Hurtig, meget hurtig! - Opto-elektronik

Søren Keiding, Odense Universitet

Introduktion

De seneste års dramatiske udvikling indenfor elektronik- og computerindustrien, med stadigt hurtigere kredsløb og komponenter, har medført en voldsom forskningsindsats med henblik på udvikling af ultra-hurtige optiske og elektroniske målemetoder til diagnose og karakteristik af integrerede kredse, såkaldte chips[1]. Eksempelvis er der nyligt udviklet en opto-elektronisk chip[2], der muliggør datatransmission med en hastighed på 10^9 bits pr. sekund. De enkelte impulser, enten elektriske eller optiske, er kun nogle få hundrede picosekunder (pico* = 10^{-12}) lange. Der er ligeledes demonstreret[3,4] både Si og GaAs baserede transistorer med båndbredder op til cirka 100 GHz, svarende til switch-tider, eller stigtider, på cirka 10 ps. Antager vi at et godt system til test og karakteristik af disse komponenter skal have 20 til 100 gange bedre tidsopløsning, kræves der systemer med stigtider på ned til 100 femtosekunder (femto = 10^{-15}), svarende til en båndbredde på 10 THz. Derved kommer man ned i et tidsdomæne hvor en lang række usædvanlige fysiske fænomener begynder at manifestere sig.

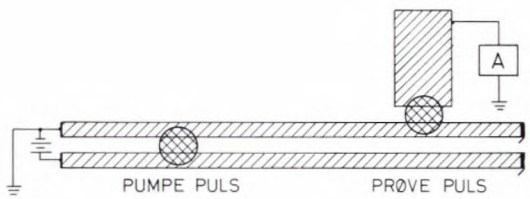
I samspillet mellem den grundvidenskabelig forskning og den teknologiske udvikling taler man ofte om resultater og produkter, der er ''spin-off'' fra en rent grundvidenskabelig forskningsindsats. De eksperimenter og resultater jeg beskriver i det følgende er et eksempel på, at grundvidenskabelig indsigt også kan opnås som spin-off fra en industriel/teknologisk forskningsindsats.

Jeg skal i denne artikel prøve at gøre rede for nogle af de seneste forskningsresultater indenfor dette felt. Hovedparten af det arbejde, der beskrives her er udført på IBM's forskningscenter i Yorktown Heights, New York under ledelse af Dr. Dan Grischkowsky.

Picosekund elektriske impulser

Udviklingen af metoder til frembringelse af hurtige elektriske impulser, har for alvor taget fart i takt med udviklingen af pulserede lasere. Udviklingen af specielt de såkaldte ''Colliding-Pulse Mode-locked'' farvestoflasere (CPM-lasere) betyder at man uden de helt store anstrengelser kan få rådighed over optiske pulser med en varighed på ned til 30 fs. Kort fortalt anvendes den pulserede laser til at frembringe korte elektriske impulser, ved at kortslutte en opladet transmissions linie (t-linie).

Selve kontakten er en fotoleder (halvleder), hvilket vil sige kontakten er lukket (R = 1-20 MΩ) uden lys og åben

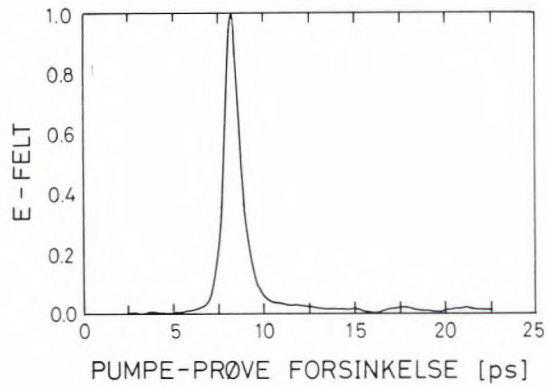


Figur 1. Auston switch, med detektionsgab til observation af de hurtige elektriske impulser.

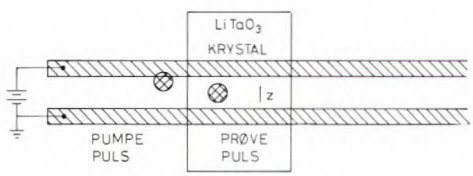
(R = 0.1-1 kΩ) når laseren fotoeksciterer frie ladningsbærere i halvledermaterialet. Kontaktens åbningstid er dels bestemt af laserpulsens varighed, dels af levetiden for de frie ladningsbærere (huller og elektroner) i halvleder materialet. Disse såkaldte Auston-switches[5] danner fundamentet for frembringelsen af ultrahurtige elektriske impulser. På figur 1, er vist en t-linie på et halvleder substrat. Substratet er Si (eller GaAs) og linierne er dannet af pådampet aluminium eller guld. Med et batteri kan der lægges en spænding over de to baner. Uden lys vil der ikke løbe nogen nævneværdig strøm mellem de to baner, men fokuseres laserstrålen nu ned imellem de to baner, vil der dannes elektron-hul par, såfremt fotonenergien overstiger båndgabet i halvlederen. De dannede ladningsbærere vil på grund af spændingsforskellen, give anledning til en svag strøm. Den laserpuls, der anvendes (CPM-laser) har en varighed på mindre end 100 fs, det vil sige injektionen af ladningsbærere er meget kortvarig. Anvendes der ionimplanteret Si, hvor elektron-hul parrene rekombinerer meget hurtigt (τ = 0.6 ps), bliver de elektriske impulser, der bevæger sig ned ad t-linien, ligeledes meget korte. Typiske impulser vil have en varighed på cirka 1 ps og en amplitude på op til 1 Volt. For at detektere disse meget korte impulser kan to forskellige metoder anvendes. Den første metode anvender det ekstra gab, der findes længere nede af linien (se figur 1). Her fokuseres en forsinket laserpuls (prøve-pulsen) i gabet. Er der ingen forsinkelse, det vil sige pumpe og prøve-pulsen ankommer samtidigt, vil der ikke registres nogen fotostrøm på amperemeteret, da den nedre bane og detektionsgabet er på samme potential (jord). Øges forsinkelsen af prøve-pulsen, vil den efter tiden t_0 ankomme til gabet samtidigt med den elektriske impuls, der efter at være frembragt af pumpe pulsen, har bevæget sig ned til gabet. Derved opstår der en kortvarig spændingsforskel og en fotostrøm proportional med amplituden af den elektriske puls registreres i amperemeteret. Laserpulsen virker således som en ultrahurtig kontakt, der måler spændingsforskellen i detektorgabet i takt med at prøve-pulsen gradvist forsinkes i forhold til pumpe-pulsen. Med denne metode er opløsningsevnen

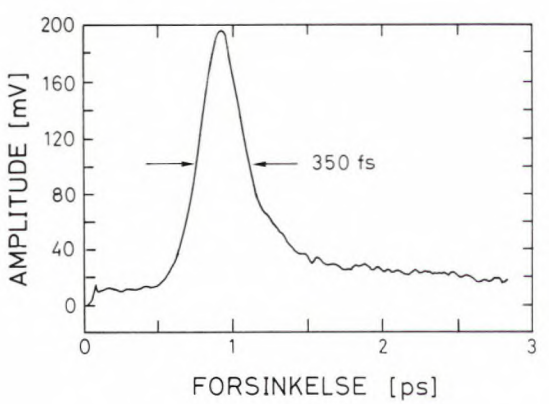
* Se artiklen senere i bladet om præfikser - betegnelserne foran store og små dele af enhederne.

omkring 1 ps, givet ved rekombinationstiden af ladningsbærerne i implanteret Si. Figur 2a viser en sådan elektrisk impuls.



Figur 2 a) Elektrisk puls ved symmetrisk ekscitation af t-linien fra figur 1 og detektion i sidegabet





Figur 2 b) Elektrisk puls ved asymmetrisk ekscitation og elektro-optisk detektion.

Forsinkelsen af laserpulsen opnås simpelt ved at lade de to pulser gennemløbe forskellige vejlængder. En vejlængdeforskel på 30 µm svarer således til en tidsforskel på 100 fs. Måske skulle man indføre betegnelsen "lyshår", svarende til den vejlængde lyset kan tilbagelægge i løbet 100 fs. En puls fra en femtosekundlaser svarer således i længde til tykkelsen af et meneskehår.

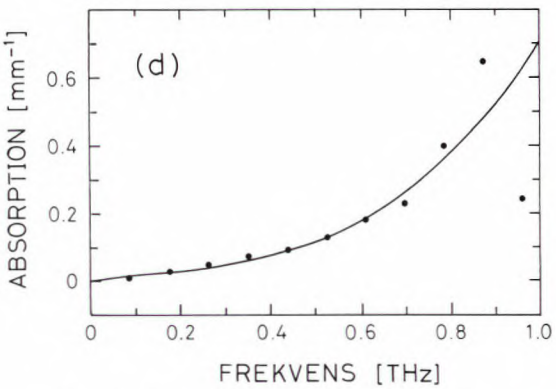
En mere raffineret og hurtigere metode er baseret på Kerr effekten, der skyldes visse krystallers evne til at ændre lysets polarisationsretning ved pålægning af et ydre elektrisk felt. Kerr-effekten opstår som følge af en polarisering af elektroner. Fjernes det polariserende felt, vil elektronerne meget hurtigt vende tilbage til ligevægtspositionen, hvilket giver en meget høj tidsopløsning. Placeres en krystal oven på t-linien, vil det elektriske felt fra impulserne bevirke en polarisations rotation af prøvepulsen, der samtidigt sendes gennem krystallen. Ved at måle polarisations rotationen af en prøvepuls, som funktion af forsinkelsen i forhold til pumpepulsen, kan den elektriske impuls bestemmes med en tidsopløsning på omkring 200 fs, svarende til en båndbredde på mere end 5 THz. Den Kerr-krystal, der anvendes[6], $LiTaO_3$, har en gitter svingnings resonans ved 6.3 THz, hvilket sætter grænsen for båndbredden. Figur 2b viser tidsforløbet af en puls optaget ved hjælp af Kerr teknikken. Den viste puls har en FWHM på cirka 350 fs. Bemærk også, at ekscitations geometrien er lidt anderledes i figur 2b. Det vender jeg tilbage til, men først vil jeg beskrive en række af de fænomener, der optræder når de elektriske impulser udbreder sig ned af t-linien.

Chockbølge stråling

Med rådighed over disse meget korte impulser, kan man dels fantasere over fremtidige datatransmissions systemer med 3 THz båndbredde eller man kan give sig til at studere nogle af de usædvanlige fænomener, der manifesterer sig i forbindelse med frembringelsen af og udbredelsen af THz-impulserne. I første omgang vil vi se på de elektriske impulser på t-linien.

Ved at flytte prøvepulsen op og ned langs t-linien kan man præcist måle impulsernes hastighed, eller mere præcist gruppehastighed. For et substrat baseret på en tynd Si-film på en safirkrystal (SOS), vil den ene halvdel af det elektriske felt bevæge sig i luft, mens den resterende del af feltet udbreder sig i substratet. Gruppehastigheden bliver således et middel mellem gruppehastigheden i luft og safir, svarende til $c/2.45$, hvor c er lysets hastighed. Udover impulsernes hastighed observeres der ligeledes en kraftig forbredning af impulserne, som følge af en stærkt frekvensafhængig absorption og dispersion. Denne absorption skyldes overraskende nok ikke materialerne (Al, Si og safir), hvilket kan ses af at absorptionskoefficienten forbliver stort set uændret ved nedkøling af hele systemet til 2.5 K. Absorptionen skyldes derimod en chockbølge, der udsendes når impulserne bevæger sig ned langs linien. Fasehastighed for lys i THz området er cirka $c/3.3$, det vil sige at impulserne bevæger sig med en gruppehastighed, der overstiger fasehastigheden i materialerne. I lighed med fly, der gennembryder lydmuren, eller relativistiske partiklers passage af atmosfæren, udsendes der en elektromagnetisk chockbølge, en Cherenkov chockbølge[7]. Denne chockbølge dræner energi fra de elektriske impulser, proportionalt med kuben på deres frekvens, ν^3. Efter at have tilbagelagt 6 mm på t-linien er den oprindelige impuls forbredt fra 1 ps til 2 ps og amplituden er reduceret til det halve.

Figur 3 viser de frekvensafhængige tab, udtrykt ved absorptionskoefficienten, sammenlignet med fit til det teoretiske udtryk for tabet i forbindelse med udsendelse af Cherenkov strålingen. I det teoretiske udtryk er der ligeledes taget højde for en svag absorption i metalbanerne, som følge af skineffekten, samt modal dispersion i t-linien. Modal



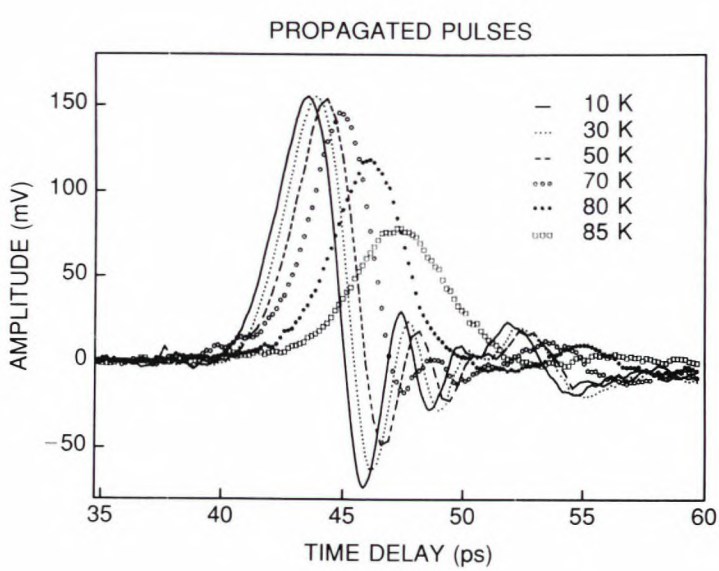
Figur 3. Absorption som følge af Cherenkov chockbølgen. Den fuldt optrukne linie viser et tilpasset teoretisk udtryk.

dispersionen skyldes at det effektive brydningsindex varierer med frekvensen af det elektriske felt, der udbreder sig på t-linien. De høje frekvenskomponenter i impulsen vil have en større del af det elektriske felt i substratet, det vil sige det effektive brydningsindex er højere i forhold til de lavfrekvente komponenter, der har en mindre del af feltet i substratet og således også et lavere brydningsindex. Denne modal dispersion bidrager til forbredningen af impulserne. Modal dispersionen kan iøvrigt reduceres ved at montere et superstrat, med samme dielektriske egenskaber som substratet, ovenpå t-linien. Gøres afstande mellem banerne i t-linien mindre, mindskes tabet som følge af chokbølgen og nu vil tabene fra t-linien og substratet være dominerende. I denne konfiguration har man for eksempel studeret egenskaberne ved superledende t-linier. Specielt har studiet af de nye superledende materialer med høj overgangstemperatur, T_c, været interessant. En superleder er i princippet kun superledende for jævnstrømssignaler, hvorimod vekselstrømssignaler vil dæmpes på grund af en stærkt frekvens afhængig absorption. I normale metaller vil absorptionen være proportional med $\nu^{1/2}$, mens BCS-teorien for superledere forudser en ν^2 afhængighed. Denne afhængighed skyldes eksistensen af et båndgap E_g, hvor $2E_g = 3.52kT_c$.

Figur 4 viser impulserne efter 6 mm på t-linien af YBaCuO ved forskellige temperaturer. Tages der højde for tab til Cherenkov chockbølger og dispersion på t-linien, viser eksperimenterne tydeligt eksistensen af et båndgab i overensstemmelse med BCS-teorien, omend temperaturafhængigheden af båndgabet viser en klar afvigelse fra BCS[8]. Eksperimenterne viser også at det, med henblik på kommunikation og datatransmission, ikke er nok at udvikle materialer til t-linier, som for eksempel superledere, men at det er ligeså vigtigt, eller måske vigtigere at udvikle gode substrater til t-linier. Desto højere frekvensen bliver, desto større del af det elektriske felt vil udbrede sig i substratet. De dielektriske egenskaber for substratet (brydningsindex og absorption) bliver derfor vigtige parametre. Derudover skal substratets krystalstruktur være afpasset, så man kan dyrke superledende t-linier af høj kvalitet. Jeg vil kort vende tilbage til dette problem senere, men først vil jeg prøve at se lidt nærmere på de mikroskopiske mekanismer, der ligger bag frembringelsen af de elektriske impulser.

Schottky barrierer

Som nævnt frembringes impulserne ved at kortslutte gabet mellem de to t-linier med en laserpuls. Derved eksciteres elektroner til ledningsbåndet og huller til valensbåndet. Pålægges en spænding mellem de to baner vil de frie ladningsbærere accelereres ud mod banerne. Anvendes ionimplanteret Si, vil ladningsbærerne kun bevæge sig nogle få μm før de rekombinerer. Det betyder at kun ganske få elektroner opsamles på t-linierne, for hver laser puls, der består af cirka 10^8 fotoner. Fotostrømmen som funktion af tiden vil først stige med en stigetid bestemt dels af laserpulsen og mobiliteten og derefter henfalde exponentielt (τ = 0.6 ps) som følge af rekombination af elektron-hul parrene.



Figur 4. Impulser på t-linie af høj-temperatur superledere. Impulserne har gennemløbet 6 mm t-linie ved forskellige temperaturer (reproduceret med tilladelse fra forfatteren).

En alternativ metode til frembringelse af elektriske impulser, anvender en asymmetrisk ekscitation af t-linierne[8], som vist i figur 2b. I denne konfiguration fokuseres laseren på overgangen mellem en af metalbanerne på t-linien og substratet. Endvidere er t-linien ikke forspændt. I stedet er det det elektriske felt i forbindelse med metal-halvleder overgangen (Schottky barrieren), der driver fotostrømmen. Laserpulsen laver ''varme'' elektroner, det vil sige elektroner med høj kinetisk energi, i ledningsbåndet. Kun disse varme elektroner har energi nok til at passere barrieren. Elektronerne mister deres kinetiske energi meget hurtigt, i løbet af 30 fs, og derefter har de ikke tilstrækkelig energi til at passere Schottky barrieren, og fotostrømmen ophører, selvom der stadigt er frie elektroner i halvledersubstratet. Det er denne metode, der er anvendt til at frembringe impulser på 350 fs, der er de hurtigste elektriske impulser, der hidtil er målt.

THz-beams

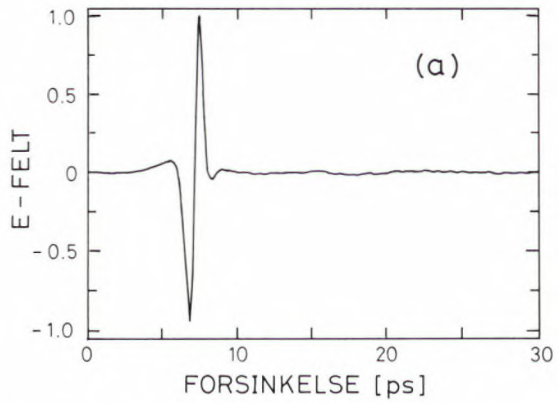
Det måske mest interessante ved Auston-switchen, er at der i forbindelse med kortslutningen af gabet, udsendes elektromagnetisk stråling[9]. De frie ladninger accelereres af feltet mellem de to baner og ladning under acceleration udsender stråling. Det udstrålede elektriske felt er proportionalt med den tidsafledede af fotostrømmen;

$$E(r,t) = \frac{n^2 l}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r}\,\frac{\mathrm{d}I(t)}{\mathrm{d}t}$$

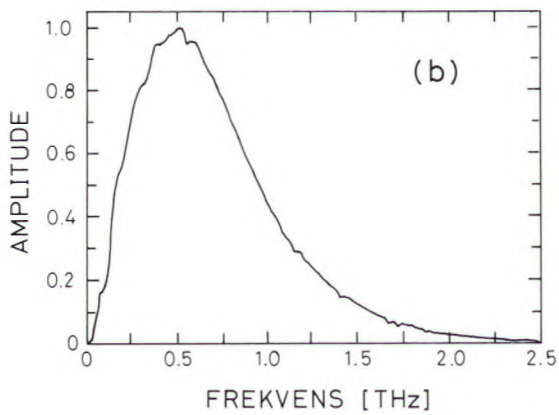
Dette udtryk svarer til udstrålingen fra en klassisk dipol, hvor antenne dimensionerne (l), der her er afstanden mellem banerne, er mindre end den typiske bølgelængde. Med fotostrømme i picosekundområdet bliver frekvensen af det udstrålede lys i terahertzområdet (tera = 10^{12}), det vil sige det fjern-infrarøde spektralområde med bølgelængder i millimeter og sub-millimeter området. Da dipolerne ligger på overfladen af substratet, rettes langt hovedparten af strålingen ind imod substratet (95%), mens kun en lille del (5%) udstråles væk fra substratet. Placeres en linse bag på substratet er det derfor muligt at opsamle og fokusere terahertz pulserne. Disse kan derefter styres med ganske almindelige spejle[10]. THZ-pulserne detekteres ved hjælp af samme princip, som de elektriske impulser på t-linierne. Nu synkroniseres THz-pulsen og laserpulsen, således at de ankommer samtidigt til gabet mellem banerne. Der er nu ingen ydre forspænding på linien, men istedet virker det elektriske felt fra THz-pulserne som forspænding. Det vil sige at den målte fotostrøm nu er direkte proportional med E-feltet fra THz-pulserne.

På figur 5a er vist en typisk THz-puls. Pulsen består af en enkelt elektromagnetisk svingning med en frekvens på omkring 0.5 THz, svarende til en brugbar båndbredde rækkende fra 50 GHz til 2.5 THz (figur 5b). Detektionen af THz-pulsen er således koherent, det vil sige at både amplituden og fasen af THz-pulsen kendes.

Pulsen er optaget på opstillingen vist i figur 6, ved at scanne prøvepulsen samtidigt med at fotostrømmen på



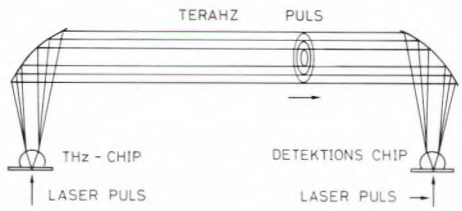
Figur 5 a) Tidsspektrum af THz-pulsen optaget på opstillingen vist i figur 6 uden en prøve indsat i strålegangen.



Figur 5 b) Spektret af pulsen fra 5a.

detektor chip'en måles. Effekten i disse THz-pulser er meget lav, typisk nogle få nanowatt. Ikke desto mindre kan pulserne måles med et bemærkelsesværdigt højt signal-støj forhold på mere end 10000:1. Normalt er detektion af THz signaler belastet af problemer med den termiske baggrund. For at undgå baggrunden er det således nødvendigt at køle detektorerne ned til flydende Helium temperatur og skærme dem meget omhyggeligt. THz-pulserne derimod detekteres af en detektor, der kun er åben eller aktiv, når laserpulsen rammer gabet. De lasere der anvendes giver cirka 100 fs pulser med en repetitionsfrekvenser på 100 MHz. Det betyder at detektoren i 1 s faktisk kun er åben i 10 µs (duty cycle på 10^{-5}), hvilket giver en tilsvarende reduktion af baggrunden. Samtidigt er det koherente signal proportionalt med repetitionsfrekvensen, mens støjen er proportional med kvadratroden af repetitionsfrekvensen. Den meget høje repetitionsfrekvens på 100 MHz bevirker således en kraftig forøgelse af signal-støj forholdet. THz-pulserne spektrale indhold, i et område af spektret, der er vanskeligt tilgængeligt for spektroskopi, kombineret med den store følsomhed, giver således mulighed for, på en overraskende nem måde at foretage spektroskopiske undersøgelser af gasser, væsker og faste stoffer i THz området.

Placeres en prøve, for eksempel en skive af høj-T_c substratet $LaAlO_3$, mellem de to parabolspejle i opstilling på



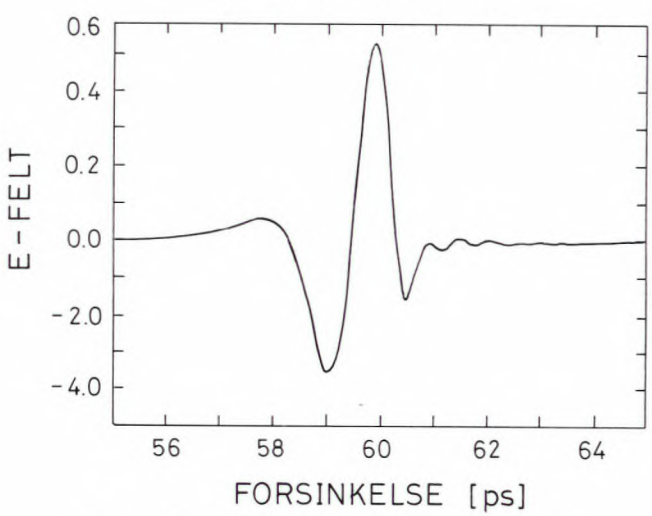
Figur 6. THz-opstillingen. t-linien sidder på overfladen af chip'en med front mod laseren. THz-pulsen er rettet ind i substratet og fokuseres af Si-linsen, monteret bag substratet. THz-pulsen styres derefter til detektoren af de to parabolspejle.

figur 6, vil pulsen, der registreres på detektoren være ændret på flere måder. Først og fremmest vil den være forsinket i forhold til pulsen optaget uden prøve. Forsinkelsen er givet ved tykkelsen af prøven, d, og forskellen i brydningsindex mellem prøven og den omgivne luft.

$$t_{\text{delay}}(\nu) = \frac{d}{c}[n_{\text{sample}}(\nu) - n_{\text{luft}}]$$

Forsinkelsen afhænger af frekvensen ν, svarende til dispersionen i prøven. Dette medfører en forbredning af pulsen proportional med dispersionen. Endvidere vil der være en frekvensafhængig absorption i prøven, der dæmper pulsens forskellige spektralkomponenter, givet ved

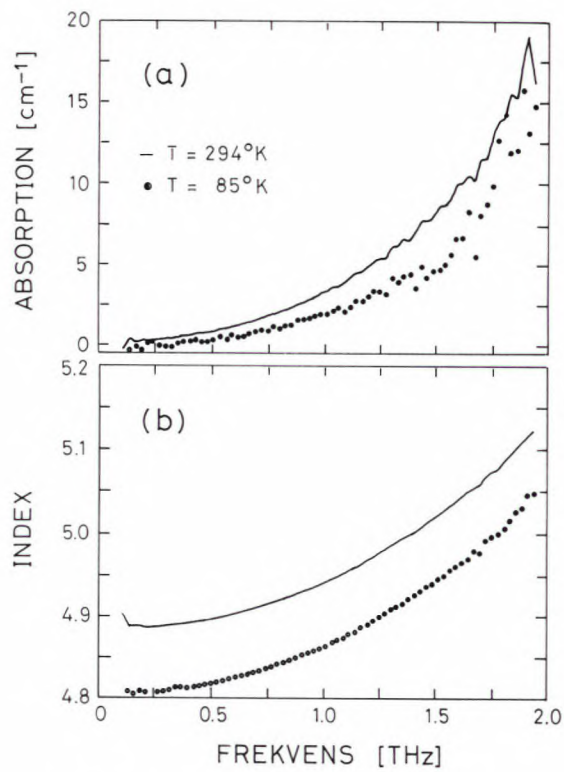
$$E(\nu) = E^0(\nu)\exp(-\alpha(\nu)d)$$



Figur 7. Pulsen efter passage gennem en 0.4032 cm tyk $LaAlO_3$ krystal. I forhold til reference pulsen (fig. 5a) er den blevet både forsinket og forbredt som følge af dispersion og absorption i krystallen.

THz-pulsen, efter passagen af $LaAlO_3$ prøven er vist i figur 7.

Da der arbejdes med elektriske felter, hvor både fase og amplitude er veldefinerede kan både brydningsindex og absorption bestemmes samtidigt ved at sammenligne Fourier transformen af de to pulser henholdsvis med og uden prøve. Det vil sige at en fuldstændig beskrivelse af materialets lineære dielektriske egenskaber, nemlig index og absorption, fås ved at optage to tidsspektre ved stuetemperatur, hvilket tager et par minutter, og derefter Fourier analysere pulserne. For $LaAlO_3$ prøven er resultaterne vist i figur 8[11]. Det ses, at $LaAlO_3$ ikke er ideelt som substrat for høj temperatur superledere, som følge af den relativt høje absorptionskoefficient i THz området. Denne form for spektroskopi, Tids Domæne Spektroskopi (TDS), bruges i øjeblikket flittigt til at studere en række faste stoffer og gasser i THz området. Samtidigt arbejdes der intenst på at øge båndbredden af THz-pulserne, det vil sige gøre dem kortere. Den teoretiske grænse er givet af pulsbredden af den laserpuls, der driver THz-pulsen, det vil sige at båndbredden skulle kunne øges til 5-10 THz.



Figur 8. Brydningsindex og absortionskoefficient for $LaAlO^3$ givet ved stuetemperatur og flydende kvælstofs temperatur.

Perspektiver

Inden for den naturvidenskabelige faglitteratur støder man ofte, meget ofte!, på artikler med beskrivelser af nye eksperimentelle metoder, der, ifølge forfatterne, rummer uanede muligheder for at udforske vor omverden. Dog viser det sig, at kun meget få af disse nye metoder får en større udbredelse. De fleste går i glemmebogen. Hvorvidt de eksperimentelle teknikker, der er beskrevet i denne artikel, viser sig at være holdbare, afhænger af flere faktorer. Indenfor industrien vil udviklingen af femtosekund halvlederlasere, gøre det betydeligt nemmere at frembringe elektriske impulser i femtosekund området. Da halvlederla-

serne endvidere vil kunne drives af de selvsamme elektriske pulser, er der nok ingen tvivl om at Auston-switchen vil få en fremtrædende plads i fremtidens teknologi. Udviklingen af AlGaAs/GaAs legeringer (kvantebrønde og supergittre) har i denne sammenhæng stor betydning.

Indenfor grundforskningen er det specielt muligheden for at frembringe kohærente pulser i THz området, der kan vise sig anvendelig. Fjern-infrarød spektroskopi med THz pulserne har den store fordel at man undgår nedkøling af detektorer til flydende Helium temperatur. Endvidere er det en fordel at der arbejdes med elektriske felter, det vil sige at amplitude og fase kendes, hvorved man får information om både real og imaginær delen af de undersøgte materialers dielektricitetskonstant. Med traditionel Fourier Transform spektroskopi kan denne information kun opnås ved brug af Kramer-Kroenig relationen, eller ved meget omfattende og tidskrævende målinger. På nuværende tidspunkt skal disse fordele sammenholdes med de ulemper, der er forbundet med opbygning og drift af den femtosekund farvestoflaser, der er nødvendig for at frembringe THz-pulserne. Som tidligere nævnt er der grund til at tro at femtosekund halvleder lasere om nogle år vil være en realitet, hvorved fremstillingen af et THz pulse spektrometer, med alle de ovennævnte fordele og muligheder, bliver meget simplere.

Referencer:

1. IBM Journal of Research and Development, **34**, Maj 1990, særnummer om Ultrahurtig Chip Diagnostik.
2. Marc Brodsky, Scientific American, 56 (feb. 1990).
3. David Harame et al. ved IBM har udviklet en ny generation af Si:Ge baserede bipolære transistorer med båndbredder op til 100 GHz.
4. T.Henderson et al., IEEE Electron Device Lett., EDL-7, 649 (1986)
5. D.H.Auston,IEEE J.Quantum Electron., **19**, 639 (1983)
6. J.A.Valdmanis, Electron.Lett., **23**, 1308 (1987)
7. D.Grischkowsky et al., Phys.Rev.Lett., **59**, 1663 (1987)
8. D.Kroekel,D.Grischkowsky and M.B.Ketchen, Appl. Phys.Lett., **54**, 1046 (1989)
9. P.R.Smith,D.H.Auston and M.C.Nuss, IEEE J.Quantum Electron., **24**, 255 (1988)
10. M.van Exter, Ch.Fattinger and D.Grischkowsky, Appl.Phys.Lett. (1989)
11. S.R.Keiding and D.Grischkowsky, Appl.Phys.Lett 1990



Søren Keiding Adjunkt ved Fysisk Institut, Odense Universitet. Lic.scient. grad fra Aarhus Universitet. Var fra 1988 til 1990 ansat ved IBM Thomas J. Watson Research Center i New York.