert så tilnærmer dets optikk seg diffraksjonsgrensen, på 2mm.

15.4 Radiometrisk ytelse til øyet

Reseptorene er generelt i stand til å absorbere 50 % av det innkommende lys ved deres peak bølgelengde, noe som er respektafelt sammenlignet med detektorer. Tappene mottar lys kun ved normal og høyere lysnivåer, inkludert fargesyn. Ved lave lysnivåer er det kun stavene som fungerer. De lysadapterte og mørkadapterte tilstandene til øyet er kjente som photopic og scotopic henholdsvis.

15.5 Fotometri versus radiometri

Fotometri er vitenskapen rundt det å måle lys, men i form av "perceived brightness" til det menneskelige øye. De fotometriske kvantiteter er kalkulert fra de radiometriske kvantiteter ved å spektralt vekte en standardisert responskurve for det lys-adapterte øyet, $V(\lambda)$.

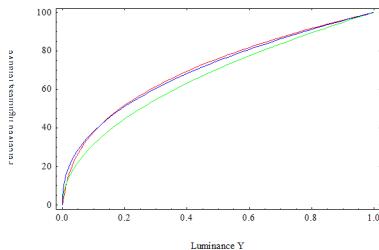
$$\phi = K_m \int_{\lambda} \phi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (123)$$

Skaleringskonstanten relaterer fotometriske kvantiteter til radiometriske kvantiteter.

15.6 Fargesyn

Bør leses fordi det er basert på en graf og vanskelig å forstå uten den. (3 forskjellige fotoreseptorer)

Kapittel 15.9
 • Adapted to CRT: The nonlinear transformation has its origins in analog video technology and the cathode ray tubes (CRTs, non-flat screens) used in TVs and monitors until recently. The video signal is a time-varying voltage that eventually is applied to the electron-emitting cathode to control the light intensity on the screen. The voltage response of a cathode is nonlinear so that the resulting intensity varies as $1/\sqrt{\gamma_{\text{gamma}}}$. Including analog electronics in every TV set to compensate for gamma was problematic in the old days: it is difficult to do with analog electronics, and would add to the cost of the TV. Instead, analog video signals are gamma-corrected at the source and represent light in a nonlinear way just like image data.



• Near optimal data size: If a linear representation were used, it would need to resolve the small photon noise at low signal levels. In other words, the step sizes of the rounded data value would have to be less than the photon noise. At high signal levels, the photon noise will be much larger and the small step size would only serve to digitize the noise very accurately. This would seem like a waste of storage space. It can actually be shown that the square-root representation of the data is close to optimal: Consider a case where a detector has a full well capacity of $2W$ electrons. To store this electron count digitally, we need W bits. However, an information-theoretic analysis of signals with Poisson noise shows that the actual amount of information in a sampled electron count is $W=2 \pm 1$ bits. Thus storing the electron count directly wastes $W=2+1$ bits. Now consider the case where we store the square root of the photoelectron count, rounded to an integer. The variance due to photon noise is then $1/4$. We remember that the variance due to rounding is $1=12$, hence rounding does not degrade the data significantly. The square-root-transformed electron count requires $W=2$ bits for storage, and we note that this is only one bit more than the theoretical minimum.

- Equalizes analog noise: Analog video signals are subject to additive noise in the generation of photo-electrons. If the signal was represented in a linear way, the relative amount of noise would be largest in darker parts of the image, which would not look good. The stabilization - the variance tends to have a value that is independent of the mean. We see that a nonlinear transformation with gamma value 2.4 is a good representation of the eye response. Therefore, the nonlinearly transformed image data give a useful representation of visually perceived contrasts. The figure shows that even a simple square root transformation tends to achieve the same benefits, although with less accurate compensation for the properties of eyes and cathode ray tubes.
- Equalizes photon noise: We have seen that photon noise increases proportional to the square root of the signal due to the Poisson-distributed generation of photo-electrons. It is known from statistics that taking the square root of a Poisson-distributed random variable leads to variance Poisson-distributed variable N . We see that the variance of \sqrt{N} is very close to $1=1$ except for a small deviation below $N=10$, a very low number of photoelectrons. This means that a square-root-like transformation makes the photon noise independent of light level over the dynamic range. One good consequence of this is that the ratio between photon noise and rounding error remains approximately constant over the dynamic range.
- Equalizes rounding error: Similarly, digital data are rounded for storage as 1-byte values, and the rounding adds an error with an effect comparable to additive electronic noise, as we have touched on before. Hence the nonlinear transformation tends to equalize the effect of rounding errors over the dynamic range.

Figure 31: Gamma transformasjon har mange fordeler. Man kan se på det som den mest naturlige måten å representerere Poisson-sigtalet på

15.7 Fargerepresentasjon

Vi har fra forrige delkapittel tre forskjellige type fotoreseptorer som gir opphav til tre primære farger som representerer alle farger. En bra approksimasjon på farge kan gjøres med to koordinater:

$$x = \frac{X}{X + Y + Z} \quad (124)$$

$$y = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad (125)$$

15.8 Image data

Må leses! kan ikke tas med her

15.9 Gamma og kvatratrot-lik transformasjon av image data

Forrige delkapittel handlet om lineær transformasjon- Dette kapittelet handler om Gamma-korreksjon ved ikke-linære transformasjoner. Jeg ved dette i en Paint-fil (figur 31)

15.10 Imagesammentrykning

Visuelle bilder er som oftest lagret i sammentrykt form og det finnes tre former:

- 1) **Tapløs sammentrykning:** den råe digitaliserte image data er lagret på en slik måte at man reduserer datavolum, men tillater gjenskapelse av nøyaktig samme digitale data. Dette blir gjort ved å benytte seg av algoritmer som brukes til å trykke sammen binære data generelt.

2) **Lossy sammentrykning:** Den råe digitaliserte image data er erstattet av en tilnærmelse som kan bli lagret i en mer kompakt form. I det mest vanlige formatet, JPEG kompresjon, er høye spatielle frekvenser representert mindre nøyaktig enn ved lave frekvenser.

3) **Negligerbar-tap sammentrykning:** Det råe imaget er representert av en tilnærming som er forskjellig fra originalen med en mengde som er mindre enn noise i imaget

15.11 Kamera-innebygd image prosessering

Her er en del av stegene som kan være en del av prosesseringen i et kommersielt kamera

- Subtraksjon av offset: dark strøm og offset fra elektronikk er som oftest mål av kamera og så kompensert for i image data.
- Død pixel interpolasjon: mengde pixel i image sensorer fungerer ikke, så man bruker interpolasjon fra nærliggende pixel.
- Noise reduksjon: foton noise ødelegger image kvalitet ved lave lysnivåer, men noise kan bli redusert ved å ta gjennomsnittet over nabopixel i områder med glatte varierende signaler
- Responsivitet ikke-uniformitet: i imagesensor kan bli kompensert basert på en lagret responsivitet kart
- Demosaicking: total farge-informsjon er estimert for hvert pixel med interpolasjon
- Linse illuminasjon kompensasjon: illuminasjon fra linse er svakere borte fra optiske aksene som kan bli kompensert fra image data
- Sharpening: MTF (kontrast) er lavere for høye frekvenser og dette kan bli kompensert av digitalt kamera
- Hvit balanse: man ønsker å reproduksjonen fargene i nærheten av det er antatt av øyet og det gir at kameraet trenger å estimere illuminasjonsspekteret og anvende en korresponderende av fargene i imaget
- Colour space: Image data er transformert til ønsket colour space, sRGB
- Sammentrykning: Det prosesserte imaget er normalt lagret i sammentrykket JPEG.

16 Kapittel 16: Termale detektorer

16.1 Introduksjon til termale detektorer

Vi husker skillet mellom fotodetektorer og termale detektorer. For termale detektorer har vi to egenskaper:

- Termale detektorer kan være sensitive over en bred spektral rekkevidde. Dette er fordi de ikke er avhengige av å eksitere en spesiell kvante-tilstand.
- Termale detektorer har en tendens til å være trege som en følge av tidskonstantene av relaksasjon og termal konduksjon.

En termal detektor må inkorporere 3 funksjoner:

- 1) God absorpsjon av den innkommende radiasjonen som skal bli oppdaget
- 2) En "termometer" funksjon til å måle økningen i detektor-temperaturen med god sensitivitet
- 3) Termal isolasjon fra dets omgivelser for å øke temperaturforandring som en følge av radiasjonen

16.2 Termale detektorer: fundamentale grenser:

For å finne den fundamentale begrensende ytelsen til en termal detektor, så ser vi på det beste tilfellet for høy sensitivitet. Dette er kun når detektoren utveksjler varme med dets miljø gjennom radiosjon. Denne utvekslingen er tilfeldig fremfor konstant. Å nedkjøle detektoren til et punkt hvor ekstern temperatur er neglisjerbar fører til en marginal forbedring i D^* .

16.3 Termale detektorer: temperatur-responsivitet

Les på egen hånd, eller bare kopier formlene.

16.4 Praktiske termale detektorer

Man ser på noen praktiske tilfeller av termale detektorer

16.4.1 Bolometere

En bolometer er en termal detektor hvor readout er i form av forandring i resistans. Et eksempel er at man har en tynn film av et superkonduktivitet materiale med temperatur rett over dets superledende overgang. Da gir små forskjeller i temperatur, store forskjeller i resistans. Andre bolometere har et aktivt volum av silisium-nitrid med et lag av vanadiumoksid som fungerer som absorbator og temperaturavhengig resistor. Vanadium-oksid har et veldig høyt termal koeffisient av resistans.

16.4.2 Pyroelektrisk detektor

Pyroelektrisk teknologi er nesten ute av markedet per dags dato, men blir brukt i tyverialarmer. Det er ikke bra nok for imaging. Selve funksjonen er at temperaturfluktusjoner produserer en ladningsforandring på overflatene til pyroelektriske krystaller, som produserer et korresponderende elektrisk signal. Denne temperaturgradIENTEN kan skapes ved absorpsjon av lys. Et pyroelektrisk krystall skaper elektrisitet når det blir oppvarmet.

16.4.3 Termopile detektorer

En termocouple er en temperatursensor som er laget av et par av ledninger i forskjellige metaller. Disse to metallene har forskjellige Seebeck koeffsienter. Ved oppvarming blir det skapt en spenningsoutput. Har man flere termocouple i serie, så kan man øke spenningsoutput.

16.4.4 Golaycelle

16.4.5 Novel thermal detector technologies

Begge disse to er lest, men bør kanskje leses igjen før eksamen ettersom det ennå er et år igjen til eksamen fra og med datoën fra når dette skrives.

17 Kapittel 17: Detektorer basert på halvleder kvantestrukturer

17.1 Quantum well infrared photodetectors (QWIP)

Et enkelt kvantebrønn er ikke nok til å absorbere mye lys. Derfor kan man sette mange kvantebrønner på toppen av hverandre. Dette kan gjøres med blant annet 50 GaAs kvantebrønner, hver 5 nm tykke og omringet av AlGaAs. Strukturen blir n-dopet slik at brønnene har elektroner i seg.

For å bruke det som en detektor, så setter man på en spenning. Fotoner går så inn i brønnene og får elektroner til å eksitere ut. Det går rundt i strukturen og man har en fotokonduktiv detektor. Dark strøm er en viktig noise for QWIP. QWIP har også en snever/begrenset spektralrekkevidde og trenger nedkjøling.

17.2 InAs/InGaSb supergitter detektor

Kvantebrønn-halvledere nevnt i overskriften er ment for LWIR båndet. Er laget som i forrige avsnitt, men tynnere barrierer mellom brønnene. De blir bundet med tunnelering og tilstandene blir minibånd av tillate tilstander. De er omtalte som supergitter fordi de periodiske lagstrukturene representerer en periodisitet på atomisk krystalgitter. Supergitteret gjør det slik at energiforskjelle kan bli tunet (på engelsk) til å matche fotonenergiene i LWIR-båndet. Valens og konduksjonsbåndet er så nærmre hverandre at elektroner kan eksiteres enkelt.

18 Kapittel 18: Fotodioder og fotodiode arrats i andre materialer enn silisium

For synlige bølgelengder opp til rundt $1\mu m$, så er silisium overlegen som detektormateriale. Ved lengre bølgelengder må vi ty til andre materialer.

18.1 Asie: Interconnects and hybridization

For sensorer andre enn image sensorer er readout ganske enkelt: man kobler en elektrisk ladning fra sensorer til et kretskort med elektronikk på det. For image sensorer er tilfellet helt annerledes ettersom ledningen er større enn pixel pitchen- I tillegg er det ikke mulig for image sensorer laget fra andre materialer enn silisium å lage readout elektronikk i samme materiale. Derfor trenger vi en måte å lage koblinger mellom detektor arrays og et silisium readoutkrets.

18.2 Indium Gallium Arsenid fotodioder og heterostrukturer

InGaAs er et halvleddermateriale med båndgap, i form av cut-off bølgelengde, på $0,9 \mu m$ til $3,4 \mu m$, avhengig av blandingsratioen.

18.3 Germanium fotodioder

Germanium har hullmobilitet på $1800 \text{ V}/\text{cm}^2$, mens silisium har på $450 \text{ V}/\text{cm}^2$. Cut-off bølgelengde på $1,8 \mu m$. Germanium koster også for mye.

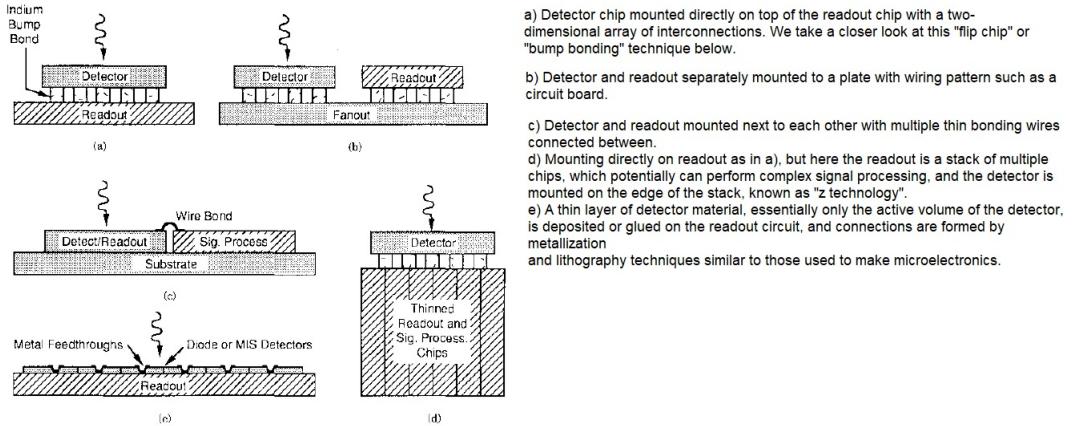


Fig. 4.37 Second-generation IR detector readout architectures: (a) direct hybrid, (b) indirect hybrid, (c) monolithic, (d) Z technology, and (e) lophole and VIMIS.

Figure 32: Dette blir gjort på dette imaget (tilhører kapittel 18.1)

18.4 Indium antimonid (InSb) detektor og array

InSb har en cut-off bølgelengde på $5,5 \mu m$ og dette er long-wave enden til MWIR-båndet. Har vært hyppig brukt for termale IR detektorer.

18.4.1 Indium fotodiode array

Les senere

18.4.2 Konkurrerende teknologier

CMT blir også brukt for MWIR og er en konkurrent til InSb

18.5 Mercury Cadmium Telluride fotodiode arrays

CMT med sin valgbare båndgap er brukt til å lage fotodioder som oppdager en rekkevidde av bølgelengder fra LWIR ($1 \mu m$) til SWIR ($13 \mu m$). Les resten litt før eksamen

19 Kapittel 19: ElektronTube -teknologier for deteksjon og imaging

19.1 Vakuum fotodiode

brukes ikke lenger, bortsett fra i fotomultiplikatoren.

19.2 Fotomultiplikator

En vakuum fotodiode består av en negativt biased fotokatode og en positivt biased anode i en glass vakuum tube. Lys insidert på en fotokatode eksiterer elektroner som flykter ut av materialet og akselerer mot anoden, noe som fører til en elektrisk strøm i ekstern krets.

Fotokatoden er den viktigste delen i en fotomulitplikator. Tykkelsen til en fotokatode er et kompromiss mellom å ha nok tykkelse til å absorbere lys og være nok til at elektroner kan migrere gjennom. Kvante-effektiviteten til fotokatoder er ikke veldig høy. Multiplikasjonsprosessen er tilfeldig og fører til noise.

19.3 Image intensiveres

For lavt-lys imaging, bruker man noe som er omtalt som "image intensifiers". Lavtlys går inn i katoden og høylys går på en fosforskjerm (er ikke som i grunnstoffet fosfor).

19.4 Elektronbombarderingsdetektor

Fotoelektroner fra en fotokatode er akselerert i en silisiumdetektor. Høy-energi treffer elektronet og tusen sekundære elektroner blir skapt. Hvis silisiumkomponenter er en avalanche-diode blir 50 000 elektroner skapt.

19.5 Streak kamera

Ikke viktig.

20 Kapittel 20: Koherent deteksjon

Må skrives senere. Sammen med kapittel 21 og 22 (ganske viktig)