

Kristallstruktur hos isolatorer

Namn: Niklas Forsström Email: nikfor@student.chalmers.se
Namn: Oskar Olin Email: olino@student.chalmers.se

Sammandrag

Kristallina material är material vars struktur är regelbunden, vilket gör att denna typ av material kan studeras noggrant och beskrivas med relativt enkla modeller. Den här laboration syftade till att bestämma olika egenskaper hos kristallina material. Mer specifikt så har laborationen undersökt hur Debye Scherrers diffraktionsmetod kan användas för att bestämma strukturen för ett kristallint material med kubisk gitterstruktur. Dessutom mättes transmissionsspektrumet för halvledaren kisel, inom våglängdsintervallet [185 nm – 25000 nm]. Slutligen har laborationen, med hjälp av röntgenbestrålning, bildat så kallade färgcentra i isolatorn NaCl samt undersökt absorptionsspektrumet hos dessa.

Nyckelord: diffraktion, röntgen, transmission, färgcentra, kristallstruktur, gitter, absorption

Abstract

Crystalline materials are characterized by their periodic structure, which allows for the materials to be easily modelled and experimentally examined. The purpose of the experiment was to examine different properties of crystalline materials. More specifically, the experiment examined the way diffraction may be used to determine the crystal structure of unknown, crystalline materials. The method of choice was the so called Debye Scherrer-method. During the experiment the transmission spectrum of silicon, as a function of wavelength, was also measured within the interval [185 nm, 25000 nm]. Finally, with the help of x-ray irradiation, so called f-centres were created in a NaCl lattice. The effects of the f-centre were quantified through measurements of the materials absorption spectrum.

Keywords: diffraction, x-ray, transmissoin, f-center, lattice, crysal, absorption

Innehåll

1	Introduktion och problemformulering	1
2	Teori	1
2.1	Röntgendiffraktion	1
2.1.1	Braggs lag	1
2.1.2	Urvalsregler vid diffraktion	2
2.2	Transmissionsspektrum för kisel	3
2.3	Färgcentra i NaCl	3
3	Metod	4
3.1	Produktion av röntgenstrålning	4
3.2	Debye Scherrer-metoden	5
3.2.1	Laborationsuppställning och utförande	5
3.2.2	Analys av diffraktionslinjer	7
3.3	Transmissionsspektrum för kisel	8
3.4	Färgcentra i NaCl	9
4	Resultat	10
5	Diskussion och felkällor	12
5.1	Diffraktionsexperiment	12
5.2	Transmissionsspektrum för kisel	13
5.3	Färgcentra i NaCl	14
6	Slutsats	14
A	Fononexcitationer	
A.1	Fononexcitationernas bidrag till reflektionskoefficienten	
B	Transmissionsspektra för kisel	
C	Färgcentra i NaCl	
D	Laborationslogg	

1 Introduktion och problemformulering

Gitterparametrar i kristallina material har en tendens att vara i storleksordningen 1 Å. Dessa små avstånd gör det problematiskt att studera materialens kristallstruktur. Det är dock av stort intresse för såväl forskare som ingenjörer att studera denna struktur, då den lägger grunden för de egenskaper som karaktäriserar materialet på en makroskopisk nivå. För att lösa detta problem använder man sig av diffraktion och konstruktiv interferens. Med hjälp av optikens diffraktionslagar kan avstånd inom gittret på ett matematiskt sätt beskrivas, utifrån de diffraktionsmönster de skapar då de belyses med kollimerat ljus. Det matematiska uttryck som relaterar diffraktionsmönstret till avståndet mellan gitterpunkter i materialet kallas Braggs lag och diskuteras i nästa kapitel.

Samverkan mellan optik och kristallina material är dock ett bredare fält än enbart diffraktion. Kristallina material interfererar, trots sin periodiska struktur, komplext i sin samverkan med ljus. Därför är det ofta nödvändigt att bestämma egenskaper så som transmissionskoefficienter för materialen experimentellt. Experimentet syftade därför även till att experimentellt undersöka transmissionsspektrumet för kisel inom våglängdsintervallet (185 nm – 25000 nm).

De optiska egenskaperna för ett kristallint material kan även påverkas av små diskontinuiteter i den periodiska strukturen. Diskontinuiteterna finns naturligt i olika material men kan också skapas med hjälp högenergetisk strålning. Strålningen gör att vissa atomer i gitterstrukturen lämnar sina ordinarie platser i kristallen och lämnar en elektron efter sig. Effekten av detta blir att absorptionen för en specifik våglängd ändras, vilket resulterar i ett så kallat färgcentra. Laborationen har för kristallen NaCl undersökt bildandet av dessa färgcentra och dess inverkan på materialets absorptionsspektrum.

2 Teori

Laborationen studerade en mängd olika egenskaper hos kristallina material. Egenskaperna som studerades krävde olika sätt att betrakta materialen. Den gemensamma nämnaren för dessa teoretiska beskrivningar är periodiciteten hos materialen, vilket förenklar modellerna. Teorin bakom de olika momenten av laborationen presenteras nedan.

2.1 Röntgendiffraktion

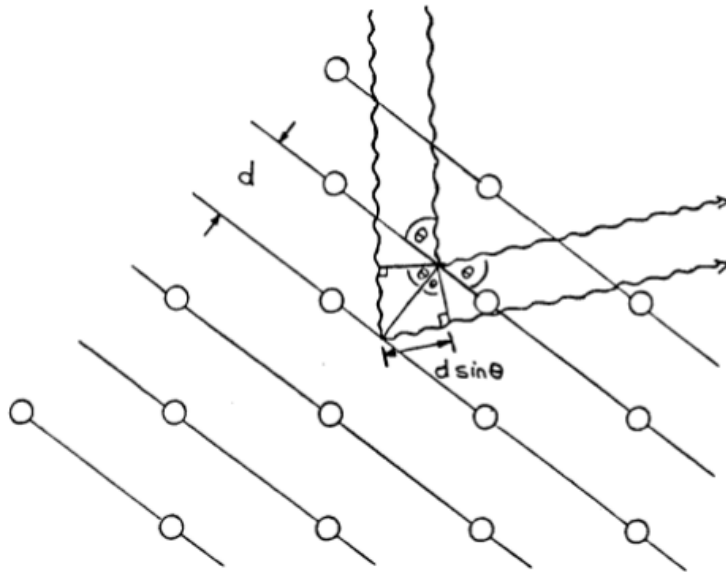
Som tidigare diskuterats kan avstånden inom ett gitter mätas med hjälp av diffraktion. Materialet modelleras som om det vore uppbyggt av atomära plan, mot vilka strålningen sprids. Spridningen av strålningen mot dessa plan beskrivs med hjälp av Braggs lag, som behandlas i kommande avsnitt¹.

2.1.1 Braggs lag

Betrakta scenariot enligt Figur 1. En inkommande röntgenstråle reflekteras mot atomplanen i det kristallina materialet och propagerar sedan ut ur materialet. Om vi antar

¹Braggs lag är en något förenklad modell av vad som verkligen händer. För en mer korrekt beskrivning (som ger ekvivalenta resultat) se Lauediffraktion [1].

fullständigt kollimerat ljus så kommer en annan stråle som studsar mot det underliggande atomplanet färdas en lite längre sträcka.



Figur 1: Strålarna måste interferera konstruktivt för att diffraktion ska fås. För att detta ska ske så måste längdskillnaden för strålgångarna, som vi i figuren kan se är $2d \sin \theta$, vara en heltalsmultipel av våglängden. Detta ger Braggs lag, se ekvation 1.

Om diffraktion ska fås från materialet krävs det att strålarna som reflekteras interfererar konstruktivt [1]. Detta innebär i sin tur att längdskillnaden för de två strålgångarna måste vara en heltalsmultipel av våglängden λ . Med hjälp av geometriska resonemang från Figur 1 fås att vägskillnaden för de två strålarna i figuren blir $2d \sin(\theta)$, där d är avståndet mellan två närliggande atomplan. Villkoret för diffraktion blir därmed

$$2d \sin(\theta) = n\lambda, \quad n \in \mathbb{N} \quad (1)$$

vilket vanligtvis kallas Braggs lag.

2.1.2 Urvalsregler vid diffraktion

Beroende på materialprovets struktur så kommer diffraktionsmönstret att se olika ut. Detta är en konsekvens av att den så kallade strukturfaktorn, som beskriver hur stor den spridda intensiteten blir för ett givet atomplan i en kristall [2]. Strukturfaktorn $F(h, k, l, \vec{r})$ är definierad enligt

$$F(h, k, l, \vec{r}) = \sum_{j=1}^n f_j e^{2\pi i(hx+ky+lz)} \quad (2)$$

där h, k och l är Millerindex för det plan vars diffraktion betraktas. $\vec{r} = [x, y, z]$ är vektorn till gitterpunkten i den valda cellen. f_j är den så kallade atomära formfaktorn, som är proportionell mot antalet elektroner i atomerna. Genom att evaluera strukturfaktorn för de konventionella SC-, BCC-, FCC- och diamant-cellerna erhålls en uppsättning urvalsregler som talar om vilka plan som ger diffraktion. Urvalsreglerna för dessa är listade nedan.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{SC: Alla plan ger diffraktion} \\ \text{BCC: diffraktion om } h+k+l = \text{jämt} \\ \text{FCC: diffraktion om } h,k,l \text{ alla jämna eller alla udda} \\ \text{Diamant: diffraktion om } h,k,l \text{ alla jämna med } h+k+l = 4n, \text{ eller alla udda} \end{array} \right. \quad (3)$$

2.2 Transmissionsspektrum för kisel

När en foton inkommer mot ett material måste den antingen absorberas, reflekteras eller transmittas. Det går alltså att dra slutsatser av transmissionen genom att studera absorptionen och reflektionen.

Absorptionen för en isolator har ett samband med materialets bandgap. Eftersom bandgapet är den minsta energi som krävs för att en elektron ska exciteras till ledningsbandet innebär det att absorptionen från elektronerna är noll för strålning med energier mindre än bandgapet, vilket är ca 1.14 eV för rent kisel vid rumstemperatur [3].

Att göra en uppskattning av hur absorptionen ser ut för energier ovanför bandgapet är en svår uppgift. Det förväntas att bidraget från elektronexcitationer har ett komplicerat utseende som påverkas av sannolikheter mellan elektroniska övergångar samt det allmänna utseendet hos de olika ledningsbanden. Det visar sig också att bandgapet hos kisel är indirekt, vilket innebär att sannolikheten för övergångar nära bandgapet är liten.

En teoretisk uppskattning för hur reflektionen beror på strålningens frekvens² återfinns i Appendix A. Här beaktas endast de så kallade fononexcitationernas bidrag till reflektionskoefficienten. Slutsatsen som dras är att för små frekvenser så är bidraget i de flesta fall nollskild. För stora frekvenser går dock bidraget mot noll. Det är alltså troligt att bidraget från fononexcitationer är större ju mindre frekvens som strålningen har.

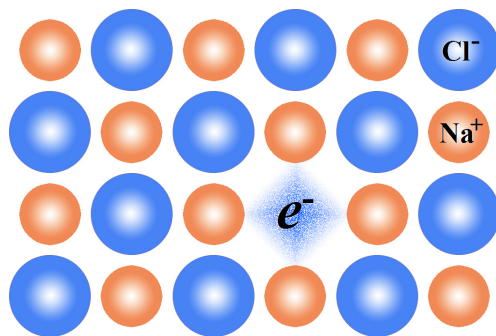
I verkligheten beror reflektionen också mycket på hur ytan ser ut. Ytans strävhet spelar ofta en avgörande roll. Det är dock i allmänhet svårt att avgöra på vilket sätt en strävare yta påverkar reflektionen. [4]

2.3 Färgcentra i NaCl

I verkligheten är kristallstrukturer sällan ideala, dvs de har ofta defekter av olika slag. En defekt kan exempelvis vara att en gitterpunkt är ersatt av ett annat atomslag eller att en vakans har uppstått, dvs att en gitterpunkt har ersatts av ett hål eller en elektron. I Figur 2 visas hur en elektronvakans (även kallat f-centra) kan se ut.

När defekter introduceras i ett gitter bryts translationssymmetrin, dvs Bloch-villkoret upphör att gälla. Detta innebär att elektronerna blir begränsade till lokala orbitaler [5]. Detta innebär att defekternas absorptionsspektrum kan skilja sig från det hos värdmaterialet.

²Frekvensen är omvänt proportionell mot våglängden genom $\omega = 2\pi \frac{v}{\lambda}$, där v är strålningens hastighet.



Figur 2: Färgcentra i NaCl. Hålet som uppstår av den frånvarande Cl^- -jonen fylls av en elektron.

Färgcentra kan bland annat skapas genom att utsätta materialet för höga temperaturer eller högenergisk strålning, vilket för NaCl kan exempelvis vara röntgenstrålning [6]. Det som händer är att strålningen får en elektron att lämna Cl^- -jonen på följande sätt



där h är Plancks konstant och f är strålningens frekvens. Den resulterande atomen Cl tar upp mindre plats än jonen Cl^- (jämför $a_{\text{Cl}} = 0,99 \text{ \AA}$ med $a_{\text{Cl}^-} = 1,81 \text{ \AA}$ [7]). Eftersom Cl inte hålls fast av några elektromagnetiska krafter (ty atomen är neutralt laddad) kan den därför “vandra” iväg. Kvar blir en vakans, som endast innehåller en elektron, se Figur 2.

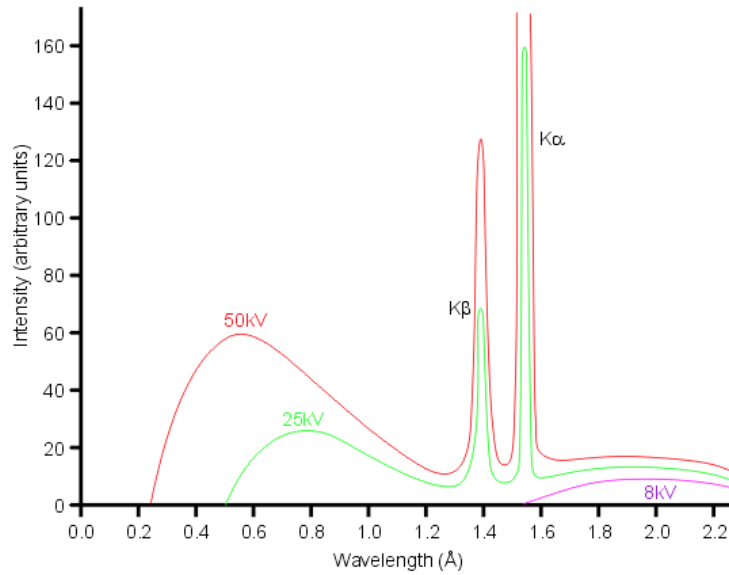
Isolatorer har ett relativt stort bandgap ($\sim 9 \text{ eV}$ [8]), vilket betyder att de normalt sett inte absorberar strålning i det synliga spektrumet ($1,65 - 3,27 \text{ eV}$ [9]). Det visar sig dock att elektronvakanser tenderar att absorbera energier som ligger i det synliga spektrumet [6]. Denna effekt kallas färgcentra och innebär alltså att material får ett färgskifte.

3 Metod

Laborationen är i stor utsträckning beroende av mätningar utförda med hög precision, vilket gjorde oss beroende av kommersiell utrustning snarare än egenkonstruerade laborationsuppställningar. Nedan beskrivs i huvudsak instrumentens uppbyggnad, samt tillvägagångssätten som användes vid mätningar med instrumenten.

3.1 Produktion av röntgenstrålning

Röntgenstrålningen som producerades i laborationen kom från en kopparanod. Intensitetsspektrumet för denna typ av röntgenstrålning visas i Figur 3 [10].



Figur 3: Intensitetsspektrum från ett röntgenrör med kopparanod. K_α består egentligen av två olika toppar, dessa ligger så pass nära varandra att de inte kan särskiljas i figuren.

Notera de två tydliga topparna, K_α och K_β , som producerats av kopparanoden. K_α består av två toppar som ligger så pass nära varandra att de inte går att särskilja i figuren. Med hjälp av en Ni-folie kunde alla våglängder som inte tillhörde K_α -topparna filtreras bort (Notera att K_β toppen vid 1.4 Å därmed kunde filteras bort.). Röntgenröret producerade därmed de två våglängderna [11]

$$\begin{cases} \lambda_1 = 1.5406 \text{ Å} \\ \lambda_2 = 1.5444 \text{ Å} \end{cases} \quad (5)$$

Notera att dessa våglängder är mycket lika (relativ skillnad på mindre än 0,3%). Normalt sett hade Braggs lag gett två olika diffraktionsmönster för två olika våglängder. Men med tanke på den lilla skillnaden mellan dessa våglängder var det osannolikt att vinklarna θ_1 som orsakats av λ_1 , skulle kunna särskiljas från de vinklar θ_2 som orsakats av λ_2 . Vi betecknar den genomsnittliga våglängden med λ , vilket var den våglängd som användes i beräkningarna.

$$\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \approx 1.5425 \text{ Å} \quad (6)$$

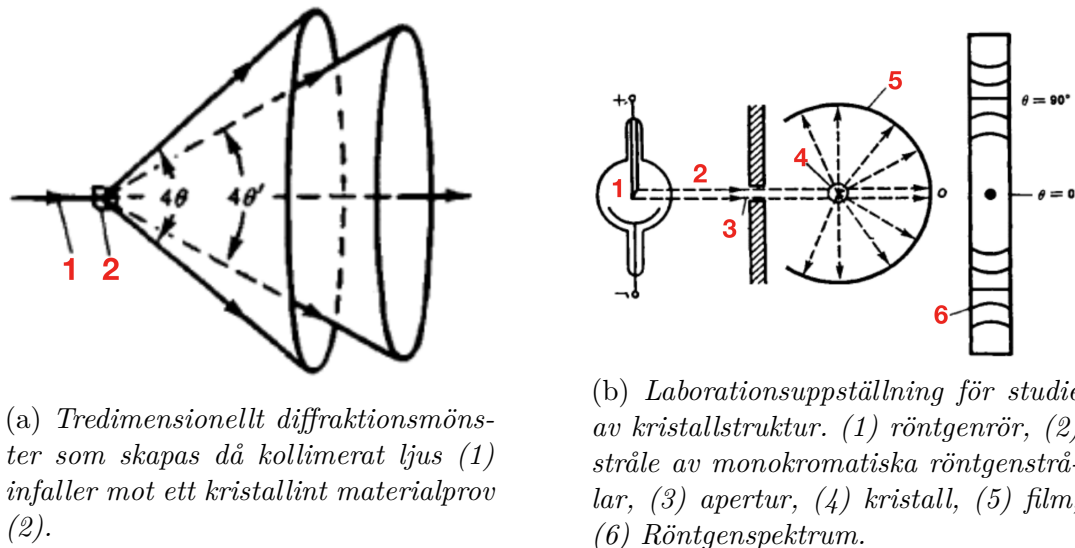
3.2 Debye Scherrer-metoden

3.2.1 Laborationsuppställning och utförande

Debye-Scherrer-metoden, vars laborationsuppställning visas i Figur 4b, är en diffraktionsmetod som lämpar sig bra för att bestämma kristallstrukturen och gitterkonstanten hos olika material [12]. Metoden går ut på att rikta röntgenstrålning genom en apertur mot ett prov, varvid strålningen sprids i tre dimensioner, se Figur 4a. Spridningen ger, på grund av Braggs lag, upphov till ett diffraktionsmönster som alltså kan användas till att dra slutsatser om kristallstrukturen och gitterkonstanten.

Strålningen som användes var röntgenstrålning, eftersom röntgenstrålning har lämplig våglängd. En för stor våglängd innebär nämligen att det inte blir någon diffraktion och att det

därmed inte uppstår något diffraktionsmönster som kan studeras. På samma sätt leder en för liten våglängd till att diffraktionslinjerna hamnar för tätt och att de därför blir svåra att studera. För att Braggs lag ska gälla är det viktigt att den inkommande strålningen är kollimerad, vilket var anledningen till att en apertur användes.



Figur 4

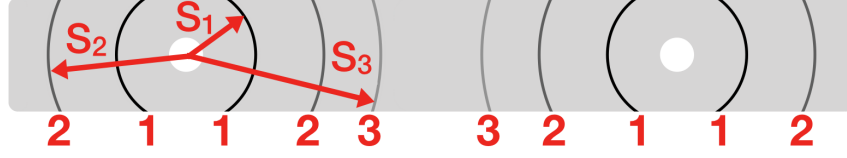
Utförandet av experimentet gick först ut på att fila materialprovet, vilket resulterade i ett finkornigt metallpulver som kunde analyseras. Pulvret hölls i en glaskappilär som, med hjälp av häftmassa, monterades vertikalt i en Debye Scherrer kammare från Huber. Kammaren hade en radie på 28,65 mm [13]. Därefter klipptes och monterades en film i lämplig storlek enligt Figur 4b. Filmen var i sig endast känslig för synligt ljus³, vilket innebar att enbart röntgenstrålningen inte skulle ge några utslag på filmen. Runt om filmen placerades därför en fluorescerande tejp, som absorberade den inkommande röntgenstrålningen, för att sedan emittera synligt ljus som kunde registreras.

För att generera strålningen användes en röntgengenerator enligt metodavsnitt 3.1. Till generatorn sattes strömmen på 20 mA och spänningen på 36 kV, exponeringstiden varierade mellan 20 och 40 minuter. När mätningen var klar lossades filmen och lades först i ett framkallningsbad i tre minuter. Sedan lades filmen i ett vattenbad i tre minuter och slutligen i en fixvätska i tre minuter. När filmen hade torkat kunde diffraktionslinjer urskiljas (se Figur 5). Avståndet på filmen till en diffraktionslinje, S_n , ges av sambandet

$$S_n = 2r\theta_n \quad (7)$$

där r är kammarens radie och θ_n är diffraktionsvinkeln till diffraktionslinje n .

³För att inte överexponera filmen så användes enbart rödförskjutna lampor under montering och mätning. Lampornas våglängder var utanför filmens känsliga intervall.



Figur 5: Schematisk skiss av filmen som erhöles vid Debye Scherrer-experimentet. Cirklarna, som motsvarar diffraktionslinjerna, är centretrade kring den infallande och transmitterade röntgenstrålningen.

3.2.2 Analys av diffraktionslinjer

Braggs lag (ekvation 1) säger att de plan som har störst d , dvs där termen $h^2 + k^2 + l^2$ är minst, kommer ge de minsta diffraktionsvinklarna. De plan h, k, l som ger minst diffraktionsvinklar för respektive gitterstruktur listas, i stigande ordning, nedan [14].

Tabell 1: Atomplan som ger reflektion för de kubiska gitterstrukturerna SC, BCC, FCC, Diamant.

SC	BCC	FCC	Diamant	$(h^2 + k^2 + l^2)$
100				1
110	110			2
111		111	111	3
200	200	200	200	4
210				5
211	211			6
220	220	220	220	8
221				9
300				9
310	310			10
311		311	311	11
222	222	222		12
320				13
321	321			14

Diffraktionsvinklarna kunde beräknas från de erhållna diffraktionsavstånden S med hjälp av ekvation 7. Gitterparametern för materialet var dock inte känd, kristallstrukturen kunde således inte bestämmas genom att endast betrakta de absoluta avstånden mellan diffraktionslinjerna på filmen. Däremot kunde de relativa avstånden mellan diffraktionslinjerna användas för att bestämma kristallstrukturen.

Betrakta två erhållna diffraktionsvinklar från experimentet, θ_1 & θ_n . Dessa vinklar motsvarar två uppsättningar Millerindex: $h_1^2 + k_1^2 + l_1^2$ och $h_n^2 + k_n^2 + l_n^2$. Braggs lag kunde för de två diffraktionsvinklarna skrivas som

$$\begin{cases} 2a \sin(\theta_1) = \lambda \sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2} \\ 2a \sin(\theta_n) = \lambda \sqrt{h_n^2 + k_n^2 + l_n^2} \end{cases} \quad (8)$$

Genom att dividera dessa med varandra, samt använda ekvation 7 erhöles följande samband

$$\frac{\sin(S_n/2r)}{\sin(S_1/2r)} = \sqrt{\frac{h_n^2 + k_n^2 + l_n^2}{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}} \quad (9)$$

Notera i Tabell 1 att nästan alla diffraktionsplan för BCC har dubbelt så högt värde på $h_n^2 + k_n^2 + l_n^2$ som SC, vilket gör kristallstrukturerna svåra att särskilja. Vi ser dock att det sjunde diffraktionsplanet för SC har Millerindex (220) $\Rightarrow h^2 + k^2 + l^2 = 8$, medan det sjunde diffraktionsplanet för BCC har Millerindex (321) $\Rightarrow h^2 + k^2 + l^2 = 14$. Genom att betrakta den sjunde diffraktionslinjen skulle alltså BCC kunna särskiljas från SC.

Eftersom planen med lägst Millerindex får lägst vinkel så kan Millerindexen i ekvation 9 korelleras till de minsta Millerindex för varje gitterstruktur i Tabell 1. Genom att betrakta kvoten i ekvation 7, för olika värden på n , kunde villkoren i Tabell 2 härledas för de olika gitterstrukturerna. Dessa villkor användes för att bestämma gitterstrukturen för det okända ämnet.

Tabell 2: *Samband för $\sin \theta_n / \sin \theta_1$ för de kubiska gitterstrukturerna SC, BCC, FCC och diamant.*

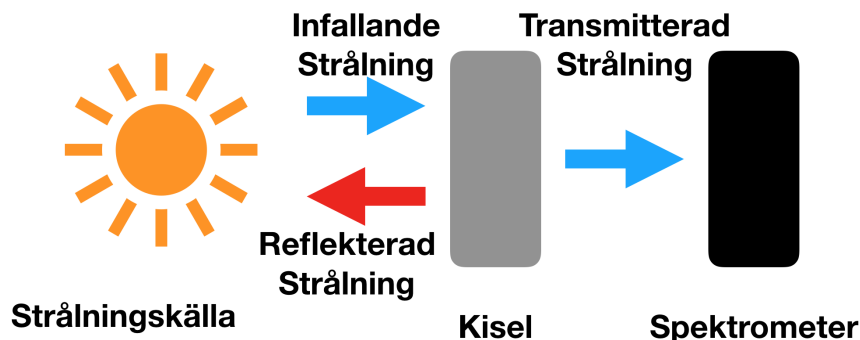
Gitterstruktur	$\sin(\theta_2)/\sin(\theta_1)$	$\sin(\theta_5)/\sin(\theta_1)$	$\sin(\theta_7)/\sin(\theta_1)$
SC	$\sqrt{2}$	$\sqrt{5}$	$\sqrt{8}$
BCC	$\sqrt{2}$	$\sqrt{5}$	$\sqrt{7}$
FCC	$\sqrt{\frac{4}{3}}$	2	$\sqrt{\frac{19}{3}}$
Diamant	$\sqrt{\frac{4}{3}}$	$\sqrt{\frac{16}{3}}$	$\sqrt{8}$

Med hjälp av resonemanget ovan kunde kristallstrukturen hos materialet bestämmas, när strukturen var känd kunde sedan gitterparametern bestämmas. Som tidigare diskuterat ligger planet med den lägsta kombinationen $h^2 + k^2 + l^2$ närmast den inkommande strålningsriktningen. På så sätt är det känt vilken diffraktionslinje som svarar mot vilka Millerindex. En omskrivning av Braggs lag (ekvation 1) ger då direkt gitterparametern för materialet givet ett godtyckligt diffraktionsplan och vinkel.

$$a = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin(\theta)} \quad (10)$$

3.3 Transmissionsspektrum för kisel

En förenklad schematisk bild av laborationsuppställningen för mätning av kisels transmissionsspektrum visas i Figur 6. Kiselprovet belystes med en monokromatisk strålningskälla och intensiteten hos den transmitterade strålningen mättes med en spektrometer. För att kunna mäta på hela det önskade spektrumet (185 nm – 25000 nm) användes två olika spektrometrar; PerkinElmer 1725 och Cary 500. Cary 500 lämpade sig bra på området 175 nm – 3300 nm medan PerkinElmer lämpade sig bättre på området 2500 nm – 25000 nm [15, 16]. För PerkinElmer-mätningarna gjordes totalt 55 mätserier medan 8 mätserier gjordes för Cary-mätningarna. Den stora skillnaden i antalet mätserier berodde till stor del på tiden varje mätserie tog.



Figur 6: Laborationsuppställning för mätning av kisels transmissionsspektrum.

Båda spektrometrarna hade tillhörande program (Spectrum för PerkinElmer och Cary WinUV för Cary 500) som inte bara gjorde det enkelt exportera datan till lämpliga filformat, utan också att åskådliggöra datan i form av figurer. Den största delen av analysen gjordes dock i *Matlab*.

3.4 Färgcentra i NaCl

Undersökningen av färgcentra i NaCl bestod av två olika delar. Den första var att skapa själva färgcentrat i materialet och den andra var att studera absorptionen med hjälp av transmissionsmätningar på materialet. Det förväntades att färgcentrat snabbt skulle attenueras efter det att provet lämnat bestrålningskammaren, tiden mellan bestrålning och mätning försöktes därmed hållas kort. Det gjordes dessutom en referensmätning, alltså en transmissionsmätning utan att färgcentra hade skapats. På så sätt blev effekterna av färgcentrat tydliga.

För att skapa färgcentrat fästes NaCl-provet i en röntgengenerator med kopparanod enligt metodavsnitt 3.1. Röntgengeneratoren producerade en koncentrerad röntgenstråle framför vilken provet placerades med hjälp av tejp. Energin hos de producerade röntgenstrålarna var cirka 8 keV. En exponeringstid på omkring två timmar visade sig vara tillräckligt för att med blotta ögat kunna detektera färgcentrat. För att analysera färgcentrat användes samma laborationsuppställning som för analysen av kisels transmissionsspektrum (metodavsnitt 3.3), med skillnaden att provet denna gång bestod av NaCl och att området som mättes var på 350 nm – 750 nm (lite större än det synliga spektrumet). Denna gång var det tillräckligt att använda spektrometern Cary 500 och dess tillhörande mjukvara Cary WinUV.

Samma strålningskälla användes vid referensmätningen som vid mätningen av färgcentrat, på så vis var den ingående strålningsintensiteten I_{in} densamma vid de båda mätningarna. Det antogs dessutom att den reflekterade intensiteten, som benämndes med I_{refl} , var densamma vid referensmätningen och färgcentramätningarna. Den ingående strålningsintensiteten I_{in} delades vid interaktionen med provet upp i följande komponenter.

$$I_{in} = I_{refl} + I_{abs} + I_{trans} \quad (11)$$

I ovanstående uttryck är I_{in} , I_{abs} och I_{trans} den inkommande, absorberade respektive transmitterade intensiteten. Från detta fås att

$$\Delta I_{abs} = -\Delta I_{trans} \quad (12)$$

där ΔI_{abs} och ΔI_{trans} är skillnaden i respektive intensitet mellan färgcentramätningen och referensmätningen. I Cary 500 mättes andelen transmitterad intensitet av den inkommande intensiteten, alltså transmissionskoefficienten T . Analogt med ekvation 12 fås alltså skillnaden i absorptionskoefficient A som $\Delta A = -\Delta T$, vilket representerar effekten som färgcentrat ger på materialets absorptionsspektrum.

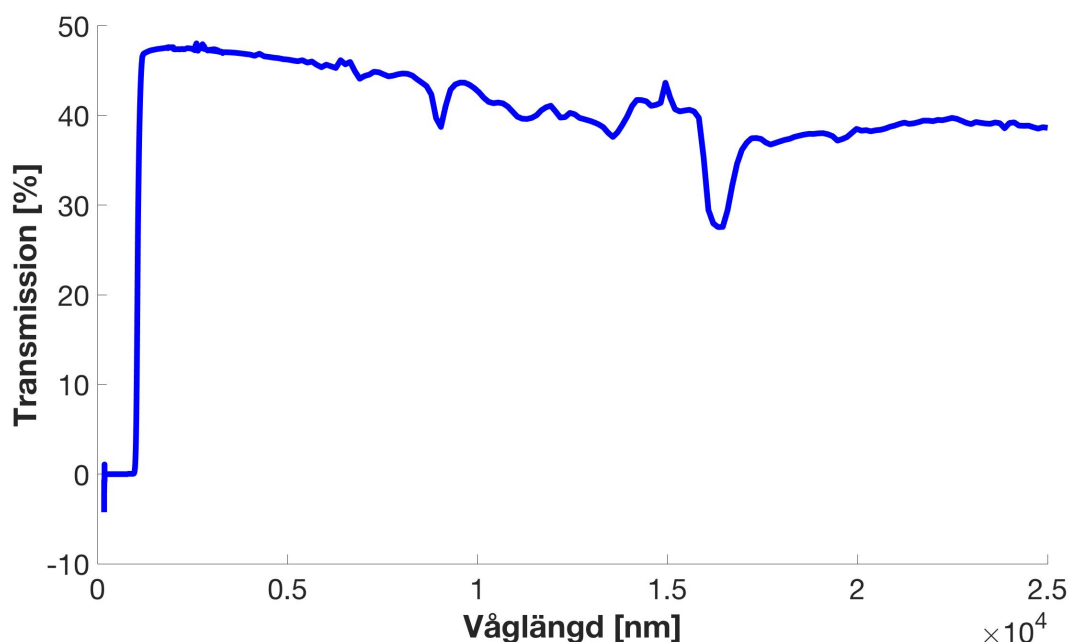
4 Resultat

Tabell 3 visar de uppmätta avstånden till diffraktionslinjerna för diffraktionsmätningarna med Debye Scherrer-metoden (se Figur 4). Genom insättning av mätvärdena i ekvation (9) och (10) erhöles att $\frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)} \approx 1,16$, gitterparametern uppmättes till $a \approx 3,63 \text{ \AA}$.

Tabell 3: Visar de uppmätta värdena av sträckan S från ekvation 7.

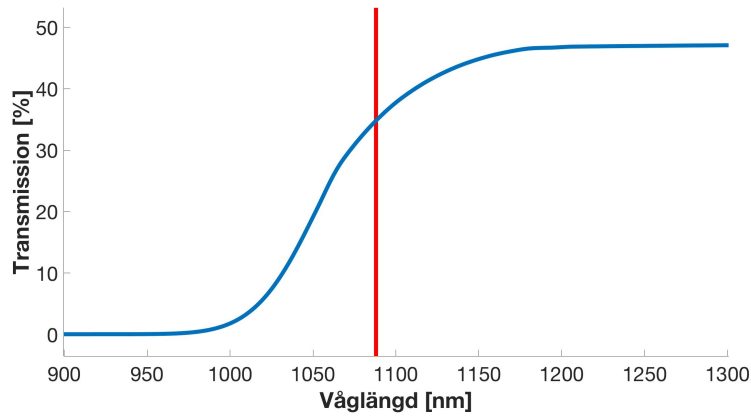
	Mätning 1	Mätning 2
S_1 [mm]	43	43
S_2 [mm]	50	51

I Figur 7 visas det uppmätta transmissionsspektrumet hos kisel i intervallet 185 nm – 25000 nm. Notera att transmissionen i figuren är noll för våglängder som är kortare än ca. 1000 nm, vilket motsvarar energier över 1,24 eV. Vi noterar dessutom dalarna vid 10000 nm och 16000 nm, samt toppen vid 15000 nm.



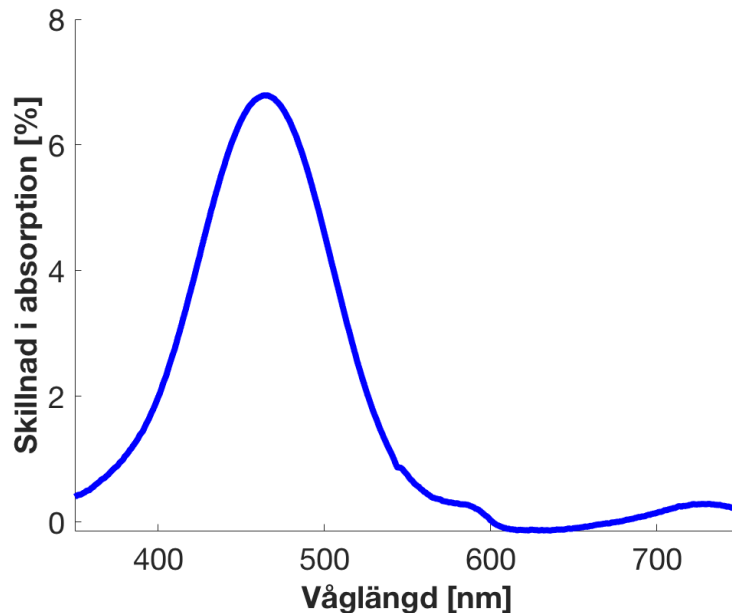
Figur 7: Det uppmätta transmissionsspektret hos kisel. Notera att PerkinElmer-delen (2500 nm – 25000 nm) har flyttats några procentenheter i vertikalled för att passa bättre med Cary-delen (185 nm – 2500 nm). De ursprungliga resultaten återges i Figur 11 i Appendix B.

Betrakta Figur 8, som illustrerar samma mätdata som Figur 7 fast i ett mindre våglängdsintervall. Vi noterar ökningen av transmissionen vid 1100 nm, upp till en transmission på ca. 50%. I figuren är också bandgapet för kisel (1088 nm) markerat med den röda linjen.



Figur 8: *Det uppmätta transmissionsspektrumet för kisel i intervallet nära dess bandgap. Våglängden av en foton vars energi motsvarar bandgapet (1088 nm) är markerat med hjälp av den vertikala linjen.*

Vid undersökningen av färgcentra hos NaCl-jonen kunde en tydlig orange prick observeras efter röntgenbestrålningen, vilket återges i Figur 12 i Appendix C. Samma effekt observeras i absorptionsskillnaden mellan referensen och det bestrålade provet, som återges i Figur 9. Här noterar vi att absorptionsskillnaden är som störst i området 400 nm – 550 nm (blått och grönt) med en topp vid 463 nm. Absorptionsskillnaden är beräknad genom att subtrahera mätningen efter bestrålningen från mätningen innan bestrålningen, dessa transmissionskurvor visas i Figur 13 i Appendix C.



Figur 9: *Färgcentrats effekt på absorptionsspektrumet för NaCl i det synliga spektrumet. Notera toppen som sker vid ca 463 nm.*

5 Diskussion och felkällor

5.1 Diffractionsexperiment

Enligt våra resultat hade det givna grundämnet en gitterparameter $a = 3,625 \text{ Å}$, dessutom var kvoten $\frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)} \approx 1,16$. Betraktar vi Tabell 2 så ser vi att om materialet hade haft SC eller BCC struktur skulle kvoten vara $\sqrt{2} \approx 1,41$. För FCC eller diamantstruktur är den förväntade kvoten $\sqrt{4/3} \approx 1,15$. Vi kan därför anta att materialet hade antingen FCC eller diamantstruktur. För att se skillnad på dessa strukturer krävs det att vi åtminstone betraktar den femte diffraktionslinjen. Om vi beräknar det avstånd S från ett av hålen på filmen (se Figur 5) som femte diffraktionslinjen borde hamna på, så får vi att $S_5 \approx 50 \text{ mm}$. Avståndet mellan hålen är dock endast 90 mm. Detta innebär att det skapas ett överlapp vid den femte diffraktionslinjen mellan de diffraktionslinjer som skapas av framåtspridning, och de som skapas av bakåtspridning. I och med den stora osäkerhet som detta medför, då vi inte kan vara säkra på att vi mäter till rätt linje, valde vi att avvakta med att säga vilken av de två gitterstrukturerna som materialet hade.

Vi vet att materialet som skulle undersökas var ett grundämne, vars struktur var antingen FCC eller diamant och vars gitterparameter var $a \approx 3,625 \text{ Å}$. Genom att betrakta tabeller (i Physics Handbook [3]) innehållande värden för gitterparametrar och kristallstrukturer kunde en uppsättning potentiella material erhållas. Tabell 4 visar gitterparametrarna för grundämnena med FCC och diamantstruktur [3]. Vi ser från tabellen att materialet som analyserades borde ha varit koppar. En snabb granskning av materialet gjorde det dessutom uppenbart att det varken var diamant eller rodium, som är de ämnen i tabellen som annars har en gitterparameter närmast den erhållna.

Tabell 4: Gitterparametrar för grundämnena med FCC eller diamantstruktur inom intervallet 300 – 400 pm.

Material	Gitterparameter [pm]
Ni	352,4
C (Diamant)	356,7
Cu	361,0
Rh	380,4
Ir	383,9
Pd	389,0
Pt	392,4

Den primitiva metod som användes vid framställningen av diffraktionsmönstret introducerade en hel del felkällor. En av de större utmaningarna under laborationen var att positionera materialprovet så att det stod precis vinkelrät mot infästningsytan. Detta för att materialet roterades under mätningen. Om materialprovet monterades snett ledde det till att provet precesserade, vilket gjorde diffraktionslinjerna mindre skarpa. Det fanns ett mikroskop som kunde användas för att rikta materialprovet. Denna utrustning var dock inte speciellt användarvänlig, så kalibreringen gjordes i huvudsak med ögonmått. Dessutom monterades materialprovet på infästningsytan med hjälp av häftmassa. Att få provet att stå rakt var helt avgörande för att få några diffraktionslinjer över huvudtaget, en stabilare laborationsuppställning hade därför varit att föredra. Bristfällig noggrannhet på detta område resulterade i en rad misslyckade försök.

Materialprovet tillverkades genom att fila materialet, för att sedan hålla kornen i en kappilär. Eventuella föroreningar som letar sig in i kappillären kan ha påverkat de diffraktionslinjer som observerades. Diffraktionslinjerna registrerades dessutom med hjälp av en gammaldags film som monterades i en cirkel runt provet (se Figur 4b i metodavsnitt 3.2). Då filmen monterades blev den ofta inte helt cirkulär, vilket resulterade i att diffraktionslinjerna inte blev perfekta cirklar.

5.2 Transmissionsspektrum för kisel

I Figur 7 från avsnitt 4 återges resultaten för transmissionsmätningarna av kisel. Att transmissionen är ungefär noll för våglängder mindre än ca 1000 nm är rimligt eftersom det är ungefär här som bandgapet ligger. Detta gör att absorptionen blir stor i detta område.

Betrakta nu Figur 8 i teoriavsnitt 2.2. Vi noterar att intervallet inom vilket transmissionen kraftigt ökar är relativt stort [1050 - 1150] nm. Den bakomliggande orsaken till detta skulle kunna vara att kisel har ett indirekt bandgap, vilket innebär en låg sannolikhet för övergångar orsakade av fotoner vars energi är mycket lik bandgapsenergin.

Vi noterar även att transmissionen inte riktigt har nått sitt maxima då våglängden motsvarar bandgapsenergin. Detta resultat är lite förvånande med tanke på att man inte förväntar sig att några fotoner med energi mindre än bandgapet ska kunna excitera elektroner. En första tanke till varför skulle kunna vara att existerande fononer i materialet bidrar med energi för att möjliggöra övergången. Energin för en fonon (~ 10 meV) är dock mindre än skillnaden i fotonenergi mellan 1088 - 1200 nm (~ 100 meV). En trolig förklaring är helt enkelt att det är orenheter i materialet som skapar denna effekt.

Precis som tidigare omtalat så var de två kurvorna som uppgör Figur 7 från början förskjutna med ett antal procentenheter i förhållande till varandra (se Figur 11). Materialet flyttades lite mellan varje mätning så förskjutningen skulle kunna förklaras av att transmissionen berodde på var man träffade materialet med strålningen, vilket skulle vara fallet om materialets tjocklek varierade. I och med att tjockleken av materialet inte tas med i beräkningarna så är inte den absoluta transmissionskoefficienten av något vidare intresse. Det är snarare kurvans utseende som är intressant, eftersom de förskjutna kurvorna i Figur 11 har samma utseende togs den vertikala förskjutningen mellan kurvorna bort.

Vid mätningen av transmissionsspektrumet för kisel användes mätinstrument med hög precision. Det kan därför antas att de felkällor som finns är relaterade till det materialprov som användes. Dessa felkällor skulle kunna vara föroreningar i materialet som analyserades, samt smutsiga ytskikt på såväl materialprovet som mätinstrumentens linser.

Vid gränserna 185 nm och 3300 nm ser vi i Figur 7 en större spridning i mätvärdena. Detta kan bero på att Cary 500 inte fungerar lika bra för våglängder nära dess prestationsgränser på 175 nm och 3300 nm.

5.3 Färgcentra i NaCl

Efter röntgenstrålningen såg vi alltså en orange prick (se Figur 12 i Appendix C) på provet. Om Figur 9 dessutom jämförs med ett spektrum över de synliga våglängderna ser man att provet absorberar grönt och blått ljus. De våglängder som blir kvar om man tar bort dessa är gult och rött, detta är anledningen till varför provet i Figur 12 får en orange färg.

Absorptionen ligger alltså i de blågröna delarna, med en topp omkring 463 nm. Detta stämmer väl överens med tidigare mätningar för NaCl [17, 18]. Som vi ser i figuren blir dessutom absorptionsskillnaden mer eller mindre noll när våglängden överstiger 600 nm. För mindre våglängder är det dock svårt att se vad som kommer hända. Det går inte att utesluta att skillnaden går mot ett värde större än noll. Att döma av tidigare mätningar attenueras den dock snabbt. Det hade hursomhelst varit intressant att mäta transmissionen över ett stort intervall, kanske till och med i samma storleksordning som mätningen i Figur 7, för att få en klar bild av hur transmissionsskillnaden ser ut utanför det synliga spektrumet.

Vi förväntade oss att färgcentrat snabbt skulle försvinna efter att röntgenbestrålningen upphört. Detta visade sig inte vara fallet då man utan problem kunde notera existensen av ett färgcentra flera timmar efter att den radioaktiva exponeringen upphört att gälla.

Det var relativt svårt att få röntgenstrålningen att träffa mitt på provet. Om vi hade lyckats med detta bättre är det troligt att fler vakanser hade skapats i provet, vilket hade resulterat i en tydligare absorptionsskillnad. Detta hade förmodligen också kunnat åstadkommas med en längre exponeringstid. Det är möjligt att det finns en optimal exponeringstid, det vill säga att materialet blir mättat på färgcentra efter en viss tid. Det är svårt att uppskatta om 2,5 timmar var optimalt men vi bedömde att det var tillräckligt för detta ändamål.

6 Slutsats

Slutsatsen som kan dras för det okända materialprovet var att det hade FCC struktur och en gitterparameter $a \approx 3,63 \text{ Å}$, därmed var provet med största sannolikhet gjort av koppar.

Transmissionsspektrumet för kisel är relativt komplicerat och illustreras bäst med hjälp av Figur 7. Transmissionskoefficienten är i princip obefintlig för våglängder inom intervallet (185 nm – 1000 nm).

Färgcentra kan med fördel skapas med hjälp av röntgenstrålning, för NaCl uppkommer det synliga färgcentrat vid ca. 463 nm. Effekterna av kan observeras i flera timmar efter provet bestrålats.

Referenser

- [1] Philip Hofmann. *Solid state physics: an introduction*. Wiley-VCH, 2015.
- [2] Scattering and diffraction. the structure factor. http://www.xtal.iqfr.csic.es/Cristalografia/parte_05_7-en.html, [hämtad: 2018.03.27].
- [3] Johnny Österman Carl Nordling. *Physics Handbook for Science and Engineering*. Studentlitteratur AB, 8:14 edition, 2006.
- [4] J.A. Ogilvy. *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*. Adam Hiliter, 1991.
- [5] Marina Radulaski. Silicon carbide and color center quantum photonics. *Department of Applied Physics, Stanford University*, March 2017.
- [6] Wikipedia. F-center, februari, 2018. <https://en.wikipedia.org/wiki/F-center>, [hämtad: 2018.04.04].
- [7] Introduktionsföreläsning i fasta tillståndets fysik 2018-03-05, 2018. <https://pingpong.chalmers.se/courseId/8460/node.do?id=4517389&ts=1520258782515&u=-924123726>, [hämtad: 2018.04.04].
- [8] Fundamentals of Semiconductor physics. Insulator, semiconductor, conductor. http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI_ang_M05_C02/co/Contenu_02.html, [hämtad: 2018.04.04].
- [9] Wikipedia. Electgronvolt, March 2018. <https://en.wikipedia.org/wiki/Electronvolt>, [hämtad: 2018.04.04].
- [10] Jeremy Karl Cockcroft. Generation of x-rays. <http://pd.chem.ucl.ac.uk/pdnn/inst1/xrays.htm>, [hämtad: 2018.03.31].
- [11] Harvard. X-ray emission lines. <http://www.med.harvard.edu/jpnm/physics/refs/xrayemis.html>.
- [12] X-ray diffraction (debye-scherrer method), Juli, 2004. http://physics.usask.ca/~bzulkosk/modphyslab/phys381manual/xray_diffraction_2004.pdf, [hämtad: 2018.03.27].
- [13] Huber. Debye scherrer chamber 806/807. <https://pingpong.chalmers.se/courseId/8460/node.do?id=4495211&ts=1519723020883&u=-924123726>, [hämtad: 2018.04.15].
- [14] Yougui Liao. Forbidden/allowed reflections/diffraction spots in diffraction patterns. <http://www.globalsino.com/EM/page3897.html>, [hämtad: 2018.03.31].
- [15] Varian. Cary 100/300/400/500 spectrophotometer specifications brochure. <http://photos.labwrench.com/equipmentManuals/1055-1029.pdf>, [hämtad: 2018.04.15].
- [16] PerkinElmer. Perkinelmer frontier ft-ir, nir and fir spectroscopy brochure. https://www.perkinelmer.com/lab-solutions/resources/docs/BR0_FrontierFTIR.pdf, , [hämtad: 2018.04.15].

- [17] A K Gupta and K V Rao. Differential f centre absorption and f centre gradient in nacl single crystals irradiated with xrays under dc field. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 13 L581, 1980.
- [18] E. RZEPKA. M. GHOMI and L. 'L'AUREL. Study of initial stages of f-centre aggregation in nacl by raman scattering. *Laboratoire de Physique Cristalline, Equipe de Recherche n 13, associe au C.S.R.S., Universite' de Paris-Sud, Orsay*, 1979. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/pssb.2220920213>, [hämtad: 2018.04.16].
- [19] Wikipedia. Relative permittivity - wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Relative_permittivity, [hämtad: 2018.03.31].
- [20] Wikipedia. Refractive index — wikipedia, the free encyclopedia, mars, 2018. https://en.wikipedia.org/wiki/Refractive_index, [hämtad: 2018.04.24].

A Fononexcitationer

Den dielektriska konstanten ϵ beskriver hur ett material interagerar med elektriska fält [19]. Frekvensberoendet hos ϵ innebär ett frekvensberoende hos brytningsindexet n för materialet genom

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{Re(\epsilon_0\epsilon_r) + i \cdot Im(\epsilon_0\epsilon_r)} \quad (13)$$

Det visar sig att ljus endast kan koppla till fononer i de optiska grenarna i dispersionsrelationen, dessutom är kopplingen endast möjlig för små värden på fononens vågvektor $\vec{k}$. Vibrationerna som uppfyller dessa krav är gittervibrationer där de positiva och negativa jonerna inuti en enhetscell vibrerar i motfas med varandra. I gränserna mellan enhetsceller är dock rörelserna i fas. Detta gör att materialet kan modelleras som en uppsättning oberoende harmoniska oscillatorer, med en harmonisk oscillator per enhetscell. En differentialekvation som beskriver problemet kan skrivas, vars lösning resulterar i följande uttryck för real och imaginärdelarna av ϵ_r [1]

$$\begin{cases} Re(\epsilon_r) = 1 + \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\Omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \\ Im(\epsilon_r) = \frac{\gamma\omega\Omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \end{cases} \quad (14)$$

där ω_0 är de harmoniska oscillatorernas egnenfrekvens medan γ och Ω är materialberoende konstanter. Det gäller att $\omega_0 \approx E_g/\hbar$, där E_g är bandgapets storlek.

Notera att för $\omega < \omega_0 = E_g/\hbar$ är $Re(\epsilon_r) > 0$, vilket innebär att ljuset kan propagera genom materialets yta. För $\omega > \omega_0$ är $Re(\epsilon_r) < 0$ vilket innebär att ljuset börjar absorberas.

För vinkelrätt infall mot en yta har vi följande transmissionskoefficient (T) och reflektionskoefficient R i ytskiktet [20]

$$\begin{cases} R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \\ T = 1 - R \end{cases} \quad (15)$$

där n_1 är brytningsindex för mediet för den infallande strålningen, och n_2 är brytningsindex för mediet för den transmitterade strålningen. Det är dessutom så att materialet kommer att absorbera en del av det ljus som propagerar genom materialets yta, vilket innebär att

$$\begin{cases} I_{\text{refl}} = R \cdot I_{\text{in}} \\ I_{\text{abs}} + I_{\text{trans}} = (1 - R)I_{\text{in}} \end{cases} \quad (16)$$

A.1 Fononexcitationernas bidrag till reflektionskoefficienten

Vi vill nu undersöka reflektionens beroende av frekvensen lite närmare. Eftersom konstanterna ω_0 , Ω och γ är svåra att bestämma så nöjer vi oss med att titta på gränsvärdena för uttrycket för reflektionen i ekvation 15. Enligt ekvation 14 faller det sig nu naturligt att definiera tre funktioner $a(\omega)$, $b(\omega)$ och $c(\omega)$ enligt

$$\begin{cases} a(\omega) = (\omega_0^2 - \omega^2)\Omega^2 \\ b(\omega) = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2 \\ c(\omega) = \gamma\omega\Omega \end{cases} \quad (17)$$

Vi får då att

$$n_2 = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \frac{a(\omega)}{b(\omega)} + i \cdot \frac{c(\omega)}{b(\omega)}} = \sqrt{r} e^{i\phi/2} \quad (18)$$

där vi i det sista steget och skrivit om den komplexa talet under rottecknet på exponentiell form. ϕ och r ges alltså av

$$\begin{cases} \tan \phi = \frac{c(\omega)}{a(\omega) + b(\omega)} \\ r^2 = \frac{1}{b(\omega)} \left((a(\omega) + b(\omega))^2 + c(\omega)^2 \right) \end{cases} \quad (19)$$

Eftersom $n_1 \approx 1$ kan vi nu skriva uttrycket för reflektionen i ekvation 15 som

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{r} e^{i\phi/2}}{1 + \sqrt{r} e^{i\phi/2}} \right|^2 \quad (20)$$

Vi ska nu visa att i båda gränserna $\omega \rightarrow 0$ och $\omega \rightarrow \infty$ så går ϕ mot 0 och därmed så går $e^{i\phi/2}$ mot 1. Vi har alltså att

$$\tan \phi = \frac{c(\omega)}{a(\omega) + b(\omega)} = \frac{\gamma \omega \Omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) \Omega^2 + (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (21)$$

Vi ser här att nämnare är nollskild i $\omega = 0$ men att täljaren inte är det. Detta betyder att $\tan \phi \rightarrow 0$ för $\omega \rightarrow 0$. Vi kan också se att graden i täljaren är 1 medan den är 4 i nämnaren. Alltså måste $\tan \phi \rightarrow 0$ då $\omega \rightarrow \infty$. Eftersom $\phi \rightarrow 0$ då $\tan \phi \rightarrow 0$ så kan vi alltså dra slutsatsen att $e^{i\phi/2} \rightarrow 1$ i båda gränserna.

Vi skriver nu om ekvation (20) till

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{r}}{1 + \sqrt{r}} \right|^2 \quad (22)$$

I gränsen $\omega \rightarrow 0$ sätter vi att $\omega = 0$ och får att $a(0) = \omega_0^2 \Omega^2$, $b(0) = \omega_0^4$ och $c(0) = 0$, vilket ger att

$$r(0) = \frac{1}{\omega_0^4} \sqrt{(\omega_0^2 \Omega^2 + \omega_0^4)^2} = \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} + 1 \quad (23)$$

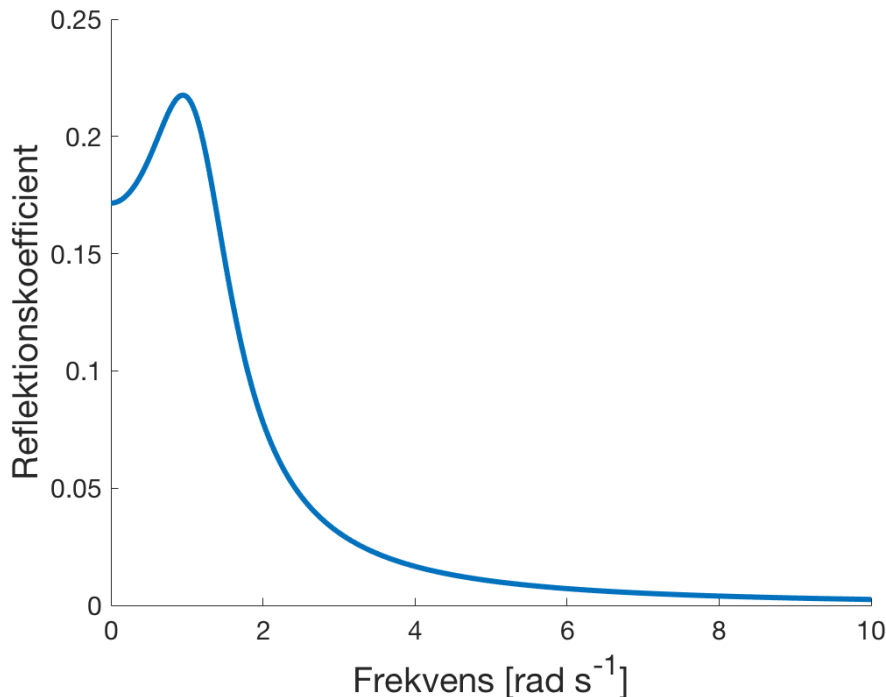
Reflektionen blir då

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{\frac{\Omega^2}{\omega_0^2} + 1}}{1 + \sqrt{\frac{\Omega^2}{\omega_0^2} + 1}} \right|^2 \quad (24)$$

som endast kan vara noll om $\Omega = 0$. För den andra gränsen så kommer vi ihåg att $b(\omega)$ är ett polynom av högre grad än både $a(\omega)$ och $c(\omega)$. Vi kan skriva om ekvation (22) som

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{\sqrt{b(\omega)} - \left((a(\omega) + b(\omega))^2 + c(\omega)^2 \right)^{1/4}}{\sqrt{b(\omega)} + \left((a(\omega) + b(\omega))^2 + c(\omega)^2 \right)^{1/4}} \right|^2 = \\ &= \left| \frac{1 - \left(\left(\frac{a(\omega)}{b(\omega)} + 1 \right)^2 + \frac{c(\omega)^2}{b(\omega)^2} \right)^{1/4}}{1 + \left(\left(\frac{a(\omega)}{b(\omega)} + 1 \right)^2 + \frac{c(\omega)^2}{b(\omega)^2} \right)^{1/4}} \right|^2 \rightarrow \\ &\rightarrow \left| \frac{1 - 1}{1 + 1} \right|^2 = 0, \text{ då } \omega \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (25)$$

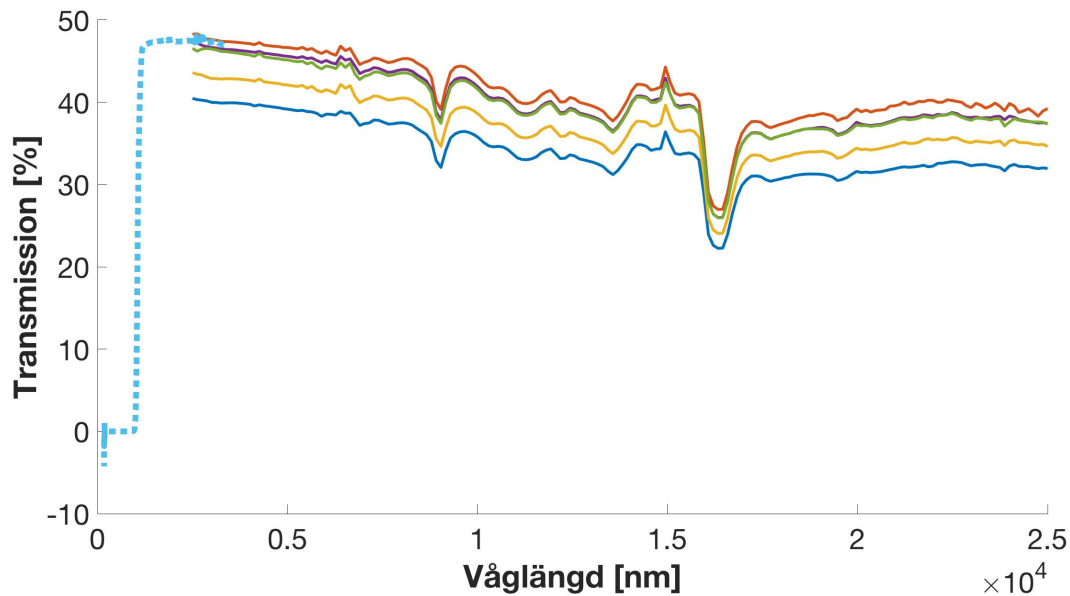
Vi har här alltså visat att i gränsen $\omega \rightarrow 0$ så är reflektionen nollskild för alla värden på konstanterna ω_0 , Ω och γ förutom för $\Omega = 0$. Vi har också visat att reflektionen går mot noll för stora frekvenser. Detta gäller alltså för reflektion som orsakas av fononexcitationer. I Figur 10 ser vi fononexcitationernas bidrag till reflektionskoefficienten. Här är konstanterna ω_0 , Ω och γ satta till 1. Vi ser att reflektionen närmar sig ett tal större än noll för små frekvenser och att reflektionen går mot noll för stora frekvenser. Vi noterar också toppen som sker vid 1 rad s^{-1} . Genom att testa olika värden på konstanterna ω_0 , Ω och γ noterar vi att toppen alltid sker vid ω_0 .



Figur 10: Schematisk bild över bidraget till reflektionskoefficienten för kisel orsakad av fononexcitation. Samtliga av konstanterna ω_0 , Ω och γ är här satta till 1.

B Transmissionsspektra för kisel

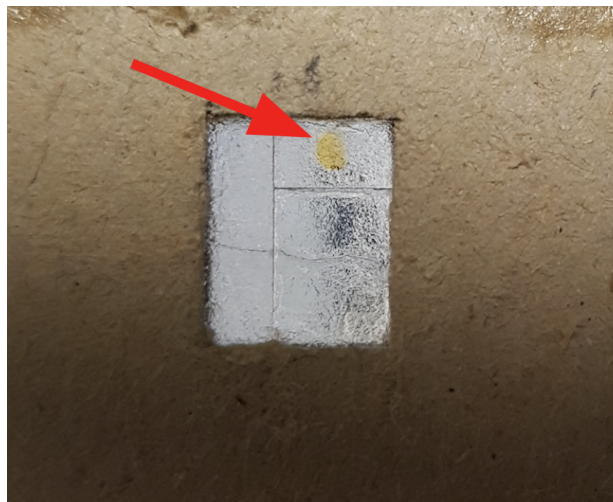
Mätdata som samlades in vid mätningen av kisels transmissionsspektrum blev, på grund av att det intressanta våglängdsintervallet var långt, insamlat av två olika maskiner. De erhållna mätvärdena var, för det låga våglängdsintervallet (185 nm – 2500 nm), mycket konsistenta (amplitudvariation mellan mätningar $< 0.1\%$). För det höga våglängdsintervallet (2500 nm – 25000 nm) skiljde sig dock amplituden mellan mätningar med knappt tio procentenheter. Figur 11 visar mätdata från spektrometrarna: Cary 500 och PelkonElmer. Varje kurva inom intervallet (2500 nm – 25000 nm) är ett medelvärde av 11 mätserier. De olika kurvorna inom intervallet (2500 nm – 25000 nm) motsvarar olika orientering på materialprovet.



Figur 11: Mätdata för transmissionsmätningarna av kisel. Den prickiga delen mättes med Cary 500 spektrometern medan de heldragna delarna mättes med PerkinElmer spektrometern. Förskjutningarna i vertikalled i PerkinElmer-datan beror på hur provet var vänt.

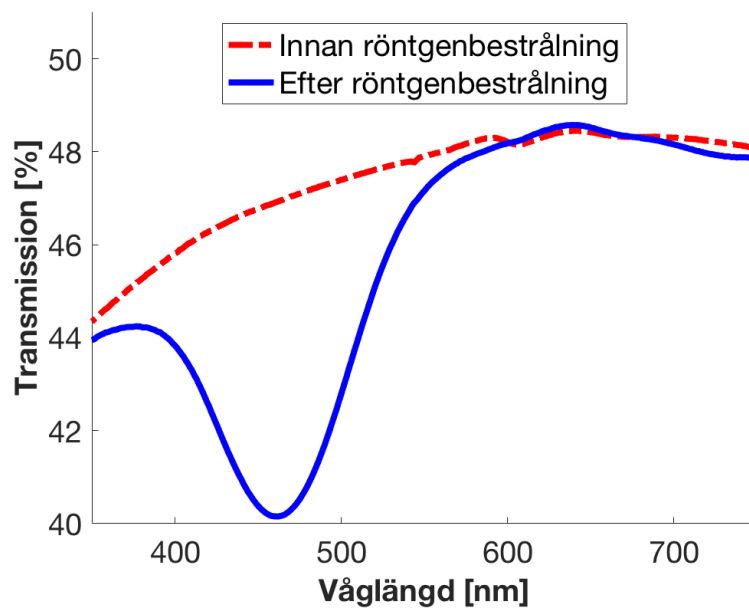
C Färgcentra i NaCl

Figur 12 Visar den orangea punkt som bildades då NaCl utsattes för röntgenbestrålning. Färgcentrat varade i flera timmar efter det att bestrålningen upphört.



Figur 12: NaCl efter det blivit röntgenbestrålats. Notera den orangea punkt på provet som är färgcentrat.

Figur 13 visar transmissionsspektrumet för NaCl innan (sträckad linje) respektive efter (heldragen linje) röntgenbestrålningen. Notera att transmissionen efter materialprovet röntgenbestrålats har ett lokalt minima vid ca. 460 nm.



Figur 13: Den uppmätta transmissionen för NaCl med och utan färgcentra. Vi noterar att färgcentrat minskar transmissionen i området 400 nm – 550 nm.

D Laborationslogg