

ABSOLUT MÄTNING AV RÖNTGEN- STRÅLARNAS VÅGLÄNGD.

Av Erik Bäcklin.

Redan på ett tidigt stadium av röntgenforskningen var man tämligen allmänt övertygad om att den nya strålningen var av samma natur som ljuset. Därför försökte man även att utföra mätningar av våglängden med metoder lånade från den vanliga optiken, såsom brytning i ett prisma och avböjning i en smal spalt, men utan positiva resultat. I stället fick man nöja sig med att karakterisera strålningen mer kvalitativt genom angivande av dess hårdhet, d. v. s. dess förmåga att genomtränga materia. Man kunde emellertid ur erhållna resultat sluta, att våglängderna voro oerhört mycket kortare än det vanliga ljusets, men man saknade medel att åstadkomma en spektral uppdelning av en strålning med så kort våglängd. Det dröjde mer än 15 år efter RÖNTGENS upptäckt, innan problemet om våglängdsmätningen löstes genom de experiment, som på LAUES förestående utfördes av FRIEDRICH och KNIPPING, och som till fullo bekräftade LAUES idé om röntgenstrålarnas interferens i kristaller. I de kort tid därefter följande arbetena av de bägge engelsmännen BRAGG angavs icke blott en metod för att med stöd av kristallstrukturundersökningar beräkna kristallernas gitterkonstant, utan även en enkel relation mellan våglängd och böjningsvinklar, svarande mot den vanliga optikens gitterformel. Kristallen blev röntgenspektroskopiens gitter, men under det att man för vanliga gitter direkt kunde mäta gitterkonstanten d. v. s. avståndet mellan de mekaniskt framställda ritsorna på gittrets

yta, var detta ej ens tänkbart för en kristall, där motsvarande storhet representeras av avståndet mellan de reflekterande atomplanen.

Av den Braggska lagen

$$n\lambda = 2d \sin \varphi,$$

där λ är våglängden, d gitterkonstanten och φ den s. k. glansvinkeln, framgår, att våglängdsmätningens resultat i absolut mått, d. v. s. i cm är i lika hög grad beroende på såväl vinkelbestämningen som på tillförlitligheten av det beräknade värdet av gitterkonstanten.

Under det att de spektrometriska metoderna närmast genom SIEGBAHNS arbeten nådde en fulländning svarande mot den vanliga optikens, voro metoderna för bestämning eller beräkning av d ej på långt när underkastade en motsvarande grad av utveckling. För att få en enhetlig röntgenspektrometrisk våglängdsskala blev det därför nödvändigt att fastslå ett visst bestämt värde på gitterkonstanten för en kristall. Man valde det av MOSELEY, vid den första systematiska undersökningen av grundämnenas karakteristiska röntgenspektra, använda värdet för stensalt, som fick gälla som exakt för en temperatur av 18°C .

$$d_{\text{NaCl}, 18^\circ} = 2.81400 \text{ ÅE.}$$

Från och med denna tidpunkt måste man således säga, att våglängdsbestämningarna ej längre voro absoluta, d. v. s. angivna i det absoluta systemets längdskala, utan de skedde i en särskilt vald röntgenspektrometrisk skala, den s. k. kristallskalan, definierad av ovanstående värde för stensaltets gitterkonstant.

Det visade sig emellertid snart att stensaltet ej uppfyllde de krav, som man måste ställa på ett förstklassigt gitter, och därför övergick man till den lämpligare kalkspatkristallen, vars gitterkonstant i stensaltskalan med utomordentlig precision bestämdes av SIEGBAHN.

$$d_{\text{CaCO}_3, 18^\circ} = 3.02904 \text{ ÅE.}$$

Även för denna kristall har man kunnat beräkna gitterkonstanten. Vid en sådan beräkning kommer ett flertal storheter till användning, tillhörande vitt skilda områden inom fysiken. Resultatets noggrannhet är således direkt beroende av den noggrannhet, med vilken man lyckats bestämma dessa konstanter. Efter omsorgsfullt utförda mätningar av täthet och kristallvinklar beräknade COMPTON tillsammans med BEETS och DE FOE kalkspatkristallens gitterkonstant vid 20° , och då resultatet med användning av den beräknade utvidgningskoefficienten vinkelrätt mot atomplanen reducerades till 18° , erhöles just det av SIEGBAHN relativt stensaltkristallen funna värdet.

Kristallskalan skulle således inom de angivna felgränserna för den utförda beräkningen, d. v. s. inom cirka $\frac{1}{3} \text{ } \text{‰}$, överensstämma med den absoluta.

Man hade emellertid vid kristallmätningarna funnit, att om man enligt den Braggska lagen beräknade våglängden, erhöles en systematisk gång för de olika ordningarna. Detta fenomen, som är ett resultat av röntgenstrålarnas brytning i kristallytan, har redan beskrivits av Doc. LARSSON i Bd. 5 av denna tidskrift. Om man vill beräkna våglängden med tillhjälp av den ursprungliga BRAGGSKA lagen och de observerade vinklarna i olika ordningar, måste man tydligen använda olika gitterkonstanter för olika ordningar för att samma våglängdsvärde skall erhållas. De då använda gitterkonstanterna äro endast skenbara och med den kännedom man fått om brytningen kan deras storlek beräknas. Här må endast framhållas att de skenbara gitterkonstanternas storlek om den ytterst ringa anomala dispersionen fränses är oberoende av våglängden och endast varierar med spektrums ordningstal n på så sätt att skillnaden i förhållande till den verkliga gitterkonstanten, d. v. s. avståndet mellan atomplanen, är störst för första ordningen. Nu äro visserligen de flesta precisionsbestämningarna utförda just i första ordningen, men på grund av att effekten är mycket liten i förhållande till den möjliga differensen mellan kristallskalan och den absoluta, har man för att undvika en onödig omräkning av våglängderna i stället lagt den lilla ruckningen på kristallskalan. Som slutgiltig bas

för denna har därmed antagits det redan angivna värdet på kalkspatens gitterkonstant gällande för spektra av första ordningen

$$d_{\text{CaCO}_3, 18^\circ, 1. \text{ ordn.}} = 3.02904 \text{ ÅE.}$$

Om hänsyn toges till brytningen kommer detta värde, gällande I. ordningen att svara mot ett avstånd mellan atomplanen, d. v. s. en verklig gitterkonstant 3.02945 ÅE. Man har således använt ett värde, som är något större än det ur experimentella data beräknade, och för att få bästa överensstämmelse med den absoluta skalan d. v. s. om man vill uttrycka våglängden i cm böra således de i kristallskalan angivna röntgenvåglängderna minskas i motsvarande grad (-0.135 ‰).

Som en sammanfattning av ovanstående kunna vi således säga att under det att röntgenvåglängder kunna mätas med en noggrannhet av ung. 1 enhet i 6:e siffran i kristallskalan, denna skala själv relativt den absoluta ej är känd med högre grad av noggrannhet än ungefär 1 à 2 enheter i den 4:e. Jämförelsevis må nämnas att den optiska våglängdsskalan, tack vare MICHELSONS interferometriska metoder, överensstämmer med den absoluta inom en enhet i 7:e siffran.

En bestämning av förhållandet mellan den antagna kristallskalan och den absoluta föreföll tills för ett fåtal år sedan tämligen omöjlig. En noggrannare bestämning av de vid beräkningen av kristallens gitterkonstant ingående storheterna erbjöd mycket stora svårigheter. Återstod således att på en helt annan väg åstadkomma en tillräckligt noggrann absolut mätning av om också blott en enda röntgenvåglängd.

Genom de utförda våglängdsmätningarna hade man fått nya erfarenheter beträffande röntgenstrålarnas egenskaper. Tekniken hade utvecklats, så att det ena efter det andra av de försök, som tidigare trotsat ansträngningarna, med lyckat resultat kunde genomföras. Sålunda hade röntgenstrålarnas brytningsindex kunnat uppmätas och visat sig vara mindre än 1, ehuru mycket nära detta tal. Skillnaden uppgick till en storleksordning av ungefär 10^{-5} . På samma sätt som totalreflexion inträffar för

vanligt ljus vid övergång från ett tätare medium till ett tunnare, borde detta även kunna påvisas för röntgenstrålar. Om man sätter brytningsindex

$$\mu = 1 - \delta$$

kommer totalreflexion att inträffa för glansvinklar φ mindre än

$$\varphi_t = \sqrt{2\delta}$$

Då δ är mycket litet för röntgenstrålar blir även φ_t mycket liten, för vanliga röntgenstrålar ($\lambda \sim 1.5 \text{ ÅE.}$) uppgår den till ett 10-tal minuter. Denna spegling påvisades först av A. H. COMPTON 1923. Man insåg mycket snart möjligheten av att använda vanliga optiska reflexionsgitter för framställning av röntgenspektra. Det infallande röntgenstrålnippet måste härvid tydligen träffa gittret under nästan strykande incidens, och just i detta fall visade det sig vara möjligt att uppnå en tillräckligt hög dispersion.

Om i den inom den vanliga optiken gällande gitterekvationen vinklarna räknas från gitterytan i stället för från normalen, erhålles efter hyfsning ekvationen

$$n\lambda = 2d \sin \frac{2\varphi + \Theta}{2} \sin \frac{\Theta}{2},$$

där beteckningarna framgå av fig. 1.

För att kunna bestämma våglängden måste således gitterkonstanten d och vinklarna φ och Θ kunna mätas. Gitterkonstanten bestämmes såsom inom optiken med tillhjälp av en bekant optisk standardvåglängd. Vinklarna 2φ och $2\varphi + \Theta_n$ (se fig. 1) erhållas genom uppmätning av motsvarande avstånd OC och Oa_n på den plåt, som uppfångar strålningen samt avståndet R mellan denna och den effektiva gitterytans centrum M . De nödiga storheterna för våglängdsberäkningen kunna således mätas.

Inom den vanliga optiken har man emellertid möjlighet att med tillhjälp av linser åstadkomma ett brett parallellt ljusknippe, som träffar gittret, och att efter reflexionen och avböjningen åstadkomma skarpa bilder av spalten d. v. s. skarpa spektral-

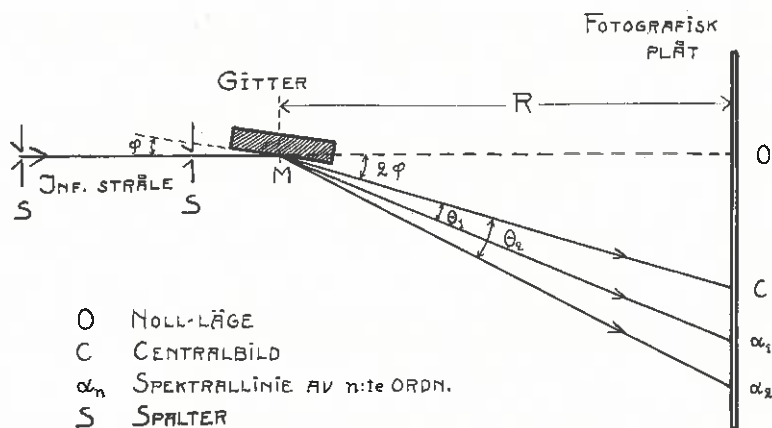


Fig. 1. Schematisk bild av anordning för framställning av röntgenspektra med plant reflexionsgitter.

MO direkt stråle, MC reflekterad stråle, Ma avböjd stråle.

linjer. Inom röntgenoptiken föreligger icke denna möjlighet. För att här få skarpa spektrallinjer måste i stället strålknipets bredd starkt begränsas, och detta sker i allmänhet på så sätt, att den infallande strålningen får passera tvenne mycket smala spalter (S i fig. 1), på tillräckligt avstånd från varandra. Spalt-paret utgör således ett slags kollimator. Trots detta blir den infallande strålningen ej fullt parallell, vilket är villkoret för den använda gitterekvationen, men beräkningar ha visat, att de fel, som därigenom uppstå vid de i allmänhet förekommande anordningarna, äro betydelselösa i förhållande till den hitintills nådda graden av noggrannhet.

Metoderna för att framställa röntgenspektra med tillhjälp av plana optiska reflexionsgitter skilja sig ej mycket från varandra. I stort sett överensstämman de med fig. 1. Det smala av spalterna begränsade strålknipet träffar gittret under strykande incidens. De reflekterade och avböjda strålarna uppfångas på en fotografisk plåt, ställd vinkelrätt mot det infallande strålknipets riktning och på så stort avstånd (upp till 1 à 2 meter), att de erhållna spektra bekvämt kunna mätas.

Det var återigen COMPTON, som tillsammans med R. L. DOAN år 1925 först lyckades att avböja röntgenstrålar med ett vanligt optiskt gitter. Anordningen överensstämde i huvudsak med fig. 1 med undantag av, att den främsta spalten ersatts med en kristallmonokromator, varigenom strålning av endast en våglängd träffade gittret. Kort tid därefter erhöi J. THIBAUD i Paris, utan användning av monokromatiskt ljus verkliga röntgenspektra med flera olika spektrallinjer. Bägge dessa undersökningar gävo så till vida samma resultat, att inom försöksfelen, c:a $\pm 1\%$, kristallskalan överensstämde med den absoluta. Båda arbetade med relativt kortvågig röntgenstrålning, den förra med Mo Ka-linjen vid $\lambda = 0.7$ ÅE. och den senare med Cu Ka-linjen vid $\lambda = 1.5$ ÅE. Större delen av de angivna felen kunde antagas bero på svårigheter, att vid de använda mycket små glansvinklarna fixera den effektiva gitterytans centrum för bestämningen av avståndet R, samt dessutom på att i det ena fallet centralbilden, i det andra 0-läget undandrog sig en uppmätning. Våglängden beräknades därför med användande av respektive spektrallinjer i flera ordningar, men härigenom blev noggrannheten i viss mån lidande.

På Fysiska Institutionen i Uppsala företogs av förf. åren 1926 och 1927 en serie dylika undersökningar, som hade till mål att om möjligt stegra noggrannheten. För att få större vinklar valdes en betydligt längre våglängd, nämligen den vid denna tidpunkt längst med kristall precisionsbestämda spektrallinjen Al Ka, $\lambda = 8.3$ ÅE. Då denna mjuka strålning så gott som fullständigt absorberas redan av ett några centimeter tjockt luftskikt, måste undersökningen utföras i vacuum. Fig. 2 är en skematisk bild av den för ändamålet på institutionen byggda vacuumspektrografen.

Då arbetet från början var avsett att även omfatta våglängdsbestämningar inom det långvågigaste röntgenområdet fram till ultraviolett, konstruerades spektrografen, så att intet absorberande skikt skulle finnas mellan ljuskällan, d. v. s. antikatoden i röntgenröret och den fotografiska plåten. Detta förutsatte samma höga vacuumgrad i spektrografen som i röntgenröret, vilka

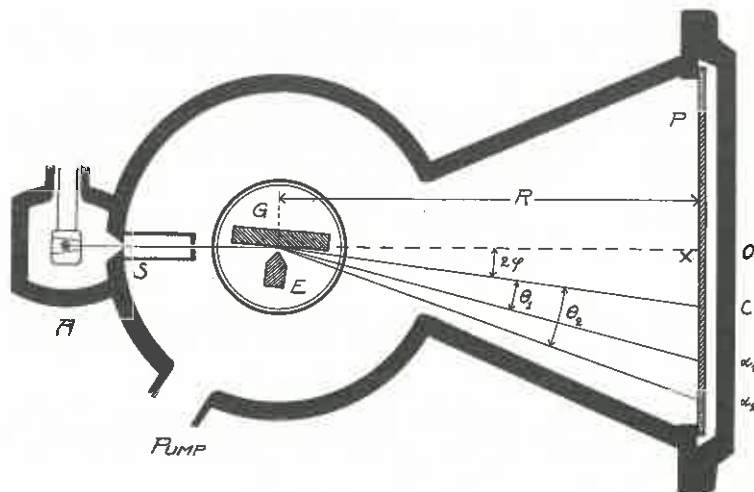


Fig. 2. Schematisk bild av gittervakuumspektrograf.

A röntgenrör, *S* spalt, *E* stälegg, *G* gitter, *P* fotografisk plåt, *x* fast hårkors.

därför sattes i förbindelse med varandra genom kanaler runt om spalten *S*.

Det från röntgenröret *A* kommande mot gittret *G* infallande strålnippet begränsades av tvenne smala spalter. Den ena av dessa, *S*, vars bredd var 0.03 mm, var placerad nära antikatoden och begränsade således ljuskällan. Den andra spalten bestod av en framför gittret på avståndet 0.01 mm uppställd stälegg *E* och dess spegelbild i gitterytan. Denna spalts bredd var således 0.02 mm. Spalten *S*, stäleggen *E*, gitterets yta och dess ritsor inställdes noggrant parallella sinsemellan. Gitterbordet med stäleggen kunde dessutom vridas omkring en vertikal axel, parallell med gitterritsorna och stäleggen och liggande i gitterets plan mitt framför eggen *E*. På detta sätt fixerades centrum på den effektiva gitterytan och avståndet *R*, mellan detta och den vinkelrätt mot det infallande strålnippet ställda fotografiska plåten *P* kunde mätas med hög grad av noggrannhet. I fig. 2 ha de vinklar som komma till användning, glansvinkel φ och böjningsvinkel θ markerats.

Till förfogande stodo de gitter, som A. J. ÅNGSTRÖM på 1860-talet använde för sina berömda våglängdsmätningar i solspektrum, och som ritsats av NOBERT. Det visade sig, att det av Ångström som bäst angivna gittret med ungefär 220 ritsor pr mm även var bäst vid mätning av röntgenstrålarnas våglängder. De för evakueringen av spektrograf och röntgenrör använda pumparna samt den elektriska utrustningen för högspänning m. m. voro de vid kristallmätningarna vanliga. Fig. 3 är ett fotografi av hela anordningen med spektrograf, pumpar och manöverbord.

Exponeringstiderna vid måttlig belastning av röntgenröret (10 mA, 20 kV) voro 1 à 2 timmar. Som kontroll uppmättes utom *Al Ka*-linjen även en del andra spektrallinjer, nämligen *Mo La* och *Lβ* vid c:a 5 ÅE., *Mg Ka* vid 10 ÅE. och *Fe La* vid 17 ÅE. I fig. 4 synes en del av de erhållna spektrogrammen ungefär 2 ggr förstorade. Utom de ovannämnda spektrallinjerna synas på en del plåtar dels en del linjer härrörande från den använda lågtemperaturkatoden, dels även kolets *Kα*-linje vid 44.7 ÅE. I den starka diffusa svärtningen finnes den skarpt markerade centralbilden *C*, (se *Al*-spektrogrammet) vars bredd var 0.2 mm och som kunde urskiljas mycket tydligt i genomgående ljus. Längst till vänster finnes en annan stark svärtning uppkommande därigenom, att gittret vridits, så att ett strålnippe, som passerar mellan gitter och stälegg, träffar plåten direkt. Ungefär mitt på denna svärtning finnes skuggan av ett omedelbart framför plåten i spektrografen fästat fint hårkors, som befinner sig mycket nära det riktiga 0-läget. Linjeavståndet på plåtarna mättes från detta hårkors, vars läge i förhållande till det direkta strålnippet bestämdes på särskilda plåtar. Härvid förfors så, att gittret borttogs, och en plåt exponerades ett par minuter, varigenom hela plåten belystes utom den del, som skuggas av eggen. Gitterbordet vreds därpå på 180°, så att eggen således kom att ligga på andra sidan vridningsaxeln, och ny exponering lika lång tid vidtog. Dessa 2 exponeringar täcka varandra på ett område, som vid rätt injustering av gittret svarar mot den spalt, som bildas av eggen och dess spegelbild i gitterytan. En kontroll på denna injustering utgjordes av, att

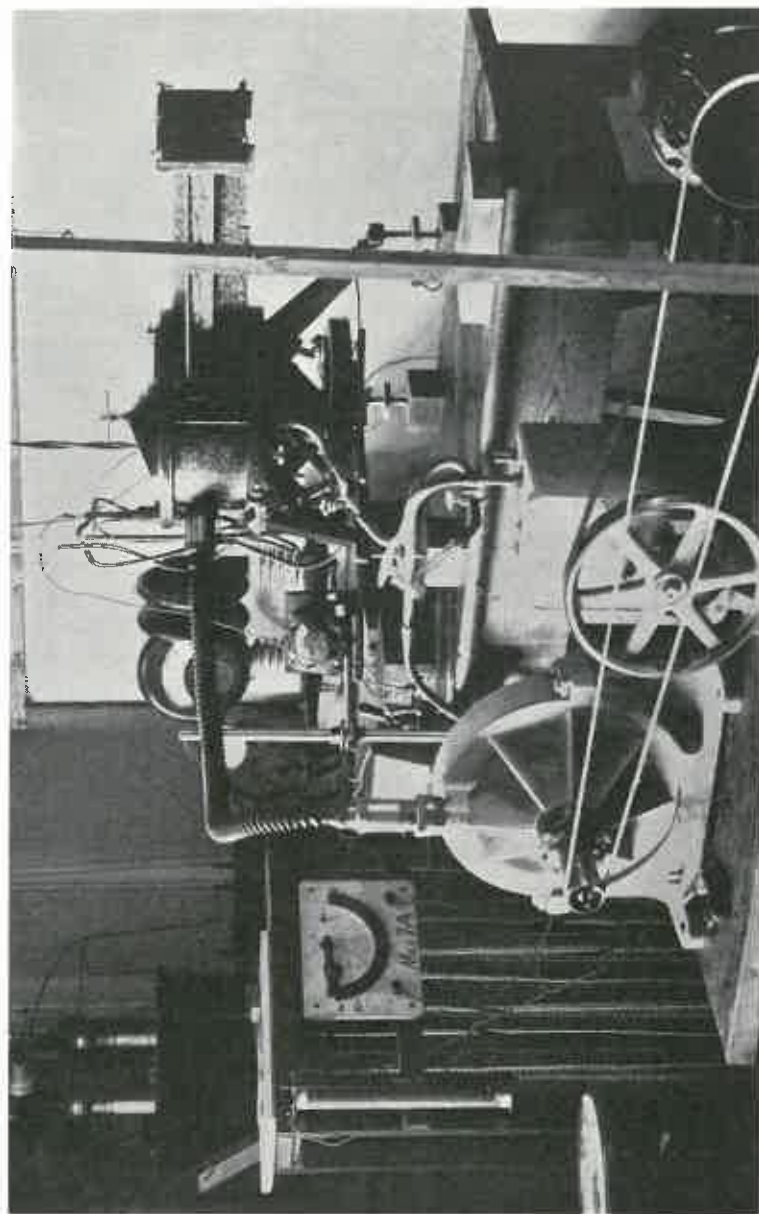
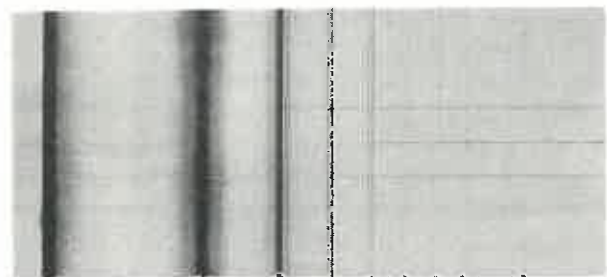
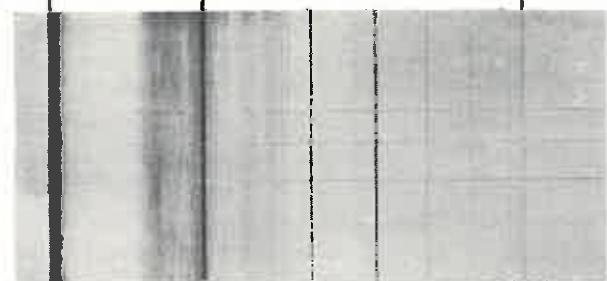


Fig. 3. Apparatur för bestämning av röntgenstrålarnas absoluta våglängder.

Mo.

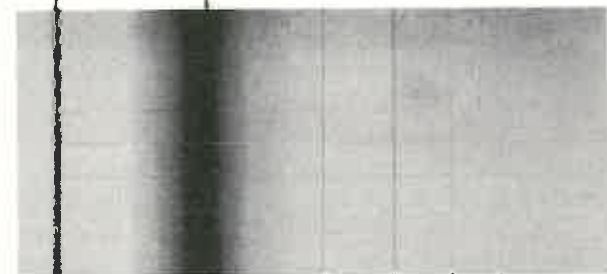
 $L_{\alpha, \beta}$
 $\lambda = 5 \text{ ÅE}$ O C I II III IV V VI C $K\alpha$
 $\lambda = 44.7 \text{ ÅE}$

Al.

 $K\alpha$
 $\lambda = 8 \text{ ÅE}$ 

O C I II III IV V VI

Mg.

 $K\alpha$
 $\lambda = 10 \text{ ÅE}$ 

O C I II III IV

Fig. 4. Röntgenspektra erhållna med plant reflexionsgitter.
O nolläge, C centralbild, I—VI spektrallinjer i olika ordningar.

bredden av den erhållna svarta linjen inom mätfelen (± 0.002 mm) stämde med centralbildens.

Resultatet av de utförda mätningarna har sammanförts i nedanstående tabell.

Tabell.

Spektrallinje	$\lambda_{\text{abs.}}$ ÅE.	$\lambda_{\text{krist.}}$ ÅE.	diff. i ‰
Mo $L\alpha$	$5.402 \pm 2 \%$	5.3943	+ 1.4
β	5.174 2	5.1658	1.6
Al $K\alpha$	8.338 1	8.3194	1.6
Mg $K\alpha$	9.888 2	9.8678	1.5
Fe $L\alpha$	17.61 2	17.58	1.7

Denna tabell visar, att metoden gett samma resultat beträffande förhållandet mellan kristallskalan och den absoluta skalan även för de som kontroll använda våglängderna. Med tillhjälp av den BRAGGSKA lagen kan man härur beräkna ett nytt värde på kalkspatkristallens gitterkonstant. Man har nämligen

$$d_{\text{abs.}} = d_{\text{krist.}} \cdot \frac{\lambda_{\text{abs.}}}{\lambda_{\text{krist.}}}$$

För detta ändamål användes endast det noggrannaste av de funna värdena nämligen det för Al $K\alpha$ -linjen $\lambda = 8,333$ ÅE. ± 1 ‰. De i tabellen upptagna kristallvåglängderna ha tagits ur SIEGBAHNS »The Spectroscopy of X-Rays» Oxford 1925. För Al $K\alpha$ -linjens våglängd i kristallskalan finnes emellertid ett senare av A. LARSSON bestämt värde 8,3229 ÅE., som torde vara av större noggrannhetsgrad. Det ur experimentella data beräknade värdet på gitterkonstanten är enligt föregående 3,02904 ÅE. och det mot detta svarande våglängdsvärdet, således reducerat enligt ovan, 8,3218 ÅE. Det nya värdet på gitterkonstanten blir alltså

$$d = 3.033 \text{ ÅE} + 1 \text{ ‰}.$$

Liknande absoluta våglängdsmätningar ha även utförts på en del andra håll. Vid COMPTONS institut ha undersökningarna fortsatts av WADLUND år 1928 och senare av BEARDEN 1929 och 1930. WADLUND använde härför en metod, som liknade COMPTONS ursprungliga men utan kristallmonokromator och erhöi för Cu $K\alpha$ -linjen en våglängd, som överensstämde med kristallskalans inom ± 0.5 ‰. Det visade sig emellertid senare, att noggrannhetsgraden varit betydligt överskattad. BEARDEN förändrade metoden så, att för bestämningen av centrum på den effektiva gitterytan tvenne plåtar upptogs med samma inställning. Den ena plåten var placerad på stort avstånd från gittret (2 meter), och den andra på endast ungefär fjärdedelen av detta avstånd. Genom en noggrann bestämning av avståndet mellan de bägge plåtarna kunde den sökta sträckan R beräknas. De resultat han nått ha publicerats i 4 snabbt på varandra följande arbeten, av vilka det senaste torde vara mest tillförlitligt. Med vacuumspektrograf och längre våglängder ha sådana mätningar även utförts av CORK vid universitetet i Michigan. De bägge senares resultat undandraga sig emellertid en bedömning på grund av mycket knapphändiga uppgifter. För att ge en översikt över hittills erhållna resultat ha nedan avvikelserna i ‰. från det beräknade värdet på kalkspatkristallens gitterkonstant samlats tillsammans med de av vederbörande angivna felgränserna.

		Avvikelse	Angivna felgränser
Förf.	1928	+ 1.4 ‰	± 1 ‰
Wadlund	1928	± 0	± 0.5
Bearden I	1929	+ 4.3	± 0.13
	II	+ 3.5	,
	III	+ 2.1	,
	IV 1930	+ 2.4	,
Cork	1930	+ 2.9	,

Som synes av ovanstående avvika resultaten betydligt från varandra, i synnerhet om hänsyn toges till de angivna felgränserna. Särskilt må framhållas de av BEARDEN erhållna värdena,

vilka samtliga skilja sig från varandra med större belopp än de av honom angivna felgränserna. En tendens till överskattning av tillförlitligheten synes således vara för handen. Man torde dock kunna draga den slutsatsen, att det hittills begagnade värdet på kalkspatens gitterkonstant är något för litet och, att skillnaden är större än vad de angivna felgränserna ($\pm 1/3 \text{ ‰}$) för det beräknade värdet ange.

Dessa undersökningar hava emellertid en räckvidd, som ej enbart sträcker sig till frågan om den röntgenspektrometriska skalan och kalkspatkristallens gitterkonstant. Deras betydelse är avsevärt större och berör ett flertal av fysikens fundamentala konstanter, nämligen AVOGADROS konstant, elektronladdningen och alla de med denna på ett eller annat sätt relaterade konstanterna. För att inse detta måste här anges de formler, som användes av COMPTON, BEETS och DE FOE vid deras beräkning av gitterkonstanten. Tankegången är härvid densamma, som angavs av BRAGG och som redan beskrivits av SIEGBAHN i den första årgången av Kosmos.

Om M = Kalkspats molekylarvikt,

V = Volymen av en kristall med avståndet 1 cm.
mellan spaltytorna (beräknas ur kristallvin-
klarna),

ρ = Kalkspats täthet

och L = AVOGADROS konstant,

$$\text{är } d = \sqrt[3]{\frac{M}{2 \cdot \rho \cdot L \cdot V}}$$

De tre första av dessa storheter hava experimentellt bestämts med hög grad av noggrannhet (ung. $\pm 0.1 \text{ ‰}$), under det att detta ej lyckats med den fjärde, AVOGADROS konstant. Det mest tillförlitliga värdet för denna konstant beräknas emellertid ur

$$L = \frac{A \cdot c}{10 \cdot E \cdot e'}$$

där A = Silvrets atomvikt,

E = » elektrokemiska ekvivalent,

c = Ljusets hastighet och

e = Elektronens laddning.

Även här äro de tre första konstanterna mycket noggrant bestämda, under det att den fjärde, elektronladdningen, angivits med betydligt större felgränser. Då uträkningen utföres erhålles för $L = 60,594 \times 10^{22} \pm 1 \text{ ‰}$ och för gitterkonstanten det förut redan omnämnda värdet, vars felgränser således bliva $\pm 1/3 \text{ ‰}$. Praktiskt taget härröra felens belopp från osäkerheten vid bestämningen av elektronladdningen. Denna bestämdes, som bekant, av MILLIKAN år 1916 ($e = 4.774 \times 10^{-10} \text{ e.s.}$) med den berömda oljedroppsmetoden, med vilken han ej blott presterade den första noggrannare bestämningen av elektronladdningens storhet, utan även ett bevis för elektronens existens.

Ur de erhållna absoluta våglängdsvärdena kombinerade med motsvarande värden i kristallskalan kan man således, som redan anförts, i första hand beräkna ett nytt värde på kalkspatkristallens gitterkonstant. Vidare kan det så erhållna värdet insatt i ovanstående formler användas för att åstadkomma en kontroll på de vid beräkningen av d använda storheterna. Det är därvid naturligt, att orsaken till en eventuell skillnad mellan det beräknade värdet och det genom absolut mätning av våglängden funna, lokaliseras till den minst noggrant kända storheten e , varur således följer att ur de absoluta våglängdsmätningarnas resultat, nya värden på elektronladdningen kunna beräknas.

De hittills vunna resultaten tillsammans med det av MILLIKAN erhållna hava för korthets skull sammanförts i nedanstående diagram.

I detta har elektronladdningens storlek avsatts utefter ab-skissaxeln och för varje undersökning har det erhållna medelvärdet markerats med en vertikal pil. Vidare ha de av vederbörande angivna felens storlek (A) utmärkts med horisontella streck. Om hänsyn tages endast till dessa är överensstämmelsen mellan de olika värdena, som synes, mindre god. Något annorlunda ställer sig emellertid saken, om man även tager grupperingen av de erhållna enskilda observationerna omkring medelvärdet i betraktande. För detta ändamål har i diagrammet som ordinata satts antalet (n) observationer, som fallit inom enpromillesintervall räknade från MILLIKANS värde. Tyvärr är

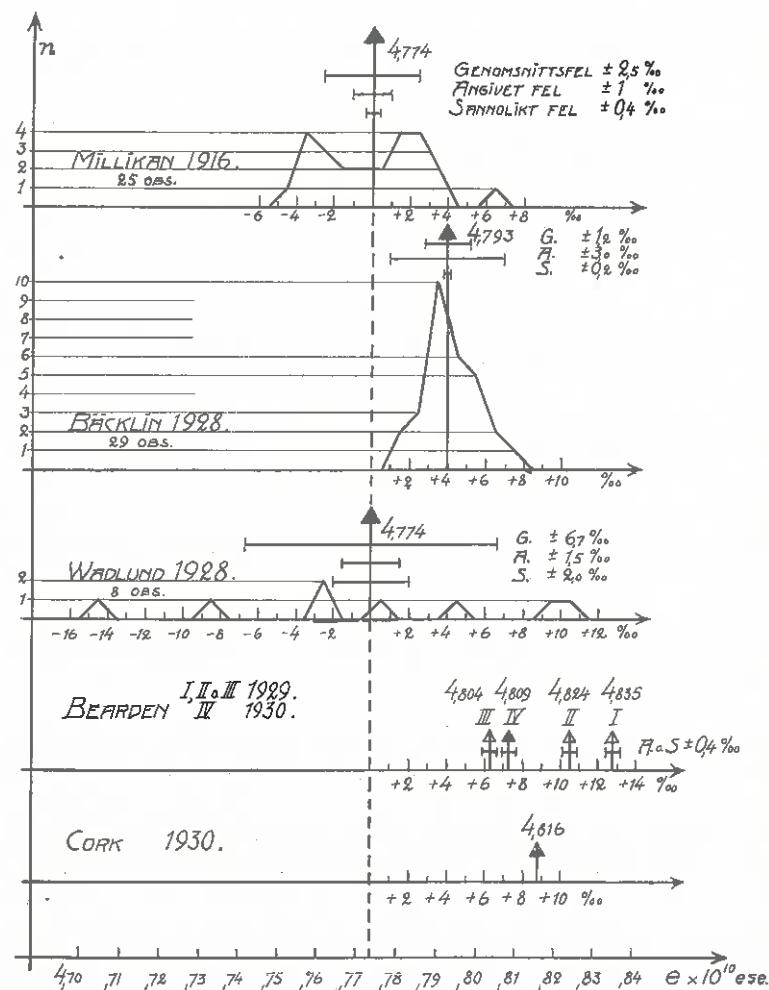


Diagram utvisande antalet (n) observationer, som fallit inom enpromillesintervall omkring resp. medelvärden.

detta endast möjligt för de tre första undersökningarna, enär tillräckliga uppgifter härför saknas för BEARDEN och CORK. För BEARDEN har endast uppgivits, att samtliga värden voro större

än MILLIKANS. Om det minst övertygande av dessa värden, nämligen WADLUNDS, fränses, äro de övriga med röntgenmetod nådda resultaten större än MILLIKANS, ehuru de erhållna feldispersionskurvorna i en del fall synas tillåta betydligt vidare felgränser än de angivna. Mer än 50 % av de enskilda observationerna ligga emellertid inom ett område, som begränsas av MILLIKANS värde och BEARDENS senaste värde.

Skillnaden mellan å ena sidan MILLIKANS värde och å den andra de med röntgenmetod erhållna ha föranlett en siffermässig granskning av MILLIKANS beräkningar. Härvid ha nyare värden på en del storheter, bl. a. ljusets hastighet kommit till användning, varigenom resultatet sänkts från 4,774 till 4,770. Detta inverkar emellertid icke nämnvärt på diagrammets utseende enär sänkningen även påverkar det beräknade gitterkonstantvärdet.

Som orsak till denna diskrepans har andragits nya hypoteser angående kristallernas struktur, enligt vilka den experimentellt bestämda kristalltäteten ej skulle motsvara ρ i ovanstående formel för gitterkonstanten. Vid undersökning av kristallernas hållfasthetsegenskaper har det nämligen visat sig, att den teoretiskt beräknade hållfastheten betydligt överstiger den experimentellt funna. Till en början drogs härur den slutsatsen, att en naturlig kristall består av ett konglomerat av löst sammanfogade mikrokristaller. Ett sådant antagande leder emellertid till ännu större differens, och hypotesen har senare ändrats så, att mikrokristallerna i stället äro så att säga intryckta i varandra, varigenom mellanrummet mellan småkristallerna utfylles av en specifikt tyngre materia. Ännu fattas emellertid utslagsgivande experimentella fakta, som kunna åbe-ropas som stöd för denna hypotes.

För närvarande äro arbeten i gång för att skärpa de experimentella metoderna för absolut bestämning av röntgenstrålarnas våglängder. Av mycket stort intresse vore naturligtvis även om MILLIKANS oljedroppsmetod åter togs upp för att bidra till frågans lösning.