

Röntgenbilder und Kristallgitterstrukturen.

Von

Dozent Dr. Hermann Tertsch.

Vortrag, gehalten den 31. Januar 1917.

(Mit einer Doppeltafel.)

Als im Jahre 1846 Le Verrier aus den Störungen der Uranusbahn die Existenz des letzten, unserem Sonnensystem angehörigen Planeten, des Neptuns, berechnete und Galle diesen an dem genau voraus berechneten Punkte des Himmelsraumes dann wirklich fand, da galt dieses wunderbare Zusammenwirken von Theorie und Praxis, von Physik, Astronomie und Mathematik mit Recht als ein glänzender Triumph der Wissenschaft. Seit dem Jahre 1912 ist es uns nun beschieden, Zeugen eines ähnlich epochalen Zusammenspieles wissenschaftlicher Erkenntnis zu sein, nämlich gegenseitiger, beispielloser Förderung der Kristallstrukturtheorie und des Problems der Röntgenstrahlung. Ja noch mehr, die Atome und Moleküle, deren man sich begrifflich nur in Form einer Arbeitshypothese bediente und deren Existenz vielfach angezweifelt, zum mindesten nicht als nachweisbar angesehen wurde, sind dadurch zur greifbaren Wirklichkeit geworden und alle rein spekulativen Vorstellungen über den so überaus exakten und doch so rätselhaften Kristallbau wurden experimentell faßbar.

Um diese Behauptung zu verdeutlichen, soll vor allem der Stand beider Wissensgebiete, wie er vor den ersten Versuchen des genialen Physikers Laue bestanden hat, kurz skizziert werden.

Eine der auffälligsten Erscheinungen vieler kristallisierter Körper ist die Spaltbarkeit, die für das einzelne Mineral viel typischer ist als seine äußere, oft ganz ungewöhnlich wechselnde Kristalltracht. Schon Haüy war darum auf den fruchtbaren Gedanken gekommen, alle Trachten eines Minerals durch gesetzmäßiges Aufeinanderschichten winzig kleiner Spaltstückchen (integrierende Molekel) des Minerals zu erklären (Hauysche Dekreszenzen). Dieser Gedanke ließ sich freilich, abgesehen von der Unmöglichkeit, oktaëdrische Spaltstückchen lückenlos zusammenzuschichten, physikalisch hauptsächlich mit Rücksicht auf die Formänderungen durch die Wärme nicht halten, fand aber seine naturgemäße Fortsetzung in der Raumgittertheorie. Die Molekularhypothese denkt ja den Körper aus Molekeln aufgebaut, welche nicht unmittelbar aneinander stoßen, sondern bloß durch größere oder geringere Kohäsionskräfte aneinander gekettet erscheinen. Die Tatsache der Spaltbarkeit parallel einer Fläche zwingt zu der Annahme, daß die Molekel in Ebenenscharen angeordnet sind. Finden sich, wie häufig, zwei verschiedene Spaltebenen, die sich in geraden Linien durchschneiden, so müssen die Molekel auch längs Gerader geordnet sein. Ist endlich noch eine dritte Spaltbarkeit vorhanden (vgl. Steinsalz, Kalkspat), so erfordert ihre durch den ganzen Kristall hindurchgehende gleichmäßige Wiederholung die Annahme, daß sich die Molekel auf geraden Linien in gleichen Abständen

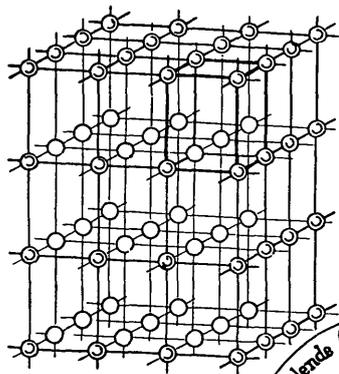


Fig. 1

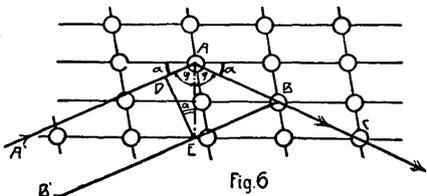


Fig. 6

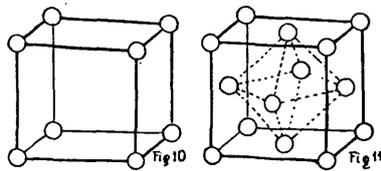


Fig. 10

Fig. 11

Fig. 2

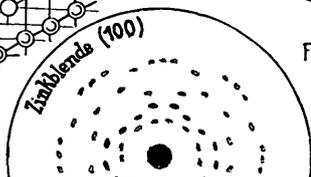


Fig. 7

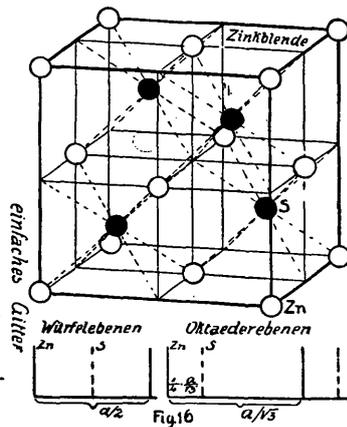
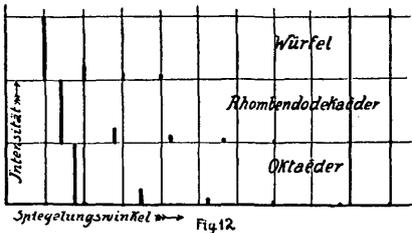
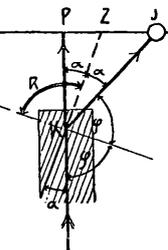


Fig. 16

Fig. 3

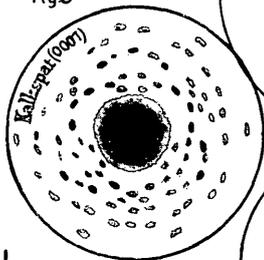


Fig. 4

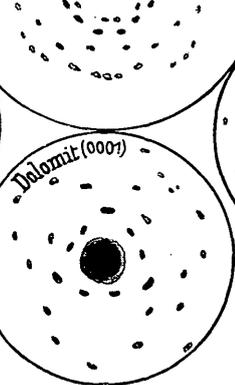


Fig. 5

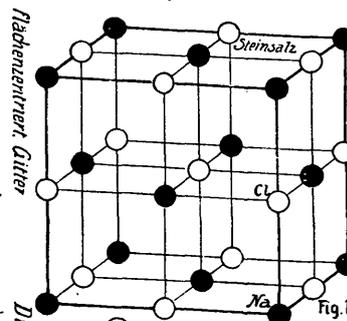
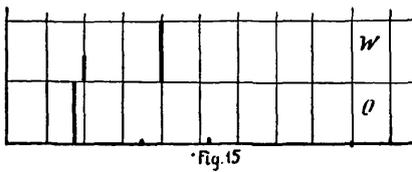
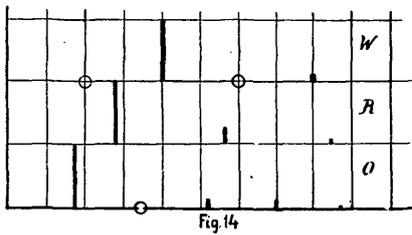
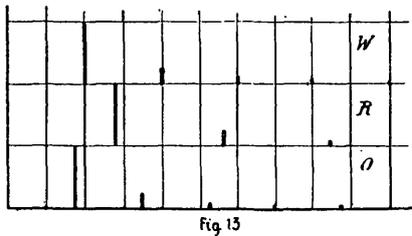
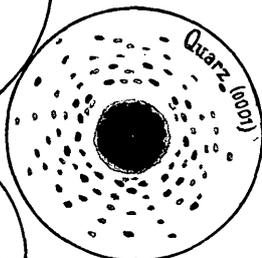


Fig. 17

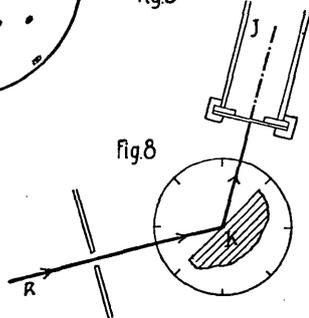
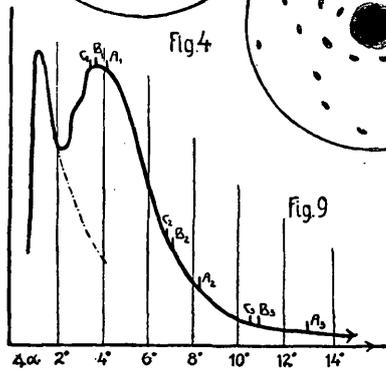


Fig. 8

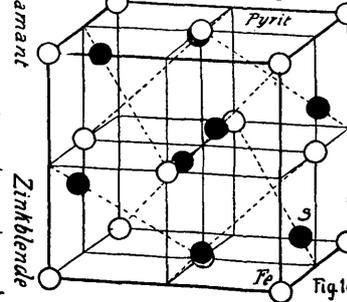


Fig. 18

wiederholen. Ein nach dieser Anschauung aufgebauter regelmäßiger Molekelhaufen bildet ein Raumgitter (Frankenheim, Bravais) und bietet uns ein Bild des Kristalles, wenn wir jeden Gitterpunkt mit einer Masse besetzt denken (Fig. 1).

Nur eine sehr beschränkte Zahl von Raumgittertypen ist aber mit kristallographischen Gesetzen vereinbar. Da nun die Mannigfaltigkeit der Symmetrie von Kristallkörpern bedeutend größer ist, als dies in den 14 Gittertypen zum Ausdruck kommt, haben Sohnke und später Schönflies die Bravaissche Vorstellung dahin erweitert, daß jeder Gitterpunkt durch einen gesetzmäßig aufgebauten Punkthaufen ersetzt wird, dessen Schwerpunkt mit dem Bravaisschen Gitterpunkt zusammenfällt.

So gelang es, rein geometrisch die komplizierteren Kristallsymmetrien zu versinnlichen. Die Strukturdeutungen galten aber durch Jahrzehnte als unkontrollierbare Spekulationen.

Und nun zum Röntgenproblem. Bekanntlich werden von der Kathode einer Vakuumröhre elektrisch geladene Massen abgeschleudert (Kathodenstrahlen), welche bei dem Auftreffen auf einen Widerstand (Antikathode) in ihrer Bewegung abgebremst (aufgehalten) werden. Dieses Abbremsen bedingt genau so wie bei den Reibungsbremsen eine Umsetzung der Energieformen, so daß die Bremsung in Form einer elektromagnetischen Störungswelle von der Antikathode wieder ausstrahlt. Die Störungswelle liefert nun die

Röntgenstrahlen. Man erkannte bald, daß die Wellenlänge dieser Strahlungsform, wenn es sich wirklich um eine Wellenbewegung handelt, vielemal kleiner als die Wellenlänge der kürzesten bekannten Lichtwellen sein müßte, ihre experimentelle Bestimmung wollte aber nicht gelingen.

Zur Ermittlung der Wellenlänge verwendet man am besten das Prinzip der Beugung. Geht durch einen sehr schmalen Spalt Licht hindurch, so entsteht nach bekanntem Gesetze auf einem dahinterstehenden Schirm nicht nur ein Bild des Spaltes, sondern auch beiderseits dessen abgebeugte Bilder in gleichen Abständen.¹⁾ Will man nun die abgebeugten Spaltbilder recht scharf getrennt haben, so muß bei gleicher Wellenlänge die Spaltbreite um so kleiner sein. Das ganze Problem der Wellenlängenbestimmung des Röntgenlichtes spitzte sich also zu der Frage zu, ob es gelingen werde, Spalten herzustellen oder zu finden, welche in ihren Dimensionen klein genug sind, um eine ausreichend deutliche Auseinanderlegung der abgebeugten Spaltbilder zu erzielen. Kochs Versuche mit künstlichen, keilförmigen Spalten von bloß wenigen Tausendtel Millimeter Breite führten zur Erkenntnis, daß die Wellenlängen von Röntgenstrahlen etwa $\frac{1}{10.000}$ der kürzesten Lichtwellenlängen betragen könnten. Genaueres zu ermitteln gelang aber nicht.

¹⁾ Vgl. hierzu den vorjährigen Vortrag von Herrn Prof. Jäger: „Die Beugungsspektren der Licht- und Röntgenstrahlen“ — diese „Schriften . . .“, Bd. 56, 1916.

Laues genialer Gedankengang war nun: Wenn die Kristalle wirklich Raumgitter molekularer Dimensionen, also Systeme außerordentlich feiner Spalten bilden, so müßten die Röntgenstrahlen beim Durchdringen von Kristallen Beugungserscheinungen zeigen und es wäre somit der Gitterbau der Kristalle und die Wellennatur der Röntgenstrahlung durch das gleiche Experiment nachweisbar. Es war nur dazu nötig, die Beugungstheorie für einfache Spalten auf die Beugung in einem räumlichen (also dreifachen) Gitter auszudehnen. Nach dieser theoretischen Vorarbeit durch Laue führten Friedrich und Knipping die ersten Versuche mit einem überraschend glänzenden Erfolg aus.

Zinkblende in der Richtung einer Kristallachse durchstrahlt zeigt um das Bild des Primärstrahles in der Mitte eine vierstrahlig symmetrische Anordnung von stärkeren und schwächeren abgebeugten Bildern des Primärstrahles, welche gesetzmäßig jede Drehung des Kristalles mitmachen und in ihrer Regelmäßigkeit einen unstreitigen Zusammenhang mit dem feinsten Kristallbau, mit seiner Symmetrie verraten (Fig. 2). Wird Zinkblende längs der dreizähligen Achse (\perp zur Oktaëderfläche) durchstrahlt, so liefert sie ein dreistrahliges Bild. Kalkspat zeigt auf der Endfläche ein dreifach symmetrisches (Fig. 3), Dolomit auf der gleichen Fläche ein bloß dreizähliges Bild ohne Symmetrieebenen, genau wie es seiner Symmetrie entspricht (Fig. 4). Immerhin ist es auffällig, daß Zinkblende

und Quarz (Fig. 5) höher symmetrische Bilder liefern, als ihnen zukommen, wogegen z. B. Dolomit und Pyrit ihre halbflächige Symmetrie vollinhaltlich zeigen. Alle Strahlungsvorgänge sind nämlich zentralsymmetrische, d. h. in Richtung und Gegenrichtung nicht unterscheidbar. Alle zentralsymmetrischen Kristalle, welche also, praktisch gesprochen, zu jeder Fläche eine parallele Gegenfläche haben, werden durch die Beugungsbilder in ihrer vollen Symmetrie dargestellt. Kristalle mit einseitigen Richtungen (wie die Horizontalachsen von Quarz, die dreizähligen Achsen der Zinkblende usw.) verhalten sich dagegen bei Strahlungsvorgängen genau so, als besäßen sie zu jeder Fläche eine parallele Gegenfläche.¹ Laue gelang es, aus der von ihm entwickelten Theorie des Kristalles als Beugungsgitter die Interferenzpunkte als die Durchstoßpunkte von Strahlen größter Helligkeit mit der photographischen Platte restlos zu erklären. Freilich ergab sich dabei sofort, daß das Röntgenlicht ebensowenig wie das Sonnenlicht eine homogene Strahlung bildet. Mit der Annahme einer einzigen bestimmten Wellenlänge (λ) lassen sich nicht alle Flecke der Zinkblendaufnahme deuten. Genau wie im gewöhnlichen Lichte liegt auch hier ein ganzes Spektrum vor mit Wellenlängen verschiedener Energie und damit auch verschiedener Stärke der Beugungsflecke.

¹ Vgl. hierzu die Begriffe: Hemisymmetrie und Hemiédrie (V. v. Lang: Symmetrie der Kristalle. Zeitschr. f. phys. Chemie XXI, S. 218, 1896).

So einwandfrei Laues Ableitung der Interferenzflecke ist, so schwierig und wenig anschaulich ist sie. Die beiden Forscher Bragg (Vater und Sohn) haben dagegen auf Grund der sogenannten Impulstheorie eine sehr einfache Methode zur Erläuterung der Röntgendiagramme gegeben, welche hinsichtlich der Form der Erklärung scheinbar weit von Laue abweicht, hinsichtlich des theoretischen Inhaltes dagegen mit Laues Theorie völlig identisch ist.

Fällt ein Röntgenstrahlenbündel auf eine Gitterebene, so wird jeder Massenpunkt, der von der Röntgenwelle erfaßt wird, zum Ausgangszentrum einer weiteren Wellenbewegung (Huyghensches Strahlungsprinzip). Daraus folgt, daß an jeder Gitterebene das Strahlenbündel unter den bekannten Bedingungen reflektiert wird (Huyghens' Reflexionsgesetz). Liegt der Strahl so, daß er in seinem reflektierten Teile auf einen zweiten Gitterpunkt trifft, so wird dieser (Fig. 6) durch zwei Strahlen gleicher Reflexionsrichtung erregt, welche daher interferieren müssen. Ist nun der Gangunterschied der beiden Wellenzüge (AD) gleich einer Wellenlänge (λ), so interferieren die Strahlen zu vollster Helligkeit. Die Figur läßt sofort erkennen, daß der Gangunterschied der Gitterdistanz (d) und ebenso dem Spiegelungswinkel (α) proportional ist ($AD = x \cdot \lambda = 2d \sin \alpha$). Der Kristall sucht sich sozusagen bestimmte Wellenlängen aus, die er in der angewendeten Versuchsanordnung an den Gitterebenen reflektiert.

Zur Bestimmung der zu jedem Fleck der Photographie gehörigen Flächenlage im Kristalle genügt es, den Winkel zwischen Interferenzfleck und Primärstrahl zu halbieren, um damit die Flächenlage (ε) zu fixieren. Die Polpunkte (s) der so gefundenen Flächen liefern, gleichfalls in die Platte übertragen, dann die Lage der Fläche in der sogenannten gnomonischen Projektion (Fig. 7). Man kann sich leicht überzeugen, daß die gefundenen Positionen allen für die Kristalle bekannten Bedingungen genügen.

Wesentlich unterscheidet sich diese Reflexion von der gewöhnlichen Lichtreflexion nur dadurch, daß es sich hier um einen Volums-, nicht Oberflächen-effekt handelt und die Reflexion im Innern des Körpers an allen, obiger Bedingung gehorchenden, möglichen Kristallflächenlagen erfolgt, ganz gleichgiltig, wie die Oberfläche des Kristalles aussieht.

So überaus interessant die bisher geschilderten Laueschen Versuche sind, so schwierig ist es, aus ihnen weitere Schlüsse über die Massenanordnung innerhalb des Gitterbaues, d. h. über das wirkliche Aussehen des Gitters zu ziehen. Hier ist die Bragg'sche Spiegelungsmethode weit vorteilhafter.

Läßt man Röntgenstrahlen an einer Kristallgitterfläche reflektieren (die äußere Gestaltung der Oberfläche ist im wesentlichen gleichgiltig) und nimmt man an, daß im Röntgenlicht ebenso wie im weißen Licht verschiedene Wellenlängen auftreten, so müßte Folgendes geschehen:

Bei streifender Inzidenz, wo der Winkel zwischen Fläche und Strahl ($\angle \alpha$) = 0° ist, müßte nach der Gleichung $\lambda = 2d \sin \alpha$ die Wellenlänge $\lambda = 0$ sein, d. h. man erhält in dieser Lage keine Reflexion. Dreht man nun den Kristall ganz allmählich gegenüber der Strahlenrichtung, so wird $\angle \alpha$ immer größer und bei gleicher Gitterdistanz werden immer größere Wellenlängen λ reflektiert. Diese verschiedenen Wellenlängen haben genau so wie die Lichtwellen verschiedene Intensität, zuerst schwach, dann rapid ansteigend und dann wieder abfallend. (Vgl. das Intensitätsmaximum im gelben Teile des Sonnenspektrums.) Je weiter man nun den Kristall dreht, desto eher muß man in solche Winkellagen kommen, wo der Gangunterschied ($2d \sin \alpha$) schon der doppelten Größe (2λ) einer schon einmal reflektierten Wellenlänge entspricht, demnach diese neuerlich zur Interferenz kommen muß. In dreifachem Winkelabstand muß dann die gleiche Wellenlänge infolge des Gangunterschiedes von 3λ interferieren, kurz, das zuerst aufgenommene Spektrum des Röntgenlichtes wiederholt sich ein zweites, ein drittes Mal usw. und diese Spektren höherer Ordnung überdecken sich, wodurch sie sich wieder gegenseitig stören und so einen rapiden Intensitätsabfall zur Folge haben. Zur Intensitätsmessung der gespiegelten Strahlen verwendet Bragg die Eigenschaft der Röntgenstrahlen, Luft zu ionisieren. Der reflektierte Strahl wird in einer Ionisationskammer (J) aufgefangen und der Ionisationsstrom in seiner Intensität

gemessen (Fig. 8). Die Stärke des Stromes bildet ein Maß für die Intensität der Strahlung. So wurde an der Würfelfläche von Steinsalz in einem willkürlichen Maßstabe die dargestellte Kurve eines Röntgenspektrums aufgenommen (Fig. 9).

Das 1. Intensitätsmaximum ist scharf ausgeprägt bei etwa $1\frac{1}{2}^{\circ}$, bei 3° sieht man ebenso wie bei $4\frac{1}{2}^{\circ}$ neuerliche Maxima — die weiteren Maxima höherer Ordnung verschwinden im allgemeinen Abfall der Kurve. Man fand aber hierbei noch eine Tatsache, welche die exakte Auswertung der Röntgenstrahlungsintensität erst möglich machte, nämlich die Existenz einer dem allgemeinen Röntgenspektrum sozusagen noch aufgesetzten eigenen, scharf markierten Strahlung. Das vorhin geschilderte kontinuierliche Röntgenspektrum entspricht nämlich jenem Strahlungsvorgange, der durch die Abbremsung der Kathodenstrahlen auf der Antikathode sich entwickelt. Die zuerst reflektierten kurzen Wellen haben eine besondere Durchschlagskraft und eignen sich besonders für Durchstrahlung von Kristallen (harte Strahlen). Die längeren Wellen eignen sich besser für Spiegelungsversuche (weiche Strahlen). Neben dem Bremspektrum treten aber noch besonders markante Intensitätsspitzen auf und diese, welche in ihrer Form und Verteilung ungemein leicht wieder zu erkennen sind und sich äußerst scharf einstellen lassen, sind vom Material der Antikathode abhängig und stellen das sogenannte Eigenspektrum dar. Das Material

der Antikathode schwingt mit und sendet daher selbst Wellenzüge ihrer eigenen Schwingungsfähigkeit aus. Ebenso bezeichnend und zu exakten Messungen geeignet wie die Fraunhoferschen Metallinien im Sonnenspektrum sind diese spitzen Intensitätsmaxima der Antikathodenstrahlung im Röntgenspektrum.

Man kann sich leicht überzeugen, daß diese spitzen Maxima sich genau so in 2., 3. usw. Ordnung wiederholen wie das ganze Bremsspektrum (Fig. 9). Die verschiedenen Metalle der Antikathode haben verschiedene solche spitze Maxima. Am markantesten und daher am leichtesten verwendbar und nicht zu übersehen sind die Linien von Palladium, Rhodium, Platin. Man kann demnach durch Aufsuchen der Spiegelungen derartiger intensiver Maxima die Kristalle im monochromatischen Röntgenlicht untersuchen.

Aus der zitierten Gleichung $\lambda = 2d \sin \alpha$ folgt, daß bei einer und derselben Wellenlänge (λ), erkennbar durch die auffallenden Maxima, mit zunehmender Gitterdistanz d der Spiegelungswinkel α abnimmt und umgekehrt. Demnach läßt sich aus der Änderung des Spiegelungswinkels α bei Reflexion an verschiedenen gelagerten Gitterebenen ein Rückschluß auf die verkehrt proportionale Änderung der Gitterdistanzen ziehen, d. h. man kann aus dem Spiegelungswinkel die relativen Gitterdistanzen verschiedener Ebenen berechnen.

Vergleicht man in einem Würfel die Abstände der Gitterebenen parallel der Würfelfläche mit jenen

parallel dem Rhombendodekaëder und dem Oktaëder (Fig. 10), so verhalten sich die Distanzen $d_W:d_R:d_0 = 1: \frac{1}{\sqrt{2}}: \frac{1}{\sqrt{3}}$, demnach verhalten sich die zugehörigen Spiegelungswinkel $\sin \alpha_W:\sin \alpha_R:\sin \alpha_0 = 1:\sqrt{2}:\sqrt{3}$. Ein und dasselbe Antikathodenlicht müßte für die Oktaëderfläche einen 1.73205 mal größeren Sinus des Spiegelungswinkels verlangen als auf der Würfelfläche. Seltsamerweise fand sich dieser einfachste Fall eines Gitters bisher nicht. Bravais hat noch ein Würfelgitter mit zentrierten Flächen angegeben (Oktaëderstruktur). (Fig. 11) Hier sind die Gitterdistanzen wesentlich anders: $d_W:d_R:d_0 = \frac{1}{2}:\frac{1}{\sqrt{2}}:\frac{1}{\sqrt{3}}$, daher sind $\sin \alpha_W:\sin \alpha_R:\sin \alpha_0 = 2:2\sqrt{2}:\sqrt{3}$, d. h. diesmal hat die Oktaëderfläche den kleinsten Spiegelungswinkel. Die Spiegelungen (Spektra) höherer Ordnung müssen sich in entsprechenden Vielfachen der Spiegelungswinkel wiederholen. Die Praxis ergab hiebei einen konstanten Intensitätsabfall der Spektren in den Verhältnissen: $:100:20:7:3:1$ (Fig. 12 u. 13). Genau in den verlangten Winkelverhältnissen und in den normalen Intensitäten ist nun die Spiegelungsaufnahme an Kupferkristallen, folglich sind wir gezwungen, diesem die geschilderte zentrierte Würfelstruktur zuzuweisen.

Vergleicht man hiemit die Spiegelungsaufnahmen bei Diamant (C), der oktaëdrische Spaltbarkeit besitzt, so ist die Ähnlichkeit mit den letztbeschriebenen

Intensitätsverteilungen zwar unverkennbar, man sieht aber, daß das flächenzentrierte Würfelgitter offenkundig durch andere Massen gestört wurde. Die Spektren 1. Ordnung stimmen bei Rhombendodekaeder und Oktaeder sehr gut, bei der Würfelfläche fehlt das Spektrum der 1. und 3. Ordnung. Beim Oktaeder fehlt das der 2. Ordnung wieder (Fig. 14).

Braggs hervorragender Gedanke war es, die fehlenden Spektren seien durch das Zwischenschalten eines zweiten Gitters infolge Interferenz vernichtet worden. In der Tat, denkt man sich zwei sonst ganz identische Gitter so ineinandergestellt, daß sie um eine halbe Gitterbreite verschoben sind, so wird die von der Gitterdistanz genauestens abhängige Welle des einen Gitters mit einer gleichen, aber um $\lambda/2$ verschobenen Welle des andern Gitters durch Interferenz zur Vernichtung kommen und die Spiegelung bleibt aus. Beim Spektrum 2. Ordnung ist der Gangunterschied $2 \cdot \lambda/2$, daher wieder Spiegelung. Das 3. Spektrum fällt wieder aus usw. Anders beim Oktaeder. Hier ist für das 2. Spektrum erst Vernichtung der Spiegelung und damit der Gangunterschied $= \lambda/2$, folglich ist für das 1. Spektrum, bzw. für die Ineinanderstellung der Gitterebenen parallel dem Oktaeder der Gangunterschied $\lambda/4$ anzunehmen. Tatsächlich stimmen mit dieser Annahme sämtliche Spektren gespiegelt am Oktaeder des Diamanten vorzüglich überein. — Unverändert bleibt nur das Rhombendodekaeder. Daraus folgt: Die sonst absolut gleichen

Massenteile des 2. Gitters liegen in der Hälfte zwischen den Würfebenen, im Viertel, und zwar einseitig, zwischen den Oktaëdergitterebenen und innerhalb der Rhombendodekaëderflächen. Diese Anordnung erhält man aber, wenn man zwei flächenzentrierte Würfel um das Viertel ihrer Körperdiagonale verschiebt. Als Nebenprodukt der Untersuchung folgt, daß jedes *C*-Teilchen von vier anderen *C*-Teilchen genau so umgeben ist, wie dies van't Hoff hinsichtlich des „tetraëdrischen *C*-Atoms“ schon lange vorausgesetzt hatte. (Vgl. hierzu auch Fig. 16.)

Da die Masse eines *C*-Atoms bekannt ist, läßt sich aus dem spezifischen Gewichte das Volumen der Elementarmasche und damit die Gitterdistanz berechnen. Diese ergab nun im Verein mit dem bekannten Spiegelungswinkel für eine Palladiumantikathode $\lambda = 0.576 \times 10^{-8}$ cm, also fast genau $\frac{1}{10000}$ der Wellenlänge des *Na*-Lichtes (ca 200 Millionen auf 1 cm). Die Gitterdistanz der Würfebenen ist bei Diamant 0.885×10^{-8} cm (über 100 Millionen auf 1 cm).

Ganz auffallend ähnlich mit Diamant ist der Verlauf der Spiegelung an den analogen Flächen der Zinkblende, gleichwohl ist hier längs der Würfelfläche keine völlige Vernichtung des 1. und 3. Spektrums, ebensowenig wie bei dem 2. Spektrum der Oktaëderfläche (Fig. 15). Bragg vermuteten, daß hier die Verschiedengewichtigkeit der beiden Elemente *Zn* und *S*, welche die Zinkblende zusammensetzen, sich

geltend mache. Bei Spiegelungsversuchen an Basisflächen der Reihe Kalkspat, Manganspat, Eisenspat fanden sie die Intensität abhängig vom Ersatz des *Ca*-Atomes durch ein *Mn*-, bezw. *Fe*-Atom und zogen daraus den Schluß, daß bei der Intensität des gespiegelten Spektrums nicht nur die räumliche Anordnung der mit Massenpunkten besetzten Gitterebenen, sondern auch ihr Gewicht, d. h. ihre vom Atomgewichte des betreffenden Teiles abhängige Belastung maßgebend ist.

Nimmt man an, daß die Atome proportional ihrem Atomgewichte die Strahlen zu reflektieren vermögen, so läßt sich bei der Zinkblende einfach die Diamantstruktur verwenden, nur daß das eine flächenzentrierte Würfelgitter lauter *Zn*-Atome, das andere um $\frac{1}{4}$ der Körperdiagonale verschobene lauter *S*-Atome besitzt. Berechnet man nach dieser Annahme die Spiegelungswinkel und die Intensitäten der einzelnen Gitterspektren, so ergibt sich eine verblüffende Übereinstimmung, so daß wir auch der Zinkblende das geschilderte Raumgitter zuschreiben müssen (Fig. 16).

Es würde zu weit führen, die weiteren Experimente und scharfsinnigen Deutungsversuche an anderen Kristallen eingehend zu erörtern (vgl. Fig. 17 u. 18). Die Methode der Untersuchung dürfte an den vorgelegten Beispielen verständlich geworden sein und gipfelt darin, eine räumliche Anordnung der Atome oder Massenteilchen zu treffen, welche einerseits den Spiegelungsergebnissen, andererseits den Symmetriebe-

dingungen des Kristalles genügen. Freilich liefert dieses gegenseitige Anpassen und Abwägen nur eine gewisse Wahrscheinlichkeit für die angenommene Struktur. Man wird auch möglichst viele anderwertige Kontrollen suchen, welche die Annahme zu stützen vermögen. Eine wichtige Kontrolle ist die Spaltbarkeit, deren Bewertung allerdings derzeit wesentlich modifiziert werden muß.¹⁾ Gewißheit haben wir aber darin, daß die früher oft verlästerte Gitterstruktur wirklich besteht. Im einzelnen die wahrscheinlichsten Strukturformen zu ermitteln, wird noch einer langen, mühevollen Arbeit bedürfen.

Nicht unerwähnt soll bleiben, daß der alte Begriff eines chemischen Moleküles, wie er noch der Bravais'schen Gitterlehre eigen ist, nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Der Begriff „Kristallmolekel“ hat dagegen noch einen praktischen Sinn, wenn man jenen kleinsten Massen- (Atom-) Komplex, der in fortgesetzt streng paralleler Wiederholung den Kristall mit all seinen Symmetriemerkmalen aufzubauen gestattet, als „Kristallmolekel“ bezeichnet (Fig. 16—18), und so schließt sich wieder der Ring, indem wir dadurch eigentlich zu Hauys integrierender Molekel zurückgekehrt sind.

¹⁾ Tertsch: „Bemerkungen zur Ableitung der Kristallgitterstrukturen aus dem Röntgen-Laue-Effekt“. — Tschermaks Min.-petr. Mitt., Bd. 34, S. 1.