

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Zwölfter Jahrgang

5. Dezember 1924

Heft 49

Die neuere Entwicklung des Schiffsantriebs.

Von E. FOERSTER, Hamburg¹⁾.

Dem Wunsche Ihrer Zeitschrift nach einer allgemeinen Orientierung über den gegenwärtigen Stand der Fortschrittsbewegung im Schiffsantrieb entspreche ich gern. Der Stoff ist allerdings so vielseitig und umfangreich, daß ich mir ein Eingehen auf physikalische Grundlagen versagen muß und nur durch die Mitteilung der rein technischen Grundlagen und Erfolge diejenigen Anregungen geben kann, welche den Naturwissenschaftler und den weiteren Leserkreis Ihrer Zeitschrift mit einer überschauenden Kenntnis der Sachlage versehen.

Bei allen Maschinenantrieben und Arbeitsmechanismen der Welt kommt es stets darauf an, mit geringstmöglichen Anlage- und Betriebskosten das Meiste zu erreichen. Bei ortsfesten Anlagen stehen hierbei die *Kostenfragen* des Betriebes im Vordergrund des Interesses.

Bei auf Verkehrsmitteln montierten Maschinen beginnt das *Baugewicht der Anlagen* eine Rolle zu spielen. Beim Schiff wird das gesamte Gewicht der Antriebsanlagen mit Brennstoff und allem Hilfsmaterial zum mitentscheidenden Faktor. Denn während noch beim Land-Verkehrsmittel Gewichtersparnis nur eine vermehrte Zugleistung bedeutet, so wird die Rentabilität eines Schiffes durch Gewichtersparnisse an Bau- und Brennstoffgewicht usw. wegen der dadurch vermehrten nutzbaren Ladefähigkeit unter Umständen ganz entscheidend beeinflußt — ja, man kann sagen, daß überaus zahlreiche Neubauten der letzten Jahre wirtschaftlich nur gewagt werden konnten, weil auf Grund verbesserter Antriebsanlagen eine solche Überlegenheit in den Anschaffungs- und Betriebskosten per Tonne beförderbarer Nutzladung versprochen werden konnte, daß nur daraufhin bei den gedrückten Verhältnissen des Frachtenmarktes und der Überfütterung der Weltwirtschaft mit Tonnage überhaupt an die Bauten herangegangen werden konnte.

Um die Jahrhundertwende hatte die Schiffahrtstechnik begonnen, sich praktisch in größerem Maßstabe mit der Ersetzung der Kohle durch Öl als Kesselheizmittel zu befassen. Die dadurch er-

zielten Ersparnisse betrafen lediglich den Brennstoff, und zwar drückte sich die Ersparnis einfach durch das Verhältnis der Heizwerte der Steinkohle gegen das Heizöl aus, d. h. es wurden rund 30% an Brennstoffgewicht gespart. Da außerdem das Heizraumpersonal um 75% verringert werden konnte, und der Brennstoffgewichtersparnis ein mehr als entsprechender Raumgewinn gegenüberstand, so begann sich die Schifffahrt im ersten Jahrzehnt dieses Jahrhunderts in ziemlichem Umfange auf Ölfuehrung einzustellen. Diese Entwicklung bekam ihre stärkste Bedeutung und Auswirkung allerdings nicht auf Grund des Fracht- und Raumgewinns, sondern wegen der Vorteile bei großen Passagierschiffen. Da es sich hier um sehr beträchtliche Brennstoffmengen handelte, z. B. um 8600 t Kohlen für eine Passage bei den Schiffen der Imperator-Klasse —, so wurde hier für die Entscheidung auch die Verkürzung der Bunkerzeit und die Unabhängigkeit von sehr großen Arbeitermassen zum Heranführen und Bunkern der Kohle maßgebend. Die Bedienung der Heizräume auf den großen Schnelldampfern hatte außerdem zu großen personellen Schwierigkeiten und zu schlimmen Betriebserfahrungen Anlaß gegeben, so daß die Ersetzung der Kohle durch Öl als eine Erlösung begrüßt, und trotz der bei diesen Schiffen erheblich höheren Kosten allgemein eingeführt wurde. Hieran hat sich auch nichts geändert, als im zweiten Jahrzehnt des Jahrhunderts der Schiffsdieselmotor in der Frachtschifffahrt seinen Siegeszug anzutreten begann, und auch heute, wo der Dieselmotor trotz mannigfacher, aussichtsvoller Bestrebungen noch nicht in jeder Hinsicht zum Antrieb der größten Schnelldampfer reif ist, kann man dem ölfuehrenden Kessel in Verbindung mit der Getriebedampfturbine noch ein langes Leben prophezeien.

Der Schiffsdieselmotor, der also zum Unterschied von dem Benzin oder Benzol verbrauchenden Explosionsmotor das schwerere verbrennliche und nicht explosible Rohöl verbrennt, ist seinem Prinzip nach wohl allen Lesern der „Naturwissenschaften“ bekannt. Durch die direkte Verbrennung des Öles (wozu heute auch vielfach schon gewöhnliches Heizöl verwendet wird) erfolgt unter ziemlich hohen Drucken (35 Atm.) und hohen Temperaturen in den Zylindern selbst, und zwar kann man die Entwicklung für den Frachtschiffbetrieb mit der Schaffung des einfach wirkenden Viertaktmotors als marktreif abgeschlossen ansehen, d. h. einem Motor von 6–8 Zylindern, deren jeder bei

¹⁾ Die Entwicklung des Schiffsantriebes hat in neuerer Zeit so umwälzende und grundlegende Fortschritte gemacht, daß wir, um unseren Lesern eine zusammenfassende Darstellung aus diesem Gebiet zu vermitteln, den bekannten Hamburger Schiffbauer und beratenden Ingenieur, von dem wir wissen, daß er mitschaffend im Zentrum der fortschrittlichen Bestrebungen tätig ist, um diese Äußerung gebeten haben. (Schriftleitung.)

jedem vierten Hub *einen* Impuls für den Kolben von der oberen Zylinderseite her empfängt. Die Zylinder sind an ihrer unteren Seite durch den darin arbeitenden Tauchkolben abgeschlossen. Neben dem einfach wirkenden Viertaktmotor hat sich auch der einfach wirkende Zweitaktmotor im Frachtschiffbetrieb eingebürgert, und neuerdings versucht man, die Konstruktion der Dampfmaschine auf dieses Prinzip anzuwenden, also den doppeltwirkenden Motor zu entwickeln, wobei der Kolben Impulse bald von der Deckel-, bald von der Stopfbuchsenseite her empfängt. Auf diesem Wege wird angestrebt, das Baugewicht und die Zylinderzahl, also Baulänge und Gewicht der Motorenanlage denkbar weit zu reduzieren.

Der einfach wirkende Viertaktmotor, der heute im wesentlichen den Markt für mittlere und kleine Leistungen beherrscht, steht im Baugewicht einschließlich seiner Hilfsmaschinen dem Gewichtsbedarf einer Kolbendampfmaschinen- und Kesselanlage nicht sehr wesentlich nach und ebensowenig im Raumbedarf. Der Brennstoffbedarf ist jedoch etwa die Hälfte desjenigen einer Dampfmaschinenanlage mit ölfeuerndem Kessel. Braucht man also 100 Gewichtseinheiten Steinkohlen, so braucht man 70 Heizöl und ca. 35 Dieselöl, oder in den richtigen Verbrauchszahlen in kg per PS ausgedrückt, 0,68 kg gegen 0,42 kg gegen 0,21 kg. — Es ist klar, daß, je länger die Dampfstrecke ohne Bunkern, desto größer die Bedeutung der Gewichtsersparnis bei Dieselmotorenanlagen ist, und die Tatsachen lehren, daß die ganze Weltschiffahrt, mindestens die Seefrachtschiffahrt, und auch schon stark beginnend die Flußschiffahrt, sich auf Dieselmotoren umzustellen beginnt. — Der stärkste Konkurrent des Dieselmotors für mittlere und große, besonders aber für größte Leistungen, ist die Dampfturbine mit Zahnrad- oder Flüssigkeitsübersetzungsgetriebe. Bekanntlich wurde die Dampfturbine für ihre Anwendung auf den Schiffsantrieb von dem Engländer PARSONS ausgebildet, und diese Antriebsart ist es, welche gegenwärtig bei den größten auf den Meeren fahrenden Schnelldampfern eingebaut und bewährt ist. Die Gewichts- und Raumersparnis gegenüber Kolbendampfmaschinen war zunächst keine bedeutende, wenn auch die Anlagen wesentlich niedriger wurden. Die Schwierigkeit lag hier darin, daß die notwendigen Arbeitsbedingungen der Schraubpropeller geringere Umdrehungszahlen für Wirtschaftlichkeit des Antriebs verlangten, als sie hochökonomischen Dampfturbinenanlagen eigen sind. Man mußte also die Konzession sehr großer und schwerer Turbinentrommeln machen, um geringere Tourenzahlen ökonomisch zu erzielen. Wiederum war es der Engländer PARSONS, der auf den Gedanken kam, beide Bedingungen zu erzielen durch die Zwischenschaltung von Zahnwalzengetrieben zwischen hochtourigen, sehr ökonomischen Dampfturbinen und niedertourigen Propellerwellen. Diese Technik ist im Laufe der letzten beiden Jahrzehnte bis zu sehr hoher Vollkommenheit entwickelt wor-

den. Man hat einfache und doppelte Übersetzungen (wie bei den gewöhnlichen Zahnradwinden) angewendet und Übersetzungen bis 1 : 25 geschaffen. Die hochökonomischen Turbinen der deutschen Turbinendampfer „Albert Ballin“ und „Deutschland“ machen 2150 Umdrehungen in der Minute, während die Propellerwellen nur 110 Umdrehungen machen. Diese Übersetzungen bedingen nur 1,5% mechanische Verluste. Statt der starren Zahnradgetriebe hat man sich auch Flüssigkeitsgetrieben bedient, und die bedeutendste und bisher in den größten Abmessungen ausgeführte Konstruktion dieser Art ist eine deutsche Erfindung, der „Föttinger-Transformator“. Dieser ist zu kennzeichnen als eine Kombination zweier Zentrifugalpumpen, die in einem Gehäuse zusammen untergebracht sind, und von denen die kleinere, hochtourige, welche mit der Turbine gekuppelt ist, die größere Pumpe im gleichen Gehäuse mit Wasser beaufschlagt, wobei sich unter 8—9 Verlustprozenten eine verringerte Drehzahl des größeren Rades einstellt, die etwa dem Durchmesserverhältnis der beiden Pumpen entspricht. Dieses Flüssigkeitsgetriebe ist auch als einfache Kupplung (Übersetzung 1 : 1) ausführbar, wobei dann der hydraulische Verlust auf ca. 3% heruntergeht. Im Kriege waren deutsche Turbinenanlagen mit „Föttinger-Transformator“ in Einheiten von über 150 000 PS für Schlachtkreuzer im Bau, die gemäß dem Verträge von Versailles nach dem Kriege zerstört werden mußten.

Während sich nun die Dampfturbinentechnik mit Erfolg des Getriebes bedient hat, um die Ökonomie zu steigern, das Baugewicht und den Raumbedarf zu mindern, so hat sich auch die konkurrierende Motorentechnik bald auf dieses Gebiet geworfen, weil auch hier der schneller laufende Dieselmotor Vorteile versprach und weil außerdem durch die Zusammenstellung mehrerer Maschinen-Einheiten für je *eine* Propellerwelle erwünschte Reserveeinheiten ins Schiff gebracht wurden. Auch hier ist sowohl auf dem Wege des starren Übersetzungsgetriebes, wie auf dem der Flüssigkeitskupplung, in Verbindung mit starrem Getriebe, gearbeitet worden. Hier war es Deutschland, welches mit wissenschaftlicher Durchdringung der schwierigen Fragen der Torsionsschwingungen und der Ungleichförmigkeitsgrade des Motorenbetriebes Konstruktionen entwickelt hat, bei denen die Gefahren ungleichförmigen Ganges mehrerer Motoren, die gemeinsam auf *ein* starres Getriebe arbeiten, weitgehend verringert wurden. Hier bedient man sich gelegentlich der Einschaltung elastischer Wellen zur Abdämpfung bzw. Verhinderung von Resonanzschwingungen. Zur „Entgiftung“ dieser, trotz sorglicher Berechnung und Herstellung noch nicht vollkommen beherrschten Konstruktion wurde dann mit Erfolg der Gedanke einer Kombination starrer Zahnradgetriebe mit Flüssigkeitskupplungen vorgeschlagen und in die Praxis übertragen. Der Föttinger Transformator als Kupplung gestattet jeden, auf das Ge-

triebe arbeitenden Motor sofort durch Entleeren der Flüssigkeitskupplung abzuschalten.

Die eben erwähnten Bestrebungen und Ausführungen stellen die neuesten Stadien der Entwicklung dar, und gerade augenblicklich fährt das erste deutsche Passagierschiff mit zahnradübersetzten Dieselmotoren nach dem La Plata („Monte Sarmiento“ der Hamburg-Südamerikanischen Dampfschiffahrts-Gesellschaft, erbaut bei Blohm & Voß).

Seit einigen Monaten fährt ein Dieselschiff der anderen Art, zwischen dessen Motoren und Propellerwellen eine Kombination eines starren Getriebes mit Flüssigkeitskupplungen geschaltet ist: „Vulcan“ (Vulcan-Werke Hamburg und Stettin) und mehrere große Motorschiffe sind nach diesem Prinzip in Ausführung begriffen. Diese Konstruktionen ergeben ohne weiteres die Möglichkeit, auch sehr große Schiffe, d. h. also schnelle Typen der heute größten Abmessungen, mit Dieselmotoren zu betreiben. Hier setzt aber mit großer Schärfe die Konkurrenz der Dampfturbine ein, welche neben wesentlich verringerten Anlagekosten auch eine bequemere und billigere Erledigung der gesamten Hilfsmaschinenfrage für Schiff und Maschinenanlage verspricht. Auch ist der Schmierölverbrauch einer Dampfturbineanlage nur ein kleiner Bruchteil des entsprechenden Bedarfs einer Motorenanlage. Da auch das Dieseltreiböl teurer als Heizöl ist, so zeigt sich, daß für den Betrieb großer, hilfsmaschinenreicher Schiffe der Antrieb durch Dampfturbinen heute noch vollkommen wettbewerbsfähig ist.

Während nun die Fortschritte in den Antriebsanlagen der Schiffe für die Wirtschaftlichkeit von unwälzender und entscheidender Bedeutung waren, so haben parallelgehende Bestrebungen sich auch der äußeren Antriebsorgane, der Schiffspropeller, angenommen. Diese Aufgabe ist wiederum nicht bei den Propellern allein stehen geblieben, sondern hat sich auch auf *Lage* und *Anordnung* derselben ebenso erstreckt, wie auf die *Ausbildung der Hinterschiffsform* zwecks günstigsten Wasserzulaufes. Die Erfolge in diesen Richtungen lassen sich dahin kennzeichnen, daß man gewisse Erkenntnisse bezüglich des Strömungsverlaufs um das Schiff gesammelt hat und heute weiß, daß die am wenigsten geschwungenen, möglichst planverlaufenden Ablaufflächen im Hinterschiff für den Propellerwirkungsgrad am günstigsten sind. Die Lage der Wellenaustritte soll möglichst in der Richtung der Stromfäden angeordnet sein, um keine Prallflächen und Wirbel vor dem Propeller zu erzeugen. Man weiß, daß mit zunehmender Geschwindigkeit die Bahnen der Wasserfäden um das Schiff ihre Richtungen verändern und bei den höchsten Geschwindigkeiten in nahezu senkrechten Ebenen verlaufen, während sie bei den niederen Geschwindigkeiten der Frachtdampfer fast horizontal bzw. etwas geneigt um den Schiffskörper herumströmen. Niedere Geschwindigkeiten wollen also im Hinterschiff, vor den Propellern, nahezu

vertikale Schiffsflächen, an denen das Wasser unter denkbar geringster Auslenkung in solider Masse den Propellern zufließt. Für hohe Geschwindigkeiten hat sich das kriegsschiffartige oder Kreuzerheck am besten bewährt, weil die hauptsächlich vom Schiffsboden und den unteren Formpartien herbeiströmenden Wasserfäden bei *liegenden* Spanformen die geringsten Auslenkungen erfahren.

Zwischen diesen beiden Extremen liegt die Unzahl der Kompromisse, je nach den Abmessungsverhältnissen, den Völligkeitsgraden und den Betriebsbedingungen der verschiedenen Schiffstypen.

Die hydrodynamischen Grundlagen der Propellerarbeit selbst sind durch die exakte Wissenschaft noch nicht hinreichend erforscht. Man ist im wesentlichen auf die Empirie angewiesen und hat auf diesem Wege in den letzten zwei Jahrzehnten namhafte Erfolge erzielt. Der Propeller kann mit einer Pumpe oder Wasserturbine verglichen werden, und es liegt nahe, bei einem solchen Element für eine planmäßige Wasserzu- und -abführung zu sorgen. Dies ist schon verhältnismäßig früh erkannt worden, und viele Erfinder haben sich bemüht, Leitschaufelsysteme vor bzw. hinter dem Propeller zu entwickeln, welche auf Grund planmäßiger Leitung des Wassers durch den Propeller ökonomische Vorteile zu erzielen hofften. Auch hier ist man heute zu marktreifen Patentkonstruktionen vorgedrungen, insbesondere hat sich für Einschraubenschiffe der sogenannte Gegenpropeller endgültig und unbestritten durchgesetzt, d. h. ein festes System von Leitschaukeln, welches am Ruderstegen hinter dem Propeller von Einschraubenschiffen angebracht wird, den wirblig und gedreht vom Propeller abströmenden Schraubenstrahl aufrichtet und den Schubeffekt je nach Lage, Anordnung und Güte der vorhandenen Schraube um 9–18% verbessert. Auch Leitschaufelsysteme vor dem Propeller sind entwickelt worden, welche bei Mehrschraubenschiffen von besonderer Bedeutung sind, da dort die Möglichkeit nicht besteht, hinter den Propellern feste Konstruktionen anzubringen. Auch hier sind schon einige Erfolge erzielt worden, doch zeigen die sehr umfangreichen Forschungsarbeiten, die seit Jahren fast ausschließlich in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt durchgeführt werden, daß die Behandlung des anströmenden Wassers mit dem Ziel richtiger Zuleitung ein rätselvolles und schwieriges Gebiet ist.

Den Propeller selbst hat man im Laufe der letzten Jahrzehnte nur noch sehr wenig verbessern können; man hat nur gelernt, für jeden normalen Fall *richtige* d. h. wirtschaftlich befriedigende Propeller zu konstruieren und bedient sich zur Entwicklung richtiger Propellerformen und Verhältnisse in immer steigendem Maße der Modellversuchstechnik, die heute in der Lage ist, bis auf wenige Prozent verlässliche Vorhersagen der erzielbaren Geschwindigkeit und des Kraftbedarfes bei bestimmten Tourenzahlen zu geben. Die Modellversuchstechnik kann naturgemäß im Gegensatz

zur Berechnung den sogenannten Nachstrom der Schiffe, der von der Völligkeit und der Form abhängig ist, in seiner Einwirkung auf die Propellerarbeit angenähert genau erkennen und dadurch Überraschungen vermeiden helfen, die dem reinen Berechner früher nie erspart gewesen sind.

Zum Schlusse möge noch auf das neueste Ereignis in der Entwicklung des Schiffsantriebs durch Windkraft eingegangen werden, welches beim Druck dieser Zeilen in die Wirklichkeit und Öffentlichkeit der Schifffahrtswelt eingetreten ist. Die Rudererfindung des Deutschen ANTON FLETTNER ist schon bekannt. FLETTNER versah die Ruderfläche mit einem kleinen eigenen Steuer, welches wie eine Endflosse am Ruder hinten gelenkig befestigt ist und durch Gestänge und durch die hohle Ruderachse hindurch durch ein Getriebe bewegt wird, dergestalt, daß nunmehr das Hilfsruder die Hauptrudderfläche steuert wie ein Schiff, und damit die Steuerung des Schiffes selbst bewirkt. Dieses „strombetätigte“ Ruder arbeitet mit 1–3% der früher benötigten Kraft, so daß sich Rudermaschinen, bis zu großen Schiffsabmessungen hinauf, künftig entbehrlich machen. Dieses neue Steuer bewährt sich auf großen Motorfrachtschiffen der Hamburg-Amerika-Linie und des Norddeutschen Lloyd seit längerer Zeit und hat eine besondere konstruktive Entwicklung in dem „Drei-Flächner“ gefunden, einem Steuer, welches durch drei nebeneinander gestellte Flächen, die im Propellerstrom liegen, die Kraft des Propellerabstromes ausnutzt — mit dem Ergebnis, daß nur 0,4% der früher benötigten Kraft zum Steuern mehr erforderlich sind. Demgemäß kann man sehr große Schiffe künftig mit der Hand steuern.

ANTON FLETTNER hat nun neuerdings eine neue Methode des Segelns gefunden, welche auf dem schon im vorigen Jahrhundert physikalisch festgestellten und nach seinem Entdecker benannten Magnusschen Effekt beruht. Diese Methode wurde in der Zusammenarbeit mit der Aerodynamischen Versuchsanstalt in Göttingen und deren erfahrenem wissenschaftlichen Leiter, Prof. PRANDTL, entwickelt. Danach ist es möglich und bereits durch die Ausführung und die erfolgreichen

Fahrten des 600 t-Schoners „Buckau“ bewiesen, daß man statt der bisherigen Segelfläche nur zwei drehbare Zylinder auf dem Schiffe aufzustellen braucht, deren Längsschnitt (Durchmesser mal Länge) = $\frac{1}{10}$ der früheren Segeltakelage ist. Diese Zylinder (auf der „Buckau“ 15 m hoch und 3 m im Durchmesser) werden mittels 8 pferdiger Motoren mit ca. 110 Umdrehungen in der Minute gedreht. Das physikalische Phänomen des Magnusschen Effektes ist nun dadurch gekennzeichnet, daß beim Aufblasen von Luft auf einen drehenden Zylinder sowohl die sogenannte störende Grenzschicht beseitigt wird, als auch die Stellen der Druckmaxima und -minima am Zylinder verschoben werden. Dadurch ergibt sich z. B. bei einem in 45° von vorn auf das Schiff wirkenden Winde eine Vortriebskomponente, genau wie beim Segeln schräg gegen den Wind. Beim Wenden des gegen den Wind kreuzenden Schiffes wird nur die Drehrichtung der Türme umgekehrt, und man kann überhaupt durch das Manövrieren mit der Turmdrehrichtung allein solche Schiffe wenden und steuern, ohne daß es theoretisch dabei nötig wäre, das Steuerruder zu benutzen. Solche Triebtürme wird man auch auf Dampf- und Motorschiffe jeden Typs setzen können und damit bei Wind stets sehr nennenswerte Prozente der Antriebskraft ersparen können.

Z. B. kann man auf einem Frachtmotorschiff von 8000 Tonnen mit drei Triebtürmen von je 24 m Höhe und 4 m Durchmesser bei gutem Seitenwind und 100 Umdrehungen der Türme etwa 900 Pferdestärken Vortrieb für das Schiff mittels 50 Pferdestärken aufgewendeter Drehkraft erzielen.

So märchenhaft diese Mitteilungen klingen mögen, auf so festen und praktisch bereits erwiesenen Grundlagen beruhen sie.

Ich möchte daher meine Darlegungen über die ersichtlich erfolgreiche und großzügige Fortschrittsbewegung im Schiffsantriebe, die uns ganz neue und heute noch fast ungläubhafte Entwicklungen verheißt, frei nach Hamlet damit schließen, daß es im Himmel und auf Erden, sowie im Wasser und in der Luft noch Dinge gibt, von denen unsere Schulweisheit sich nichts träumen ließ.

Zur Physik des technischen Eisens.

Von FRANZ WEVER, Düsseldorf.

Die überaus große Veränderungsmöglichkeit der physikalischen Eigenschaften des technischen Eisens, die dieses zum wichtigsten aller Werkstoffe macht, hat ihre wesentliche Ursache darin, daß das Eisen selbst in mehreren allotropen Formen auftritt, die sich dem steten Begleiter des technischen Eisens, dem Kohlenstoff, gegenüber sehr verschieden verhalten. Damit ist der Weg für eine systematische Erkundung des technischen Eisens vorgezeichnet; diese wird sich zunächst mit einer Klärung der Allotropie des Eisens beschäftigen müssen, danach die Konstitution der beiden an-

deren wichtigsten Komponenten des elementaren Kohlenstoffs und des Eisencarbides, sicherstellen, um schließlich auf der damit gegebenen Grundlage eine Aufklärung für das Verhalten der verschiedenen Modifikationen des Eisens dem Kohlenstoff gegenüber zu versuchen. Mit dem nachstehenden soll versucht werden, einen kurzen Abriß von dem gegenwärtigen Stande der physikalischen Forschung über das technische Eisen zu geben, um damit auch dem Nichtfachmann einen Einblick in dieses schwierige aber reizvolle Gebiet zu ermöglichen.

I. Die Allotropie des Eisens.

Die umfangreiche Geschichte der Allotropie des Eisens kann im vorliegenden Zusammenhang nur gestreift werden. Die moderne, auf zuverlässige Temperaturmessungen begründete Entwicklung setzt mit einer Arbeit F. OSMONDS vom Jahre 1887 ein¹⁾, welche die ersten mit Hilfe von Le Chatelier-Thermoelementen aufgenommenen Abkühlungskurven enthält. Diese ließen eine sehr ausgeprägte diskontinuierliche Umwandlung A_3 (Arêt, refroidissement) bei etwa 890°C , die sogleich als allotrope Umwandlung angesprochen wurde, eine weniger deutliche Verzögerung A_2 bei etwa $750\text{--}700^\circ$ und eine kaum wahrnehmbare Verzögerung A_1 bei etwa 660° erkennen; die letztere mußte auf den nicht vollständig fehlenden Kohlenstoff zurückgeführt werden. OSMOND schloß hieraus zunächst nur auf die Existenz zweier Phasen, des α -Eisens unterhalb A_3 und des β -Eisens oberhalb A_3 ²⁾; in einer Fortsetzung der Arbeit wurden diese Vorstellungen dahin ausgebaut, daß A_2 möglicherweise als unteres Ende der A_3 -Umwandlung anzusehen sei, das durch den vorhandenen Kohlenstoff zu niedrigeren Temperaturen verschleppt wird³⁾. Später änderte jedoch OSMOND seine Ansicht dahin, daß nicht A_3 , wie er ursprünglich angenommen hatte, sondern A_2 dem Verlust der Magnetisierbarkeit entspräche; damit war zugleich eingeräumt, daß A_3 und A_2 als voneinander unabhängige Erscheinungen anzusehen sind⁴⁾. Dieser Auffassung schloß sich in der Folge auch H. LE CHATELIER an⁵⁾.

Inzwischen brachten die Arbeiten P. CURIES⁶⁾ Klarheit über das magnetische Verhalten des Eisens bei hohen Temperaturen, so daß OSMOND 1895 zu der Auffassung überging⁷⁾, daß drei voneinander unabhängige Phasen des Eisens beständen, eine α -Form unterhalb A_2 , eine β -Form zwischen A_2 und A_3 und eine γ -Form oberhalb A_3 . Jedoch äußerte 1904 C. BENEDICKS⁸⁾ Bedenken hinsichtlich der Deutung der thermomagnetischen Untersuchungen, auch machte in der Folge OSMOND auf Grund von Bestimmungen des elektrischen Widerstandes eine bereits früher von ihm vertretene Ansicht erneut geltend, daß sich die A_2 -Umwandlung bis zu niedrigen Temperaturen fortsetzt⁹⁾.

1912 entwickelte C. BENEDICKS¹⁰⁾ neue Vorstellungen über die Allotropie des Eisens. Ausgehend von der Beobachtung, daß sich vielfach die Eigenschaften bei Annäherung an einen Umwandlungspunkt zunächst stetig dem Wert der neuen Phase nähern, um dann bei der Umwandlung selbst diskontinuierlich diesen Wert vollständig anzunehmen, leitete er vier verschiedene Typen allotroper Umwandlungen ab; diese sind durch vollkommene gegenseitige Unlöslichkeit, durch einseitige Löslichkeit bzw. durch beiderseitige Löslichkeit zweier allotropen Phasen gekennzeichnet. BENEDICKS glaubte weiter beweisen zu können, daß die A_3 -Umwandlung seinem zweiten Typus entspräche, so daß die β -Phase als Lösung von γ -Molekülen in α -Eisen angesehen werden könnte.

Die A_2 -Umwandlung wurde in Erweiterung dieser Vorstellung und unter Anlehnung an eine schon früher von OSMOND geäußerte Vermutung³⁾ als Umwandlung des Restes der im α -Eisen in Lösung gehaltenen γ -Moleküle angesprochen. Diese Auffassung wurde von A. SAVEUR¹¹⁾ dahin ausgelegt, daß alsdann vollkommen reines Eisen weder bei der Erhitzung noch bei der Abkühlung eine A_2 -Umwandlung zeigen dürfe, daß dagegen bei Anwesenheit sehr geringer Verunreinigungen A_2 diesen etwa proportional auftreten könne. Die eigenen Versuche SAVEURS stellten im Widerspruch hierzu mit Sicherheit fest, daß auch in sehr reinem Elektrolyteisen die A_2 -Umwandlung sowohl bei der Erhitzung als auch bei der Abkühlung auftritt. In der anschließenden Diskussion ging daher BENEDICKS unter engster Anlehnung an die SMITSSCHE Theorie der Allotropie¹²⁾ zu einer neuen Erklärung der A_2 -Umwandlung über. Danach sollen im α -Eisen auch unterhalb A_3 γ -Moleküle vorhanden sein, die bei genügend schneller Abkühlung über ihre Gleichgewichtskonzentration hinaus bis zu niedrigeren Temperaturen erhalten bleiben können; in gleicher Weise würde bei schneller Erhitzung eine instabile Konzentration erreicht werden können; die A_2 -Umwandlung stellt den Übergang in die jeweils stabile Konzentration nach Überschreiten einer gewissen Unterkühlung bzw. Überhitzung dar.

Diese von BENEDICKS mit großem Nachdruck vertretene Ansicht fand bereits im folgenden Jahre ihre Widerlegung durch Versuche von BURGESS und CROWE¹³⁾; diese stellten fest, daß die A_2 -Umwandlung ohne Hysteresis verläuft und daher nicht als Unterkühlungseffekt gedeutet werden kann. Damit gab BENEDICKS seine Versuche zur Erklärung des A_2 -Punktes als Teil der A_3 -Umwandlung endgültig auf und schloß sich nunmehr eng der Weißschen Auffassung an¹⁴⁾, die in der A_2 -Umwandlung eine rein magnetische Angelegenheit sieht. In Anwendung der Beobachtung, daß die Magnetisierung von Gemischen magnetischer und unmagnetischer Stoffe eine überproportionale Abnahme mit der Konzentration der unmagnetischen Komponente zeigt¹⁵⁾, wurde nun geschlossen, daß auch eine stetige Zunahme unmagnetischer γ -Moleküle unterhalb A_3 als Erklärung für eine nahezu diskontinuierliche Abnahme der Magnetisierbarkeit bei A_2 hinreiche. In der Diskussion dieser Arbeit wies jedoch McCANCE darauf hin, daß die magnetische Induktion pulverförmiger Gemische bei genügend hohen Feldstärken der Konzentration proportional verläuft; diese Ansicht deckt sich mit Ergebnissen von W. TRENKLE¹⁶⁾. Auch machte H. LE CHATELIER darauf aufmerksam, daß man von einer Erklärung des Ferromagnetismus verlangen müsse, daß sie auf sämtliche ferromagnetischen Körper anwendbar sei. Die Annahme unmagnetischer γ -Moleküle in einer magnetischen α -Phase genügt dieser elementaren Bedingung nicht, da z. B. eine γ -Phase des Nickels nicht bekannt ist.

In einer neueren Arbeit von K. HONDA¹⁷⁾ wird schließlich die A_2 -Umwandlung unter Verzicht jeglicher Teilnahme des unmagnetischen γ -Eisens als rein thermomagnetische Erscheinung aufgefaßt.

Die ersten Andeutungen eines oberhalb 1200° liegenden Umwandlungspunktes des Eisens rühren von E. S. BALL her¹⁸⁾. Sodann machte P. CURIE⁶⁾ Mitteilung von einer bei etwa 1280° liegenden diskontinuierlichen Änderung der magnetischen Eigenschaften; später fanden auch P. WEISS und G. FOËX¹⁹⁾ eine magnetische Unstetigkeit bei 1395° ; die geringe Zuverlässigkeit der älteren Temperaturmessungen legt die Vermutung nahe, daß diese beiden Anomalien identisch sind. H. HARKORT²⁰⁾ beobachtete 1907 auf der Zeittemperaturkurve eines sehr reinen Eisens mit 0,01% C eine kurze Verzögerung bei 1380° ; ebenso fanden auch A. MÜLLER²¹⁾ und W. GONTERMANN²²⁾ Anomalien bei etwa 1400° . Schließlich stellten 1913 R. RUER und K. KANEKO²³⁾ bzw. R. RUER und K. FICK²⁴⁾ gelegentlich der Untersuchung der binären Systeme Eisen-Kobalt und Eisen-Kupfer diese Umwandlung sicher; eine Nachprüfung an reinem Elektrolyteisen²⁵⁾ führte zu dem Ergebnis, daß sie reversibel bei 1401° verläuft.

Die Kenntnisse von der Natur der δ -Modifikation oberhalb 1401° sind äußerst spärlich; es wird angenommen, daß die γ - δ -Umwandlung analog der α - γ -Umwandlung mit einer diskontinuierlichen Änderung aller Eigenschaften verbunden ist.

Die Krystalleigenschaften der verschiedenen Modifikationen des Eisens waren infolge der Seltenheit gut ausgebildeter Krystalle vor Einführung der Röntgenanalyse nur wenig bekannt. So ergaben Versuche von F. OSMOND und G. CARTAUD²⁶⁾, daß das Eisen sowohl im Bereich der α - β - als auch der γ -Phase regulär kristallisiert; die beobachteten geringfügigen Unterschiede ließen jedoch eine Zuordnung zu bestimmten Krystallklassen nicht zu. Ebenso wenig konnten auch J. E. STEAD und H. G. H. CARPENTER²⁷⁾ bei Abschreckversuchen an elektrolytisch niedergeschlagenen sehr dünnen Eisenfolien Unterschiede feststellen.

1917 veröffentlichte A. W. HULL²⁸⁾ Krystallbestimmungen mit Hilfe seiner dem Debye-Scherrer-Verfahren analogen Methode. Danach ist die Struktur des α -Eisens ein *kubisch-raumzentriertes* Gitter mit einer Kantenlänge des Elementarwürfels von 2,86 Å.-E. Wesentlich später erst untersuchten ZAY JEFFRIES und E. C. BAIN³⁰⁾ hochlegierte Manganstähle im Zustande der unterkühlten γ -Phase; sie erhielten als deren Atomanordnung ein *kubisch-flächenzentriertes* Gitter mit einer Kantenlänge des Elementarwürfels von 3,56 Å.-E.

Den damit noch ausstehenden Beweis für die Identität der Struktur des unterkühlten γ -Eisens in der metallographischen Gefügeform *Austenit* mit derjenigen der stabilen γ -Phase im Temperaturbereich zwischen 900 und 1400° erbrachte 1921 A. WESTGREN³¹⁾ durch Debye-Scherrer-Aufnah-

men an elektrisch geheizten Drähten. Die Atomanordnung des stabilen γ -Eisens ist danach ebenfalls ein *kubisch-flächenzentriertes* Gitter. In der gleichen Arbeit zeigte WESTGREN weiter, daß das raumzentrierte α -Gitter bis 900° erhalten bleibt; damit ist der A_3 -Punkt strukturell als polymorphe Umwandlung sichergestellt, bei der das Eisen spontan aus der kubisch-innenzentrierten in die flächenzentrierte Atomanordnung übergeht.

Ein Jahr später bereits gelang A. WESTGREN³²⁾ die Bestimmung der Struktur in der δ -Phase oberhalb 1400° . Das Ergebnis ist in mehrfacher Hinsicht überraschend, indem das Gitter bei der δ -Umwandlung wieder in die *innenzentrierte* α -Form zurückschlägt. Damit ergibt sich eine ausgezeichnete Erklärung für das Verhalten der magnetischen Suszeptibilität nach WEISS und FOËX¹⁹⁾, deren Verlauf in der δ -Phase ebenfalls als Fortsetzung der α -Phase angesehen werden kann, mit einer un stetigen Unterbrechung durch die γ -Phase.

Einen weiteren Beitrag zur Frage der Identität der α - und δ -Modifikationen des Eisens liefern Beobachtungen des Verfassers in Gemeinschaft mit P. GIANI³³⁾ an Eisen-Siliciumlegierungen. Diese zeigen unterhalb etwa 2% Silicium bei der Abkühlung die drei Phasen des reinen Eisens; dagegen findet ein Durchgang durch die γ -Phase bei Legierungen mit mehr als 2% Silicium nicht mehr statt. Damit sind die α - und die δ -Modifikation als eine identische Phase festgestellt.

Der *Polymorphismus des Eisens* ist somit dadurch gekennzeichnet, daß in eine kubisch-innenzentrierte Phase, die unterhalb 900° bzw. oberhalb 1400° bis zum Schmelzpunkt stabil ist, eine kubisch-flächenzentrierte Phase zwischen 900° und 1400° eingeschoben ist.

Die *magnetische Umwandlung* bei 768° ist dagegen nicht mit einer Änderung des Gittertypus verbunden. Damit entsteht die Vermutung, daß dieses Verhalten als allgemeine Eigenschaft des Ferromagnetismus angesehen werden muß. Hierzu liegen Beobachtungen an Nickel³⁴⁾ und an der ferromagnetischen Eisenkohlenstoffverbindung Fe_3C vor³⁵⁾.

Das Nickel erfährt bei etwa 350°C eine Umwandlung, die ähnlich der magnetischen A_2 -Umwandlung des Eisens durch einen nahezu vollständigen Verlust der magnetischen Permeabilität gekennzeichnet wird und mit einer Änderung sämtlicher physikalischer Eigenschaften verbunden ist. Diese Umwandlung ist wiederholt eingehend untersucht worden³⁶⁾, doch konnte bei keiner der verfolgten Eigenschaften eine Diskontinuität mit Sicherheit festgestellt werden.

Die Atomanordnung des magnetischen Nickels ist mehrfach bestimmt worden³⁷⁾ 38), sie ist ein kubisch-flächenzentriertes Gitter mit einem Parameter $a_{\text{Ni}} = 3,52$ Å.-E. Die Struktur der unmagnetischen Modifikation wurde mit Hilfe von Debye-Scherrer-Aufnahmen an elektrisch geheizten Drähten ermittelt; diese zeigten ausschließlich die Interferenzlinien eines kubisch-flächenzentrier-

ten Gitters. Damit ist sichergestellt, daß auch bei Nickel die magnetische Umwandlung nicht unter Änderung des Gittertypus vor sich geht.

Das Eisencarbid Fe_3C zeigt bei etwa 210° eine magnetische Anomalie, die der A_2 -Umwandlung des Eisens analog verläuft. Zur Aufklärung der strukturellen Natur dieser Erscheinung wurde zunächst mit Hilfe des Debye-Scherrer-Verfahrens die Atomanordnung der magnetischen Form als *rhombisches* Gitter ermittelt und danach die Struktur der unmagnetischen Modifikation in einer beheizten Kamera festgestellt; diese erwies sich als mit der magnetischen Modifikation identisch. So mit ist der nicht polymorphe Charakter der magnetischen Umwandlung auch für eine ferromagnetische Verbindung erwiesen.

II. Der Kohlenstoff im technischen Eisen.

Graphit und Temperkohle.

Elementarer Kohlenstoff tritt im technischen Eisen in zwei verschiedenen Formen auf, als *Graphit* und als *Temperkohle*. Der Graphit kristallisiert bei hochkohlenstoffhaltigen Legierungen aus der Schmelze in Form feiner Lamellen; die Bildung der Temperkohle erfolgt im festen Zustande durch längeres Glühen geeigneter Legierungen bei Temperaturen von etwa $900-1100^\circ$ infolge Zersetzung des Eisencarbides. Sie scheidet sich in rundlichen Knötchen ab, die sich von den Lamellen des Graphits deutlich unterscheiden.

In Anlehnung an H. v. JÜPTNER³⁹⁾ ist häufig die Vermutung ausgesprochen worden, daß Graphit und Temperkohle verschiedene allotrope Formen des Kohlenstoffs darstellen; danach soll der im Eisen vorkommende Graphit mit dem natürlichen Graphit identisch sein, während die Temperkohle für amorph gehalten wird. Von anderer Seite ist dagegen behauptet worden, daß die scheinbare Allotropie der Kohlenstoffarten im technischen Eisen nur eine *Dispersitätsallotropie* ist⁴⁰⁾. Nach dieser Auffassung soll die Temperkohle eine Zwischenstellung zwischen dem molekulardispers gelösten Härtungskohlenstoff und dem grobdispersen Graphit einnehmen und mit diesem kristallographisch übereinstimmen.

Nun stellt das Debye-Scherrer-Verfahren ein einfaches und zugleich zuverlässiges Hilfsmittel zur Unterscheidung zwischen kristallinen und amorphen Körpern dar, dessen Anwendung auf den vorliegenden Fall sich besonders einfach gestaltete, da sowohl die Atomanordnung des natürlichen Graphits als auch der sog. amorphen Kohle bereits eingehend untersucht worden war⁴¹⁾. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Proben von grauem Gußeisen und von Temperguß bis zur vollständigen Lösung des Eisens mit Salpetersäure behandelt, der zurückbleibende Kohlenstoff durch Abrauchen mit Flußsäure von der reichlich gefällten Kieselsäure befreit und sodann der Bestrahlung in der Debye-Scherrer-Kamera unterworfen⁴²⁾. Die erhaltenen Films deckten sich innerhalb der Grenzen der Beobachtungsgenauigkeit untereinander und

mit der Aufnahme eines natürlichen Graphits; damit war bewiesen, daß auch die Kohlenstoffarten des technischen Eisens keine neuen polymorphen Modifikationen darstellen. Die Aufnahmen zeigten weiter einen stetigen Übergang der Kristallgröße von dem natürlichen Graphit über Eisengraphit und Temperkohle bis zu dem hochdispersen Graphit eines Kokes; eine Bestimmung der Teilchengröße nach dem von P. SCHERRER⁴³⁾ angegebenen Verfahren ergab für den Graphit des Gußeisens etwa 100 \AA.-E. und für die Temperkohle etwa $30-50 \text{ \AA.-E.}$

Das Eisencarbid.

Im technischen Eisen tritt neben dem elementaren Kohlenstoff als weitere Komponente eine Verbindung Fe_3C , *Zementit*, auf, mit der wir uns nun zu beschäftigen haben.

Die Kenntnis von der Existenz einer Eisen-Kohlenstoffverbindung ist alt. Als erster isolierte bereits 1883 F. ABEL⁴⁴⁾ durch Behandeln eines geglühten Stahles mit sehr verdünnter Säure ein Carbid, dessen Zusammensetzung der Formel Fe_3C ziemlich genau entsprach; durch eine große Reihe von folgenden Arbeiten wurde das Auftreten dieses Carbides in geglühten Eisen-Kohlenstofflegierungen allgemein sichergestellt und die angegebene Formel bestätigt⁴⁵⁻⁴⁸⁾.

Die Frage nach der Konstitution des Eisencarbides ist ebenfalls alt, da schon frühzeitig die Bildung ölig-fettiger Substanzen beim Lösen von weißem, carbidhaltigem Roheisen in Mineralsäuren beobachtet und daraus auf die Existenz mehrerer Carbide geschlossen wurde. So entwickelte E. D. CAMPBELL⁴⁹⁾ auf Grund einer Analyse der gebildeten Kohlenwasserstoffe die Ansicht, daß das Carbid ein Gemisch verschiedener Polymerer von der empirischen Formel $(\text{Fe}_3\text{C})_n$ darstellt, deren Konstitution sich aus den erhaltenen Olefinen ableitet, wenn man in diesen den Wasserstoff H_2

durch die zweiwertige Gruppe $\text{Fe} \begin{matrix} \text{Fe} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \text{Fe} \end{matrix}$ ersetzt.

In einer späteren eingehenden Untersuchung gelangte jedoch O. WERKMEISTER⁵⁰⁾ zu dem Schlusse, daß dem Carbid, entgegen der Theorie von CAMPBELL, nur ein einfaches Molekül zukommt, dem er die Strukturformel $\text{Fe} \begin{matrix} \text{Fe} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \text{Fe} \end{matrix} \text{C}$ bzw. $\text{Fe} \begin{matrix} \text{Fe} \\ \diagdown \quad \diagup \\ \text{Fe} \end{matrix} \text{C}$ beilegte.

Im metastabilen System Eisen-Kohlenstoff kann das Eisencarbid sowohl als *freier Zementit* als auch als Gefügebestandteil des *Perlits* erscheinen. Die Legierungen mit mehr als $1,7\%$ C bestehen unmittelbar nach Unterschreiten der Soliduslinie aus einem Gemisch gesättigter Mischkristalle γ -Eisen-Kohlenstoff und aus Zementit. Freier aus dem γ -Mischkristall abgeschiedener Zementit findet sich weiter in Legierungen zwischen $0,9$ und $1,7\%$ C. Schließlich enthalten alle langsam abgekühlten Legierungen unterhalb etwa 710° den Zementit in Form feiner Lamellen als Bestandteil des Eutektoides Perlit⁵¹⁾.

Man hat aus den abweichenden Eigenschaften unter- und übereutektoider Stähle geschlossen, daß der Perlit-Zementit von dem freien Zementit verschieden ist⁵²⁾. Nach Versuchen von A. MEUTHEN⁵³⁾ verläuft die Kurve des Wärmehaltes von Eisen-Kohlenstofflegierungen in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt nicht linear, sondern zeigt bei der eutektoiden Zusammensetzung von 0,9% C einen deutlichen Knick. Ein gleiches Verhalten ist von E. GÜMLICH⁵⁴⁾ für die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes und der Koerzitivkraft vom Kohlenstoffgehalt gefunden worden; eine neuere Bestimmung des elektrischen Widerstandes durch E. STÄBLEIN⁵⁵⁾ lieferte damit übereinstimmende Ergebnisse. Andererseits steigt nach Versuchen von M. LEVIN und K. DORNHECKER⁵⁶⁾ das spezifische Volumen nahezu geradlinig mit dem Kohlenstoffgehalt an.

Das Eisencarbid zeigt eine reversible Umwandlung bei etwa 210°, mit der wir uns in anderem Zusammenhang bereits beschäftigt haben. Diese wurde von WOLOGDINE⁵⁷⁾ bei Gelegenheit magnetometrischer Untersuchungen entdeckt und von K. HONDA und T. MURAKAMI⁵⁸⁾ wiederholt bestätigt. Sie ist nach DRIESEN⁵⁹⁾ durch ein Maximum auf der Kurve des wahren Ausdehnungskoeffizienten gekennzeichnet und wurde von M. LEVIN und O. SCHOTTKY⁶⁰⁾ auch calorimetrisch nachgewiesen. Diese Umwandlung ist nach HONDA⁶¹⁾ in gehärteten übereutektoiden Stählen mit primärem Zementit als Gefügebestandteil nicht nachweisbar, sie würde danach eine spezifische Eigenschaft des perlitischen Zementits darstellen. Neuere Untersuchungen von G. TAMMANN und K. EWIG⁶²⁾ führten jedoch zu einem abweichenden Ergebnis; die magnetische Umwandlung konnte sowohl bei Stählen mit primärem als auch mit perlitischem Zementit innerhalb des gleichen Temperaturintervalls festgestellt werden. Daher können die beiden Formen des Zementits nicht verschiedene Krystallarten der gleichen chemischen Verbindung sein.

Die über das Carbid vorliegenden kristallographischen Daten sind wegen der Seltenheit gut ausgebildeter Krystalle sehr dürftig; sie beziehen sich überdies ausschließlich auf Mischkrystalle von Fe_3C mit Mn_3C sowie Fe_3Si und lassen daher nur bedingt Rückschlüsse auf das reine Eisencarbid zu. So liegen nach P. GROTH⁶³⁾ Beobachtungen vor, die auf trikline, pseudohexagonale Krystallformen schließen lassen; daneben wurden auch rhombische Prismen wie auch verzerrte reguläre Formen beobachtet. Wieweit das Carbid des technischen Eisens mit einer dieser Formen übereinstimmt, muß zunächst offen bleiben.

Das Eisencarbid ist entsprechend seiner Bedeutung für die Konstitution des Eisens bald nach Entwicklung der röntgenometrischen Verfahren in dieser Richtung untersucht worden. Nach ersten Tastversuchen von A. WESTGREN⁶⁴⁾ und E. C. BAIN⁶⁵⁾ veröffentlichte A. WESTGREN⁶⁶⁾ Ende 1921 gesicherte Beobachtungen, nach denen das

Eisencarbid dem rhombischen System angehört; die Kantenlängen des elementaren Bereichs wurden zu

$a_1 = 4,53$; $a_2 = 5,11$; $a_3 = 6,77$ Å.-E. angegeben.

Eine eigene Arbeit erstreckte⁶⁷⁾ sich neben der reinen Strukturanalyse vor allem auch auf eine Klärung der Frage nach der Identität der verschiedenen Vorkommen des Zementits sowie auch auf die bereits erwähnte Untersuchung der strukturellen Natur der magnetischen Umwandlung. Hierzu wurden als Versuchsmaterial reine Eisencarbidbenutzungen, die nach dem Verfahren von MYLIUS, FÖRSTER und SCHOENE⁴⁸⁾ dargestellt waren; als Ausgangsstoffe dienten reine Eisenkohlenstofflegierungen aus den verschiedenen gekennzeichneten Gebieten des Zustandsdiagrammes.

Der zweite Teil des skizzierten Versuchsplanes konnte auf Grund der erhaltenen Debye-Scherrer-Diagramme sofort erledigt werden. Diese deckten sich ohne jede Ausnahme innerhalb der Grenzen der Beobachtungsgenauigkeit; damit konnte als sichergestellt gelten, daß sich die verschiedenen Formen des Eisencarbides in ihrer Krystallstruktur nicht unterscheiden.

Die Strukturanalyse des Eisencarbides gestaltete sich dagegen ungleich schwieriger; sie konnte bis heute nicht zum Abschluß gebracht werden. Es hat dies seinen Grund darin, daß das reine Debye-Scherrer-Verfahren bei niedrig symmetrischen Krystallen trotz der von C. RUNGE⁶⁸⁾ sowie A. JOHNSEN und O. TOEPLITZ⁶⁹⁾ angegebenen Rechenverfahren im allgemeinen nicht zu eindeutigen Lösungen führt; andererseits war die Anwendung der Drehkrystallmethode von SCHIEBOLD-POLANYI⁷⁰⁾ lange Zeit infolge des Mangels von Krystallen ausreichender Größe nicht möglich. Es gelang schließlich, mit Hilfe des Rungeschen Verfahrens eine quadratische Form

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = 0,0464 h^2 + 0,0367 k^2 + 0,0208 l^2$$

abzuleiten, welche die beobachteten Interferenzen befriedigend wiedergab. Daraus rechnen sich die Kantenlängen des rhombischen Elementarkörpers in guter Übereinstimmung mit WESTGREN zu $a = 4,48$; $b = 5,04$; $c = 6,70$ Å.-E.; die Basisgruppe enthält vier Moleküle Fe_3C . Die wünschenswerte Bestätigung dieses Ergebnisses gelang bald darauf mit Hilfe von Drehaufnahmen an kleinen Krystallen eines Stückes Ferromangan vom Rande einer Druse, das nach der Analyse ein ziemlich reines Eisen-Mangandoppelcarbid darstellte. Nachdem zunächst durch eine gewöhnliche Debye-Scherrer-Aufnahme nachgewiesen worden war, daß dieses Doppelcarbid mit dem reinen Eisencarbid isomorph ist, wurden von einer ausgesuchten primatischen Nadel nacheinander drei Aufnahmen unter Drehung um die zueinander senkrechten Hauptachsen angefertigt. Die Auswertung ergab für die Identitätsperioden in den drei untersuchten Richtungen gute Übereinstimmung; mit der abgeleiteten quadratischen Form.

Die Atomanordnung des Eisencarbides ist damit erst zum geringeren Teile bestimmt, es bleibt noch die Aufgabe der Ermittlung der gegenseitigen Lage der 12 Eisenatome und 4 Kohlenstoffatome innerhalb der Basisgruppe. Die Debye-Scherrer-Aufnahmen geben hierfür keinerlei verwertbare Grundlagen, da die stärksten Interferenzen ausnahmslos als nicht aufgelöste Doppellinien erkannt sind und daher Schlüsse auf die Flächenbelegung der Netzebenen nicht zulassen. Eine Auswertung der Drehdiagramme in dieser Richtung ist in Angriff genommen.

Der letzte Punkt der Aufgabe, Bestimmung der Atomanordnung oberhalb des Umwandlungspunktes bei 210° ist im Zusammenhang mit der magnetischen Umwandlung des Eisens bereits vorweggenommen worden. Die Aufnahme einer Carbidgeprobe in einer beheizbaren Debye-Scherrer-Kamera bei etwa $250-300^\circ$ ergab innerhalb der Beobachtungslöslichkeit Übereinstimmung mit der magnetischen Modifikation. Aus der quadratischen Form:

$$\sin^2 \frac{\phi}{2} = 0,045 h^2 + 0,036 k^2 + 0,020 l^2$$

folgen die Kanten des Elementarbereichs zu $a = 4,52$; $b = 5,08$; $c = 6,77$ Å.-E. Die Vergrößerung gegenüber dem Werte bei Raumtemperatur entspricht der thermischen Ausdehnung; das Achsenverhältnis ist innerhalb der Fehlergrenze gleich geblieben.

III. Die Modifikationen des Eisens und der Kohlenstoff.

Der Mischkristall γ -Eisen-Kohlenstoff.

Die sehr zahlreich vorliegenden Arbeiten über die Konstitution der Mischkristalle gehen ausnahmslos von der Auffassung aus, daß bei der Bildung einer isomorphen festen Lösung die Atome des Gelösten an Stelle von Atomen des Lösungsmittels in das Raumgitter eintreten. Eine bisher wenig beachtete Ausnahme von dieser Regel stellt der Mischkristall Austenit der γ -Modifikation des Eisens mit dem Kohlenstoff dar. Für diese berechnete A. WESTGREN³¹) bereits 1921 an dem Beispiel eines Manganstahles im Gefügestand der homogenen festen Lösung aus Gitterparameter und spezifischem Gewicht die Zahl der Atome innerhalb der Basisgruppe auf Grund der beiden Annahmen, daß entweder sämtliche Atome in das Gitter eintreten, oder aber, daß nur die Metallatome dieses Gitter bilden, während der Kohlenstoff in irgendeiner Form in dessen Lücken eingelagert ist. Von diesen Annahmen führte allein die letztere nahezu auf die Zahl 4 des flächenzentrierten Gitters; damit war für diesen Stahl wahrscheinlich gemacht, daß der Kohlenstoff nicht durch Substitution eines Metallatoms in das Gitter eingeht. Neuere Präzisionsmessungen WESTGREN⁷¹) bestätigten dieses Ergebnis.

Die von J. W. RETGERS⁷²) für zahlreiche Mischkristallreihen nachgewiesene Additivität der

spezifischen Volumen ist von L. VEGARD⁷³) später auf Grund von Röntgenuntersuchungen der Alkalihalogenide als Additivität der Atomvolumen gedeutet worden; sie scheint nach Beobachtungen von F. KIRCHNER⁷⁴) auch für homöopolare Metallmischkristalle angenähert Gültigkeit zu besitzen. Nun kommt nach W. H. BRAGG⁷⁵) dem Kohlenstoffatom eine Raumbeanspruchung von 1,54 Å.-E. zu, während sich für das γ -Atom aus dem Gitterparameter unter Annahme gegenseitiger dichter Berührung ein Wirkungsbereich von 2,53 Å.-E. berechnet; danach müßte für den Mischkristall γ -Eisen-Kohlenstoff in Analogie zu dem normalen Isomorphismus eine Verkleinerung des γ -Gitters mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt erwartet werden. Im Gegensatz hierzu ergaben jedoch Präzisionsmessungen WESTGREN⁷¹) an abgeschreckten Kohlenstoffstählen im γ -Zustande eine deutliche Vergrößerung des Parameters mit steigendem Kohlenstoff. WESTGREN schloß auch hieraus, daß in der festen Lösung γ -Eisen-Kohlenstoff nicht eine Atomsstitution im Sinne des Isomorphismus bestehen kann. Allerdings wird man der Bragg'schen Vorstellung vom Krystallbau als Kugelpackung nur den Charakter einer Näherung zuerkennen und den angedeuteten Schlüssen gegenüber die nötige Vorsicht nicht außer acht lassen dürfen.

Die Beweisführung WESTGREN⁷¹) stützt sich auf einige wenige austenitische Stähle von zufällig gegebener Zusammensetzung; es erschien daher in voller Anerkennung ihrer Bedeutung notwendig, unter Heranziehung einer größeren Reihe von Legierungen mit planmäßig geändertem Kohlenstoffgehalt erneut an eine möglichst abschließende Bearbeitung der Frage zu gehen⁷⁶). Hierzu wurden reine Eisen-Mangan-Kohlenstoffstähle mit Kohlenstoffgehalten von 0,30–1,90% und wechselnden Mangangehalten zwischen 2 und 19% benutzt, die durch geeignete Wärmebehandlung in den Gefügestand der homogenen festen γ -Lösung gebracht waren.

Für die Bestimmung der Gitterparameter stand nur die gewöhnliche Debye-Scherrer-Kamera zur Verfügung, so daß eine Anordnung entwickelt werden mußte, die bereits mit dieser ausreichende Genauigkeit gewährleistete. Als solche bewährte sich die gleichzeitige Aufnahme eines Nickel-Vergleichsspektrums in der Weise, daß die fertigen Röntgenstäbchen elektrolytisch mit einem sehr dünnen Überzug von reinem Nickel versehen wurden. Die Stärke dieses Überzuges ließ sich dabei durch geeignete Wahl der Elektrolysendauer so abpassen, daß bei der Röntgenaufnahme sowohl die Linien des Eisens als auch des Nickels gleich gut gedeckt *erscheinen*.

Die in der Literatur vorhandenen Angaben über den Gitterparameter des Nickels⁷⁷) weichen so erheblich voneinander ab, daß sich aus ihnen ein Bezugswert von ausreichender Genauigkeit nicht ableiten läßt; daher wurde eine Neubestimmung des Nickels nach dem gleichen Verfahren voran-

gestellt. Hierbei wurden teils Drähte aus Rein nickel mit einer sehr dünnen Schicht von gepulvertem Steinsalz überzogen, teils auch nach dem Vorgange von H. C. BURGER⁷⁸⁾ Stäbchen unmittelbar aus einer geeigneten Mischung von Nickelpulver mit Steinsalz gepreßt. Beide Verfahren ergaben innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Werte. Für die Berechnung der Eisenaufnahmen wurde der mittlere Parameter $a_{Ni} = 3,518 \text{ \AA.-E.}$ benutzt.

Die Bestimmung der spezifischen Volumen erfolgte nach der Auftriebmethode unter Verwendung von Wasser als Vergleichsflüssigkeit. Sie ist im Gegensatz zu der Röntgenparameterbestimmung mit starken Unsicherheiten belastet, indem sowohl das bei nicht vollständiger Durchhärtung vorhandene α -Eisen als auch die zuweilen auftretenden Härtungsrisse in hohem Maße auf die Dichte einwirken.

Die gemessenen Gitterparameter und spezifischen Volumen bedürfen vor ihrer Verwertung einer Verbesserung durch Ausschalten des geringfügigen, vom Mangan herrührenden Einflusses. Nach den Untersuchungen von VEGARD⁷³⁾ und KIRCHNER⁷⁴⁾ kann als sichergestellt gelten, daß sich besonders bei geringen Konzentrationen des Gelösten der Gitterparameter wie auch das spezifische Volumen nahezu linear mit der Zusammensetzung ändern. Wir schreiben daher für den Parameter einer Legierung mit Mn Atomprozenten Mangan und C Atomprozenten Kohlenstoff:

$$a = a_0 + x Mn + y C;$$

a_0 ist darin der Parameter des reinen Eisens. Eine einfache Rechnung ergibt hierfür:

$$a = 3,578 + 0,00050 Mn + 0,00645 C,$$

mit einem mittleren Fehler von $\pm 0,001 \text{ \AA.-E.}$; die hiernach auf den Mangengehalt Null umgerechneten Parameter liegen nunmehr ausgezeichnet in einer geraden Linie. Sie lassen wiederum eine beträchtliche Vergrößerung des Parameters mit steigendem Kohlenstoffgehalt erkennen; dabei ist die Übereinstimmung mit Messungen WESTGREN⁷¹⁾ an zwei abgeschreckten reinen Kohlenstoffstählen bemerkenswert. Aus diesem rechnet sich für die Konstante y der Wert $0,00641$, wobei zu beachten bleibt, daß die von WESTGREN eingesetzten Kohlenstoffgehalte nur nach dem Zustandsdiagramm geschätzt, nicht dagegen exakt analytisch ermittelt sind.

Die gemessenen spezifischen Volumen wurden nach einem ähnlichen Ansatz korrigiert:

$$v = 0,1246 + 0,0004 Mn + 0,0041 C;$$

mit einem mittleren Fehler von $\pm 0,007$.

Wir berechnen nunmehr aus den verbesserten Gitterparametern die spezifischen Volumen auf Grund der beiden strittigen Annahmen, daß entweder der Kohlenstoff durch Substitution von Metallatomen in das Gitter eingeht, oder aber, daß er in die Lücken des nur aus den Metallatomen gebildeten Gitters eingepackt ist. Das Ergebnis

dieser Rechnung führt mit überzeugender Deutlichkeit zu der Feststellung, daß nur die zweite Auffassung mit der Beobachtung verträglich ist, daß also der Kohlenstoff nicht durch Atomsubstitution nach Analogie des normalen Isomorphismus in das γ -Eisengitter eintritt. Die bereits hervorgehobene gute Übereinstimmung mit den von WESTGREN angeführten Messungen an Kohlenstoffstählen rechtfertigt zugleich eine Verallgemeinerung dieses Schlusses über die untersuchten Manganstähle hinaus.

Über die Ursache für das Verhalten des Kohlenstoffs bei der γ -Mischkristallbildung kann zunächst nicht viel ausgesagt werden. W. H. BRAGG⁷⁹⁾ hat bereits darauf aufmerksam gemacht, daß das flächenzentrierte Gitter in der Würfelmitte oder der strukturell damit gleichwertigen Würfelkante einen von den Atomwirkungsbereichen freigelassenen Raum besitzt, in den ein Atom mit einer kugeligen Wirkungssphäre von $1,048 \text{ \AA.-E.}$ ohne Deformation des Gitters eintreten könnte. Das nicht sehr viel größere Kohlenstoffatom verursacht daher an dieser Stelle nur eine verhältnismäßig geringfügige Störung des Gitteraufbaus und damit der Stabilität. Es muß dahingestellt bleiben, wie weit dieser Grund allein maßgebend oder neben anderen, etwa der Atomsymmetrie, nur von untergeordneter Bedeutung ist. Es sei in diesem Zusammenhang nur noch darauf hingewiesen, daß bei der maximalen Löslichkeit des Kohlenstoffs im γ -Eisen mit etwa $8,25$ Atomprozenten nur ein Zwölftel der Lücken innerhalb des flächenzentrierten Gitters mit Kohlenstoffatomen ausgefüllt ist. Schließlich dürfte für eine Beurteilung der Gründe für das Verhalten des Kohlenstoffs nicht unwichtig sein, daß eine Eisenkohlenstoffverbindung besteht, so daß an eine Erklärung etwa derart gedacht werden könnte, daß die Substitution eines Eisenatoms durch einen Komplex aus Eisen- und Kohlenstoffatomen erfolgt.

Das α -Eisen und der Kohlenstoff im Gleichgewichtszustand.

Im Gegensatz zu der γ -Modifikation kommt dem α -Eisen nach der allgemeinen metallographischen Auffassung im Phasen- und Strukturgleichgewicht keinerlei Lösungsvermögen für den Kohlenstoff zu; daher müssen bereits geringste Beimengungen von Kohlenstoff zur Bildung von Eisen-carbid führen. Hierbei bleibt jedoch zu bedenken, daß die bisherigen Untersuchungsmethoden wegen der Schwierigkeit einer genauen analytischen Bestimmung des Kohlenstoffs bei niedrigen Gehalten eine, wenn auch sehr geringe Löslichkeit nicht ausschließen. Auch spricht die Beobachtung der Diffusion des Kohlenstoffs in α -Eisen bei dem Vorgange des Einformens⁸⁰⁾ für die Annahme einer gewissen Löslichkeit.

Vom chemischen Standpunkte bleibt die Frage nach der Löslichkeit des Kohlenstoffs im α -Eisen offen. So ergaben sehr ausgedehnte Versuche von F. HARTMANN⁸¹⁾ in Richtung einer quantitativen

Isolierung des Eisencarbides so große Differenzen, daß ihnen keinerlei entscheidende Bedeutung in dem einen oder anderen Sinne zugesprochen werden könnte.

Bei dem Versuche zu einer Klärung des Verhaltens des α -Eisens dem Kohlenstoff gegenüber mit Hilfe röntgenogrammetrischer Methoden gehen wir von der schon beim γ -Mischkristall als brauchbar erkannten Einteilung der Möglichkeiten für die Konstitution eines etwaigen α -Mischkristalles in die beiden Fälle aus, daß entweder der gelöste Kohlenstoff an die Stelle von Eisenatomen in das Gitter eintreten kann, oder aber, daß er in dessen Lücken eingepaßt ist.

Nachdem für den γ -Mischkristall sichergestellt ist, daß der Kohlenstoff nicht das γ -Eisenatom innerhalb des Gitters zu ersetzen vermag, muß es auch als unwahrscheinlich bezeichnet werden, daß er das nur unerheblich kleinere α -Atom von 2,48 Å.-E. im α -Gitter ersetzen kann. Zum mindesten müßte in diesem Falle ein erheblicher Einfluß auf das spezifische Volumen bzw. auf den Gitterparameter erwartet werden. Nach zahlreichen Beobachtungen ist der erstere sicher nicht vorhanden; es bleibt zu untersuchen, wie weit ein Einfluß auf den Gitterparameter nachweisbar ist.

Andererseits besitzt das raumzentrierte Gitter des α -Eisens nur sehr viel kleinere Lücken in den Mitten der Würfel Flächen; in diese könnten nur kugelige Atome mit einem Wirkungsbereich bis zu 0,38 Å.-E. ohne Deformation des Gitters eingesetzt werden. Danach muß auch die zweite; der Konstitution des γ -Mischkristalles entsprechende Möglichkeit als unwahrscheinlich bezeichnet werden; sie müßte sich ebenfalls in hohem Maße in einer Änderung des Gitterparameters auswirken.

Zur Nachprüfung der skizzierten Schlüsse wurden nach dem oben besprochenen Verfahren die Parameter reiner Eisen-Kohlenstofflegierungen und des Elektrolyteisens bestimmt; die Stähle wurden 1 Stunde 50° oberhalb ihres A_3 -Punktes gehalten und dann langsam in Kieselgur abgekühlt. Die Auswertung ergab innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit Unabhängigkeit der Parameter vom Kohlenstoffgehalt; damit ist auf Grund strukturtheoretischer Überlegungen eine Bestätigung der allgemeinen Auffassung dafür gegeben, daß dem α -Eisen ein Lösungsvermögen für den Kohlenstoff im Gleichgewichtszustande nicht zuzuschreiben ist.

Die strukturelle Gleichheit der δ -Modifikation des Eisens mit der α -Modifikation legt nahe, auch der δ -Form ein Lösungsvermögen für den Kohlenstoff abzuspochen, im Gegensatz zu dem von R. RUER und R. KLESPPER²⁵⁾ aufgestellten Zustandsdiagramm, das eine Löslichkeit bis zu 0,08% C annimmt. Diese Auffassung ist andererseits in Übereinstimmung mit einer schon früher von H. HANEMANN⁸²⁾ geäußerten Ansicht; dieser gelangte im Verlauf einer Diskussion über die Deutung von Abkühlungskurven dazu, daß die Löslichkeit des Kohlenstoffs im δ -Eisen, wenn sie überhaupt vorhanden ist, wesentlich kleiner sein muß, als RUER und KLESPPER angeben.

Das α -Eisen und der Kohlenstoff in gehärteten Stählen.

Die Ansichten über die Beziehungen zwischen Kohlenstoff und Eisen im Gefüge des gehärteten Stahles gehen weit auseinander; es sei in diesem Zusammenhange nur auf die sehr vollständige Darstellung des Härtungsproblems durch E. MAURER⁸³⁾ verwiesen. Nach der von MAURER vertretenen Auffassung ist der Kohlenstoff im Härtungsgefüge MARTENSIT atomdispers in das α -Eisen eingelagert, das dadurch in ein größeres Volumen gezwängt wird; der so hervorgerufene Spannungszustand wird als Ursache für die eigentliche Glas-härte angesehen.

Röntgenuntersuchungen an gehärteten Stählen sind mehrfach durchgeführt worden. Diese brachten zunächst eine Bestätigung der bereits von H. LE CHATELIER⁸⁴⁾ geäußerten Ansicht, daß das Eisen gehärteter Stähle in der α -Modifikation vorliegt. Sie ergaben weiter eine stark ausgeprägte Verbreiterung der Röntgeninterferenzen, aus der auf einen sehr hohen Dispersitätsgrad des α -Eisens geschlossen werden konnte. So schätzte der Verfasser⁸⁵⁾ auf Grund seines Vergleiches mit Aufnahmen von P. SCHERRER⁴³⁾ an kolloidalen Metallen die obere Grenze für die Korngröße auf etwa 10^{-6} cm; A. WESTGREN⁶⁶⁾ ging hierin noch weiter, indem er den Martensit für nahezu amorph erklärte.

Der Einfluß des Kohlenstoffs auf das α -Gitter in gehärteten Stählen wurde wiederum von A. WESTGREN⁶⁶⁾ diskutiert. Dieser schloß aus einigen seiner Aufnahmen auf eine geringfügige Aufweitung des Gitters; er hielt jedoch seine Werte für nicht zuverlässig genug, als daß damit die Frage als entschieden gelten könnte.

Eigene Versuche erstrecken sich auf eine systematische Erkundung der Struktur gehärteter Kohlenstoffstähle in Abhängigkeit von Kohlenstoffgehalt, Abschrecktemperatur und -geschwindigkeit, sowie auf die Rückbildung in den normalen Gitterzustand bei dem Vorgang des Anlassens. Sie werden durch vergleichende Untersuchungen an austenitischen Stählen ergänzt, bei denen sich der Übergang von der γ -Modifikation über eine hochdisperse α -Form hinweg zu der stabilen α -Modifikation in allen Stufen darstellen läßt. Die bisher vorliegenden Präzisionsmessungen an gehärteten Stählen ergaben deutlich eine Vergrößerung des Gitterparameters des α -Eisens auf 2,87 bis 2,88 Å.-E., in guter Übereinstimmung mit der Änderung des spezifischen Volumens von Kohlenstoffstählen beim Abschrecken⁸³⁾. Die Ursache für diese Vergrößerung kann nur in dem Kohlenstoff gesehen werden, da nach P. SCHERRER⁴³⁾ die Erhöhung des Dispersitätsgrades allein keinen Einfluß auf den Gitterparameter ausübt. Man wird so dazu geführt, anzunehmen, daß im gehärteten Stahl der Kohlenstoff atomdispers in das α -Gitter eingeprengt ist; da diesem nach den vorstehenden Erörterungen ein Lösungsvermögen für den Kohlenstoff nicht zukommt, ist damit die Veranlassung

zu tiefgehenden Störungen des Gitters gegeben, die wiederum die innere Ursache für die Glashärte darstellen. Die Maurersche Härtungstheorie findet damit eine ausgezeichnete Bestätigung.

Literatur:

- 1) F. OSMOND, Mém. de l'Artillerie de la Marine 15, 573. 1887.
- 2) F. OSMOND, Ann. des Mines 14, 5. 1888.
- 3) F. OSMOND, Journ. Iron and Steel Inst. 37, 38. 1890.
- 4) F. OSMOND, Com. des Méthodes d'Essai 2, 107. 1894.
- 5) H. LE CHATELIER, Soc. de Physique 4, 20. 1894.
- 6) P. CURIE, Ann. de Chim. et Phys. 5, 289. 1895.
- 7) F. OSMOND, Bull. Soc. d'Encouragement 1895.
- 8) C. BENEDICKS, Recherches physiques et physico-chimiques sur l'acier au carbone. Thèses. Upsala 1904.
- 9) F. OSMOND, Rev. Mét. 3, 551. 1906.
- 10) C. BENEDICKS, Journ. Iron and Steel Inst. 86, 242. 1912.
- 11) A. SAUVEUR, Journ. Iron and Steel Inst. 88, 171. 1913.
- 12) A. SMITS, Die Theorie der Allotropie. Leipzig 1921.
- 13) G. K. BURGESS und J. J. CROWE, Bull. Bur. of Standards 10, 315. 1914.
- 14) P. WEISS, Phys. Zeitschr. 9, 358. 1908.
- 15) C. BENEDICKS, Journ. Iron and Steel Inst. 89, 407. 1914.
- 16) W. TRENKLE, Ann. d. Phys. 19, 692. 1906.
- 17) K. HONDA, Journ. Iron and Steel Inst. 99, 457. 1919.
- 18) E. S. BALL, Journ. Iron and Steel Inst. 37, 85. 1890.
- 19) P. WEISS und G. FOËX, Arch. sc. phys. et nat. 31, 39. 1911.
- 20) H. HARKORT, Metallurgie 4, 647. 1907.
- 21) A. MÜLLER, Metallurgie 6, 158. 1909.
- 22) W. GONTERMANN, Zeitschr. f. anorg. Chem. 59, 378. 1908.
- 23) R. RUER und K. KANEKO, Ferrum 11, 33. 1913.
- 24) R. RUER und E. FICK, Ferrum 11, 39. 1913.
- 25) R. RUER und R. KLESPEL, Ferrum 11, 257. 1914.
- 26) F. OSMOND und G. CARTAUD, Ann. des Mines 18, 113. 1900.
- 27) J. E. STEAD und H. C. H. CARPENTER, Journ. Iron and Steel Inst. 88, 119. 1913.
- 28) A. W. HULL, Phys. Rev. 9, 84. 1917.
- 29) A. W. HULL, Phys. Rev. 10, 661. 1917.
- 30) ZAY JEFFRIES und E. C. BAIN, Chem. and Metallurg. Engineering 24, 779. 1921.
- 31) A. WESTGREN, Journ. Iron and Steel Inst. 103, 303. 1921.
- 32) A. WESTGREN, Zeitschr. f. phys. Chem. 102, 1. 1922.
- 33) Erscheint in den Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung.
- 34) F. WEVER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 3, 2, 7. 1922.
- 35) F. WEVER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 4, 67. 1923.
- 36) M. WERNER, Zeitschr. f. anorg. Chem. 83, 275. 1913.
- 37) A. W. HULL, Phys. Rev. 10, 691. 1917.
- 38) H. BOHLIN, Ann. d. Phys. 61, 421. 1920.
- 39) H. v. JÜPTNER, Grundzüge der Siderologie. Leipzig 1900, 1, 125.
- 40) W. OSTWALD, Die Welt der vernachlässigten Dimensionen. 5. u. 6. Aufl. Leipzig 1921, 174.
- 41) P. DEBYE und P. SCHERRER, Phys. Zeitschr. 18, 291. 1917.
- 42) F. WEVER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 4, 81. 1923.
- 43) P. SCHERRER in R. ZSIGMONDY, Kolloidchem. 3. Aufl., Leipzig 1920, 387.
- 44) F. ABEL, Journ. Chem. Soc. London 43, 303. 1883.
- 45) F. OSTWALD und WERTH, Ann. d. Mines 8, 3. 1885.
- 46) F. MÜLLER, Stahl u. Eisen 8, 291. 1888.
- 47) J. O. ARNOLD und A. A. READ, Journ. Chem. Soc. London 65, 788. 1894.
- 48) F. MYLIUS, F. FÖRSTER und G. SCHOENE, Zeitschr. f. anorg. Chem. 13, 38. 1896.
- 49) E. D. CAMPBELL, Journ. Americ. Chem. Soc. 18, 836. 1896.
- 50) O. WERKMEISTER, Diss. Karlsruhe 1910.
- 51) P. GOERENS, Metallographie. 3. Aufl. Leipzig 1922, 224.
- 52) G. TAMMANN, Metallographie. 3. Aufl. Leipzig 1923.
- 53) A. MEUTHEN, Ferrum 10, 1. 1922.
- 54) E. GÜMLICH, Ferrum 10, 33. 1922.
- 55) E. STÄBLEIN, Zeitschr. f. Phys. 20, 209. 1923.
- 56) M. LEVIN und K. DORNHECKER, Ferrum 11, 321. 1914.
- 57) WOLOGDINE, C. R. 148, 776. 1909.
- 58) K. HONDA und T. MURAKAMI, Sci. Reports Tôhoku Univ. 6, 23. 1917.
- 59) JOH. DRIESEN, Ferrum 11, 129. 1913.
- 60) M. LEVIN und O. SCHOTTKY, Ferrum 10, 193. 1912.
- 61) K. HONDA, Sci. Reports Tôhoku Univ. 6, 150. 1917.
- 62) G. TAMMANN, Stahl u. Eisen 42, 772. 1922.
- 63) P. GROTH, Chem. Krystallographie. Leipzig 1906, I, 53.
- 64) A. WESTGREN, Jernkontorets Ann. 104, 101. 1920; Tekniska diskussionsmötet 29 maj.
- 65) E. C. BAIN, Chem. and Metallurg. Engineering 25, 657. 1921.
- 66) A. WESTGREN, Journ. Iron and Steel Inst. 105, 241. 1922.
- 67) F. WEVER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 4, 67. 1923.
- 68) C. RUNGE, Phys. Zeitschr. 18, 509. 1917.
- 69) A. JOHNSEN und O. TOEPLITZ, Phys. Zeitschr. 19, 47. 1918.
- 70) M. POLANYI, E. SCHIEBOLD, K. WEISSENBERG, Zeitschr. f. Phys. 23, 337. 1924.
- 71) A. WESTGREN, Journ. Iron and Steel Inst. 109, 159. 1924.
- 72) J. W. RETGERS, Zeitschr. f. phys. Chem. 3, 497. 1889; 4, 593. 1889; 5, 436. 1890; 6, 193. 1890; 8, 6. 1891.
- 73) L. VEGARD, Zeitschr. f. Phys. 5, 17. 1921.
- 74) F. KIRCHNER, Ann. d. Phys. 69, 59. 1922.
- 75) W. H. und W. L. BRAGG, X-Rays and Crystal Structure. 4. Aufl. London 1924, 163.
- 76) F. WEVER, Zeitschr. f. Elektrochem. 30, 376. 1924.
- 77) P. P. EWALD, Krystalle und Röntgenstrahlen. Berlin 1923, 295.
- 78) H. C. BURGER, Physica 2, 114. 1922.
- 79) W. H. BRAGG, Journ. Iron and Steel Inst. 103, 263. 1921.
- 80) H. HANEMANN und FR. MORAWE, Stahl u. Eisen 33, 1350. 1913.
- 81) ED. MAURER und F. HARTMANN, Zeitschr. f. anorg. Chem. 136, 75. 1924.
- 82) F. HANEMANN, Zeitschr. f. anorg. Chem. 90, 67. 1914.
- 83) ED. MAURER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 1, 39. 1920.
- 84) H. LE CHATELIER, Rev. Gén. Sciences 8, 18. 1897.
- 85) F. WEVER, Mitt. a. d. K. W. Inst. f. Eisenforschung 3, 1, 45. 1921.

Zuschriften und vorläufige Mitteilungen.

Zur Polarisation des Fluoreszenzlichtes.

Bekanntlich haben WOOD und ELLETT¹⁾ vor kurzem die bedeutungsvolle Beobachtung gemacht, daß das von Quecksilberdampf ausgesandte Fluoreszenzlicht, wenn es durch linear polarisiertes Licht hervorgerufen wird, unter Umständen einen hohen Grad von Polarisation aufweisen kann. Diese Polarisationserscheinung wird aber schon durch die Anwesenheit sehr schwacher Magnetfelder stark beeinflußt in einer Weise, die von der Richtung des Feldes sowie von der Beobachtungsrichtung wesentlich abhängt. Diese interessanten Ergebnisse sind neuerdings in einer Anzahl von Publikationen²⁾ diskutiert worden. Einerseits stimmen alle Autoren darin überein, daß sämtliche wesentlichen Züge der Fluoreszenzerscheinungen im Magnetfeld sich zwanglos durch Vergleich mit dem Zeemaneffekte der betreffenden Quecksilberlinie erklären lassen, und es kommt bei dieser Erklärung der grundsätzliche Unterschied zwischen der klassischen Strahlungstheorie und der quantentheoretischen Deutung der Spektren nicht wesentlich in Betracht. Andererseits heben die genannten Autoren die Schwierigkeit hervor, die scheinbar darin liegt, daß die Polarisation bei Abwesenheit vom Magnetfeld viel stärker ist, als es etwa einem Mittelwert der Polarisation für beliebige Feldrichtungen entsprechen würde. Dieser Umstand findet wohl eine einfache Analogie in der klassischen Strahlungstheorie, wenn man annimmt, daß die Aussendung einer Spektrallinie von einem isotrop elastisch gebundenen Elektron herührt; sie scheint aber im ersten Augenblick unvereinbar mit den Annahmen der Quantentheorie, die eine enge Verbindung der Spektralgesetze mit den Vorstellungen vom Atombau ermöglicht haben. Im folgenden möchte ich versuchen zu zeigen, daß die erwähnte scheinbare Schwierigkeit doch eine sinngemäße Erklärung erhalten kann in direkter Anlehnung an die Prinzipien, die der quantentheoretischen Deutung der Spektren zugrunde liegen³⁾.

1) R. W. WOOD und A. ELLETT, Proc. roy. soc. 103, 396. 1923; Phys. review 24, 243. 1924.

2) W. HANLE, Naturwissenschaften 11, 690. 1923. — A. E. RUARK, P. FOOTE u. F. L. MOHLER, Opt. soc. Am. 7, 415. 1923. — F. WEIGERT, Naturwissenschaften 12, 38. 1924. — P. PRINGSHEIM, Naturwissenschaften 12, 247. 1924; Zeitschr. f. Phys. 23, 324. 1924. — G. JOOS, Physikal. Zeitschr. 25, 130. 1924. — G. BREIT, Philosoph. mag. 47, 832. 1924. — E. GAVIOLA und P. PRINGSHEIM, Zeitschr. f. Phys. 25, 367. 1924. — J. A. ELDRIDGE, Phys. review 24, 234. 1924.

3) In mehreren der zitierten Abhandlungen findet man Betrachtungen angedeutet, die mit den Überlegungen in dieser Note eine gewisse Ähnlichkeit aufweisen. Vor allem war aber meine Aufmerksamkeit auf die Möglichkeit der vorgeschlagenen Deutung der Erscheinungen gelenkt durch eine briefliche Mitteilung von Herrn FRANCK über eine unten zu erwähnende Untersuchung von Herrn HANLE im Göttinger Institut, deren Resultate, wie die genannten Herren hervorheben, besonders geeignet sind, die enge Verbindung anzuzeigen zwischen den in Frage stehenden Polarisationerscheinungen und einem gradweisen Verschwinden der Richtungsquantelung mit abnehmender Stärke des Magnetfeldes. Überhaupt verfolgt die vorliegende Note nur den Zweck, zu betonen, daß die im ersten Augenblick überraschende Polarisationerscheinung bei näherer Betrachtung kaum eine grundsätzliche

Nach der klassischen Theorie hat das Fluoreszenzlicht seinen Ursprung in einer Zerstreuung des Lichtes, die direkt herrührt von den erzwungenen Elektronenschwingungen, deren Amplitude dem erzeugenden Lichtvektor proportional ist. Um die Dispersionerscheinungen zu erklären, muß auch in der Quantentheorie mit einer Zerstreuung des Lichtes von den Atomen in ihrem Normalzustand gerechnet werden. Zur selben Zeit nimmt aber diese Theorie an, daß jedenfalls ein wesentlicher Teil des Fluoreszenzlichtes von Atomen ausgesandt wird, die durch die Belichtung von ihrem Normalzustand in einen aktiven stationären Zustand gebracht sind. Die von diesen angeregten Atomen ausgehende Strahlung ist an die Möglichkeit von Übergangsprozessen geknüpft, bei denen die Atome in deren Normalzustand oder einen anderen stationären Zustand geringerer Energie übergehen. Nach dem Korrespondenzprinzip ist diese Möglichkeit wieder verbunden mit dem Auftreten gewisser korrespondierender harmonischer Schwingungskomponenten im elektrischen Moment des Atoms, die von der Bewegungsart der Atomteilchen bedingt sind. Zwar ist es eben der Sinn der Quantentheorie, daß das Verhalten des Atoms gegenüber einem Strahlungsfeld nicht einfach mit Bewegungen in den stationären Zuständen verknüpft ist; dieses Verhalten wird aber, sowohl was Streuung wie Ausstrahlung anlangt, formal verglichen mit einer Anzahl virtueller harmonischer Oszillatoren, deren Frequenzen mit den Energiedifferenzen der möglichen Übergänge direkt zusammenhängen⁴⁾.

Für ein Atomsystem, bei dem der Periodizitätsgrad der Bewegung gleich ist dem Freiheitsgrad, ist nach den Regeln der Quantentheorie die Bewegung in den stationären Zuständen vollständig festgelegt. In diesem Fall sind die virtuellen Oszillatoren wieder eindeutig den harmonischen Schwingungskomponenten im elektrischen Momente des Atoms zugeordnet. Für sogenannte entartete Systeme, wo der Periodizitätsgrad kleiner ist als der Freiheitsgrad, ist die Bewegung in den stationären Zuständen nicht in solcher Weise vollständig festgelegt. Dieser Umstand bringt es mit sich, daß die Übergangsmöglichkeiten eine große Mannigfaltigkeit besitzen, und zwar eine noch größere als die nicht gequantelten Bewegungseigenschaften in den stationären Zuständen; denn es handelt sich ja hier um die Kombination zweier solcher Zustände. Eine unmittelbare Folge hiervon ist, daß sich die virtuellen Oszillatoren, die den Übergangsmöglichkeiten von einem bestimmten stationären Zustand aus entsprechen, nicht eindeutig den harmonischen Schwingungskomponenten in der Bewegung zuordnen lassen. Im Gegensatz zu dem Fall nicht entarteter Systeme müssen wir also darauf vorbereitet sein, daß das Verhalten eines entarteten Atoms, soweit es die Strahlung betrifft, nicht durch die Bewegung im betreffenden stationären Zustand festgelegt ist, sondern

Schwierigkeit für die Quantentheorie darbietet, sondern vielmehr dazu geeignet ist, einen charakteristischen Zug dieser Theorie zutage zu bringen.

4) Vgl. eine Arbeit des Verfassers (Zeitschr. f. Phys. 13, 117. 1923), die eine zusammenfassende Darstellung der Grundpostulate der Quantentheorie enthält, und im besonderen eine Abhandlung von BOHR, KRAMERS und SLATER (Zeitschr. f. Phys. 24, 69. 1924), in der eine allgemeine Deutung der optischen Phänomene auf Grundlage der Vorstellungen der Quantentheorie versucht ist.

einer weiteren Spezifikation der virtuellen Oszillatoren bedarf. Dieser der Theorie nicht entarteter Systeme scheinbar fremdartige Zug läßt sich auch dadurch begründen, daß wir bei den entarteten Systemen einem Grenzfall begegnen, wo die Frequenzen mehrerer der in der Elektronenbewegung auftretenden Schwingungskomponenten zusammenfallen, und daß wir daher bei der Entartung mit einer Interferenz der diesen Komponenten entsprechenden virtuellen Oszillatoren zu rechnen haben. Infolgedessen kann man nicht erwarten, daß bei entarteten Systemen die Beschaffenheit der resultierenden harmonischen Oszillatoren durch die Bewegung der Atomteilchen eindeutig bestimmt sein wird, sondern wir müssen eben darauf vorbereitet sein, daß noch Phasenbeziehungen zwischen den bei Entartung zusammenwirkenden Oszillatorkomponenten maßgebend werden können.

In der Frage der Polarisation des Fluoreszenzlichtes tritt uns eben das Problem der Entartung entgegen. Denn in Abwesenheit von äußeren Kräften kann ja keine Rede sein von einer etwaigen Festlegung der Richtung einer Atomachse im Raum. Im Magnetfeld ist dagegen diese Entartung aufgehoben, und die virtuellen Oszillatoren, die den Übergangsprozessen aus den stationären Zuständen entsprechen, sind eindeutig festgelegt.

Betrachten wir zunächst den Fall von Atomen im Magnetfeld, und fragen wir nach dem Einfluß des Polarisationszustandes der anregenden Strahlung auf denjenigen Teil des Fluoreszenzlichtes, der von den aktivierten Atomen stammt. Da das Verhalten jedes dieser Atome im Strahlungsfeld eindeutig festgelegt ist, so muß jeder derartige Einfluß darauf zurückgeführt werden, daß die Wahrscheinlichkeit der Aktivierung von der Intensität nur derjenigen Komponente der Lichtschwingung abhängt, die in ihrem Schwingungszustand mit dem virtuellen Oszillator übereinstimmt, der dem betrachteten Übergangsprozesse entspricht. Das Resultat, das man hierdurch bekommt, entspricht weitgehend den Folgerungen der klassischen Theorie, wenn sie auf die Streuung eines nicht isotropen harmonischen Oszillators angewendet wird. Es liegt daher nahe, anzunehmen, daß der Polarisationszustand des Fluoreszenzlichtes, der von den aktivierten Atomen herrührt, derselbe sein wird wie der der Streustrahlung, die von den Atomen im Normalzustand stammt⁵⁾.

⁵⁾ Es ist in dieser Verbindung zu berücksichtigen, daß von einem aktivierten Zustande aus im allgemeinen mehrere Übergangsmöglichkeiten vorhanden sind. Dieser Umstand gibt eine einfache quantentheoretische Erklärung dafür, daß bei Beleuchtung eines Atoms mit Licht einer seiner Spektrallinien das Fluoreszenzlicht im allgemeinen auch Licht anderer Spektrallinien enthalten wird. (Vgl. N. BOHR, Zeitschr. f. Phys. 2, 423, 1920.) Wie die Herren KRAMERS und HEISENBERG mir mitgeteilt haben, findet diese Erscheinung ihr klassisches Analogon darin, daß, bei Reaktion eines mehrfach periodischen Atomsystems auf Bestrahlung, im elektrischen Moment des Atoms nicht nur eine erzwungene Schwingung auftritt, deren Frequenz mit derjenigen der einfallenden Wellen übereinstimmt, sondern daß auch erzwungene Schwingungen auftreten, deren Frequenzen Kombinationen sind dieser Frequenz und der Frequenzen der in der Atombewegung auftretenden harmonischen Schwingungskomponenten. Man darf daher annehmen, daß auch im allgemeinen Falle bei nicht entarteten Atomsystemen derjenige Teil des Fluoreszenzlichtes, der von den Atomen im Normalzustand ausgesandt wird, dieselbe Zusammensetzung hat wie der Teil dieses

Würden wir das Verhalten der Atome in Abwesenheit vom Magnetfeld vergleichen mit dem mittleren Verhalten von vielen Atomen, die in Magnetfeldern verschiedener gleichmäßig verteilter Richtungen liegen, so würden wir in der besprochenen Weise wohl eine gewisse Polarisation des Fluoreszenzlichtes bekommen; aber, wie eine einfache Überlegung zeigt, würde der Polarisationsgrad wesentlich geringer sein, als er von WOOD und ELLETT für die Polarisation des Fluoreszenzlichtes ohne Feld beobachtet wurde. In Abwesenheit eines Magnetfeldes handelt es sich jedoch, wie oben gesagt, um einen Fall der Entartung. Betrachten wir ein Kernatom, so bringt eben die Änderungsmöglichkeit der Impulsachse der Elektronenbewegung mit sich, daß die Resonanzwirkung eines Strahlungsfeldes auf diese Bewegung sich schon nach der klassischen Theorie wesentlich anders verhalten würde als bei einem nicht-isotropen Oszillator. Voraussichtlich wird der Einfluß des Strahlungsfeldes auf das elektrische Moment des Atoms nicht nur von der Beschaffenheit der harmonischen Schwingungskomponente in diesem Moment, die bei der Resonanz in Betracht kommt, abhängen, sondern auch wesentlich von der Größe des Gesamtdrehimpulses der Elektronenbewegung. In der Quantentheorie kommt die Analogie zu diesem Umstand darin zutage, daß wegen der Entartung die Atomachse durch den Anregungsprozeß ihre Richtung um einen endlichen Winkel ändern kann. Die Gesamtheit der virtuellen Oszillatoren, die diesen Übergangsmöglichkeiten entspricht, dürfte dabei einen ähnlichen Grad von Polarisation zeigen, wie die nach der klassischen Theorie zu erwartende durch die Bestrahlung erzwungene Mitschwingung im elektrischen Moment des Atoms. Der Teil des Fluoreszenzlichtes, der aus einer Zerstreuung der Atome im Normalzustand stammt, wird also voraussichtlich einen entsprechenden Polarisationsgrad aufweisen. Einen solchen Polarisationsgrad bekommt man nun auch für den Teil des Fluoreszenzlichtes, der aus den aktivierten Atomen stammt, wenn man die weitere Annahme macht, daß der Schwingungszustand der Oszillatoren, die der Rückkehr zum Normalzustand entsprechen, was die Richtungen ihrer Hauptschwingungsachsen anbelangt, übereinstimmt oder jedenfalls in enger Beziehung steht mit dem Schwingungszustand derjenigen virtuellen Oszillatoren, die den Aktivierungsprozessen zugeordnet sind.

Eine solche Übereinstimmung des Schwingungszustandes der Oszillatoren läßt sich nun kaum erreichen einfach durch die Annahme einer Orientierung der Atomachsen durch den Anregungsprozeß. Zwar werden die Achsen der angeregten Atome nicht gleichmäßig im Raume verteilt sein, und wegen der Möglichkeit einer Achsenänderung durch den Anregungsprozeß selber, ist die Orientierung voraussichtlich wesentlich mehr ausgeprägt, als es von dem mittleren Verhalten der Atome in Magnetfeldern gleichmäßig verteilter Richtungen zu erwarten wäre. Im Falle der betreffenden Quecksilberlinie dürfte jedoch keine noch so ausge-

Lichtes, der von den aktivierten Atomen stammt. Dieser Gegenstand wird in einer bald erscheinenden Arbeit der genannten Herren näher behandelt; dort wird auch gezeigt, daß, wie im Falle der Fluoreszenz, auch im Falle der Dispersion außerhalb der Resonanzlinie der erwähnte klassische Effekt das Auftreten von neuen Kombinationsfrequenzen im gestreuten Lichte fordert, eine neuartige Erscheinung, die zuerst von SMEKAL (Naturw. II, 873, 1923) vorhergesagt wurde mittels Betrachtungen, die an die Lichtquantentheorie anknüpfen.

sprochene Orientierung zur Erklärung des beobachteten Polarisationsgrades des Fluoreszenzlichtes ausreichen. Nach der quantentheoretischen Deutung der Seriengesetze wird ja angenommen, daß der Übergangsprozeß, der mit dem Auftreten dieser Linie verknüpft ist, mit einer zirkulären harmonischen Schwingungskomponente senkrecht zur Atomachse korrespondiert, und wenn die Beschaffenheit der Strahlung im angeregten Zustand von derselben Art wäre wie die nach der klassischen Theorie mit einer solchen Schwingung verknüpfte Strahlung, so könnte ja nicht in jeder Beobachtungsrichtung des Raumes eine so hohe Polarisation wie die gefundene auftreten.

Wie oben hervorgehoben, ist indessen für ein entartetes System die Beschaffenheit der virtuellen Oszillatoren eben nicht eindeutig durch die Bewegung der Teilchen in den stationären Zuständen festgelegt. Der Schwingungszustand dieser Oszillatoren in den aktivierten Atomen kann also in unserem Fall von der Art der Anregung des Atoms abhängen, und im besonderen von der Richtung des Lichtvektors der anregenden Strahlung. Man wird einsehen, daß diese Annahme gleichzeitig damit, daß sie einer gewissen formalen Analogie zur klassischen Theorie Ausdruck gibt, kaum dem Sinn der Quantentheorie widerspricht. Vielmehr handelt es sich eben um einen für die Tendenz der Quantentheorie charakteristischen Zug, indem die Abwesenheit einer direkten Verbindung zwischen Strahlung und Atombewegung — die man bei der Deutung der Spektren schon für die Schwingungszahl anzunehmen gewöhnt ist — hier auch bei der Polarisation zutage tritt. Dabei ist jedoch die vom Korrespondenzprinzip geforderte asymptotische Übereinstimmung der Folgerungen der klassischen Theorie und der Quantentheorie in der Grenze, wo benachbarte stationäre Zustände verhältnismäßig wenig voneinander abweichen, immer gewahrt. Eine quantitative Behandlung des Problems auf dieser Grundlage steht noch aus, sie dürfte aber einen innigen Zusammenhang zwischen den betreffenden Polarisationserscheinungen und der Struktur des Atoms offenbaren, so wie auch das von WOOD und ELLETT beobachtete verschiedene Verhalten der Fluoreszenzerscheinungen im Quecksilberdampf und im Natriumdampf zu verlangen scheint⁶⁾.

Soweit haben wir nur die beiden extremen Fälle betrachtet: den Einfluß stärkerer Magnetfelder auf die Polarisation des Fluoreszenzlichtes, sowie die Konstitution dieses Lichtes in vollständiger Abwesenheit äußerer Felder. Nun zeigen die Versuche von WOOD und ELLETT, wie bei steigender Feldstärke die Fluoreszenz-

⁶⁾ Die Resultate einer Untersuchung von Herrn KRAMERS über die mechanische Beeinflussung entarteter Systeme durch oszillierende Kraftfelder, die auf den Aufbau einer solchen Theorie hinzielt, wird in nächster Zukunft anderswo veröffentlicht. Übrigens hat Herr HEISENBERG mich darauf aufmerksam gemacht, daß es möglich scheint, durch einfachen Vergleich mit der Theorie des Zeemaneffektes eine quantitative Deutung der Fluoreszenzerscheinungen in Abwesenheit von Magnetfeldern zu gewinnen, wenn man noch eine durch das Korrespondenzprinzip nahegelegte quantentheoretische Stabilitätsforderung berücksichtigt. Wie Herr HEISENBERG in einer demnächst erscheinenden Arbeit zeigen wird, verlangt eine solche Forderung nämlich, daß bei Bestrahlung mit linear polarisiertem Lichte die Fluoreszenzerscheinung nicht in erster Näherung durch ein Magnetfeld beeinflußt wird, wenn die Richtung dieses Feldes der Richtung des elektrischen Vektors im Lichte parallel ist.

zerscheinungen eine gradweise Umwandlung erfahren in ähnlicher Weise, wie sie nach der klassischen Theorie des Zeemaneffektes zu erwarten wäre. Nach der quantentheoretischen Auffassung haben wir hier mit einem Fall zu tun, wo keine sogenannte scharfe Quantelung durchführbar ist, weil die durch das äußere Feld hervorgerufenen neuen Perioden in der Bewegung nicht kurz sind gegenüber der mittleren Lebensdauer der aktiven stationären Zustände und also der durch die Anwesenheit des äußeren Feldes bedingte Periodizitätscharakter der Bewegung nicht zur Entwicklung kommen kann. In der Grenze sehr kleiner Felder, wo die neuen Perioden noch lang gegenüber der Lebensdauer sind, müssen wir mit einer beinahe gleichmäßigen statistischen Verteilung der Achsenrichtungen der Atome rechnen. Bei steigender Feldstärke häuft sich dann die statistische Verteilung der Atomachse allmählich um die diskret verteilten Achsenrichtungen, die dem Grenzfall entspricht, wo verglichen mit der Lebensdauer jede in der Bewegung auftretende Periode als kurz angesehen werden kann.

Im ersten Grenzfall wird voraussichtlich auch der Einfluß der äußeren Felder auf das Verhalten der für die Strahlung maßgebenden virtuellen Oszillatoren in enger Analogie zur klassischen Theorie beschrieben werden können. Dieses Verhalten kommt in einer äußerst interessanten Weise zutage in einer Beobachtung, die neuerdings von W. HANLE im Göttinger Institut gemacht wurde, und deren freundliche Mitteilung durch Herrn FRANCK den Anstoß zu den in dieser Note mitgeteilten Überlegungen gab⁷⁾. Es wurde das Fluoreszenzlicht von Quecksilber untersucht, das in einer der Fortpflanzungsrichtung des anregenden Lichtes entgegengesetzten Richtung beobachtet wird, wobei noch ein Magnetfeld parallel zu dieser Richtung angelegt wurde. Bei linearer Polarisation des anregenden Lichtes wurde ohne Feld eine hohe Polarisation des Fluoreszenzlichtes beobachtet; sie verschwindet bei starken Magnetfeldern vollständig, wie es nach den Versuchen von WOOD und ELLETT zu erwarten war. Gleichzeitig mit dem allmählichen Verschwinden der Polarisation zeigt es sich aber, daß die Richtung der Polarisationsebene sich dreht. Diese Drehung erklärt sich zwanglos, wenn man annimmt, daß der Schwingungszustand des bei der Aussendung des Fluoreszenzlichtes beteiligten virtuellen Oszillators in Anwesenheit des Feldes eben solche Änderungen erleidet, wie zu erwarten wäre, wenn der Oszillator die Rotation des ganzen Atoms mitmacht. In enger Analogie dazu, daß in der klassischen Theorie der Einfluß einer derartigen Rotation auf die Drehung der Polarisationsebene von der Dämpfung der Elektronenschwingung bedingt ist, kommt die Lebensdauer der aktiven stationären Zustände direkt zutage in dem von HANLE beobachteten Phänomen. Wie Herr FRANCK mir gleichzeitig mitteilte, öffnet dieses Phänomen eben einen verheißungsvollen Weg für das Studium der Einflüsse äußerer Umstände auf diese Lebensdauer, sowie auf die Beschaffenheit der mit den Übergangsmöglichkeiten verknüpften virtuellen Oszillatoren.

Kopenhagen, den 1. November 1924.

NIELS BOHR.

⁷⁾ Vergleiche die Fußnote 3 dieses Artikels. Auch ELDRIDGE hat in der in Fußnote 2 zitierten Arbeit gezeigt, daß eine Drehung der Polarisationsebene wie die unten besprochene, nach Analogie der klassischen Theorie des Zeemaneffektes zu erwarten sei, und er erwähnt, daß ein solcher Effekt nachträglich tatsächlich von WOOD und ELLETT beobachtet worden ist.

Besprechungen.

STERN, KURT, **Elektrophysiologie der Pflanzen.** (In: Monographien aus dem Gesamtgebiet der Physiologie der Pflanzen und der Tiere, redig. von RUHLAND, Bd. IV.) Berlin: Julius Springer 1924. VII, 219 S. und 32 Abb. 14 × 21 cm. Preis 12 Goldmark.

Das Bändchen von STERN bietet etwas durchaus Neuartiges insofern, als die Elektrophysiologie der Pflanzen noch nie eine zusammenfassende Darstellung erfahren hat und bis vor nicht zu langer Zeit auch noch gar nicht reif dazu war. Dagegen mehren sich neuerdings Arbeiten, die von ganz verschiedenen Richtungen aus auf das Gebiet vorstoßen, und deshalb ist es in hohem Maße zu begrüßen, wenn ein Forscher, der selbst manchen wichtigen experimentellen Baustein zu den elektrisch-physiologischen Erscheinungen beigetragen hat, nicht nur die bisherigen Erfahrungstatsachen im Zusammenhang berichtet, sondern auch in einen einheitlichen theoretischen Rahmen einspannt. Es liegt in der Natur der Sache, daß hier vieles noch nicht spruchreif und endgültig sein kann; Verf. weist selbst an vielen Stellen auf noch bestehende Lücken und zu lösende Aufgaben hin. Gerade dadurch aber wird das Bändchen in hohem Maße anregend wirken. Um eine Vorstellung von der Vielseitigkeit des Inhaltes zu geben, sei ganz kurz angeführt, daß nach einer allgemein physikalischen Einleitung folgende Dinge behandelt werden: die Wirkung der Elektrizität auf Protoplasm und Zelle, Elektrotaxis, Elektrotropismus, Elektronastie, die Wirkung der Elektrizität auf Entwicklung und Stoffwechsel der Pflanze¹⁾ und schließlich die Produktion elektrischer Energie. Ein Ausblick auf wichtige Probleme der Elektrophysiologie schließt die Ausführungen, die von Seite zu Seite erkennen lassen, daß der Verf. der dargestellten Materie gegenüber einen durchaus persönlichen Standpunkt einnimmt.

P. STARK, Freiburg i. Br.

BENECKE, W., und L. JOST, **Pflanzenphysiologie.** Band I. Stoffwechsel, Neubearbeitet von BENECKE. Jena: Gustav Fischer 1924. VIII, 441 S., 55 Abb. und 1 Tafel. 16 × 24 cm. Preis 11 Goldmark.

Nachdem vor nicht zu langer Zeit an dieser Stelle über den 2. Band der Pflanzenphysiologie von JOST und BENECKE berichtet worden ist, folgt nunmehr auch der damals noch ausstehende erste Band mit dem Stoffwechsel nach. Er zeigt gegenüber der vorhergehenden Auflage ein Anwachsen des Textes von 334 auf 425 Seiten, während die Figuren von 52 auf 55 gestiegen sind. Auch hier ist wie im zweiten Band die Vorlesungsform verlassen worden. Der eingetretenen Arbeitsteilung zufolge gelangt im Stoffwechsel diesmal W. BENECKE zum Wort, indessen war er, wie einleitend bemerkt wird, bestrebt, den ursprünglichen Jostschen Text möglichst zu erhalten. So begreiflich

¹⁾ Hier wird die „Elektrokultur“, die in der landwirtschaftlichen Praxis in letzter Zeit so viel von sich reden machte, einer kritischen Betrachtung unterzogen.

das ist, so leidet doch etwas die einheitliche Ineinanderarbeit des Textes darunter, und die große Fülle oft recht ausgedehnter Fußnoten wirkt mitunter störend. Das ist etwas, was sich ja bei einer folgenden Auflage vielleicht ändern läßt. Im übrigen steht man bewundernd vor der Fülle des Gebotenen; mit außerordentlicher Gründlichkeit — vielleicht sogar in manchen Dingen zu sehr ins einzelne gehend — hat der Verf. die wissenschaftliche Ernte des vergangenen Jahrzehnts unter Dach gebracht, nicht nur referierend, sondern auch sichtlich und bewertend. Sicherlich wird das Buch nicht nur Anfängern, sondern auch Fortgeschrittenen wertvolle Dienste leisten, und an Stellen, wo die einen vorbeigehen, werden die anderen vielleicht gerade Station machen. So darf man denn dem Stoffwechsel dieselben guten Wünsche mit auf den Weg geben wie seinem Schwesterbände. P. STARK, Freiburg i. Br.

SCHOENICHEN, WALTHER, **Biologie der Blütenpflanzen.** Eine Einführung an der Hand mikroskopischer Übungen. (Biologische Studienbücher Bd. II). Freiburg i. Br.: Theodor Fisher 1924. 216 S. und 306 Originalabbildungen. Preis 5,50 Goldmark.

Nachdem nun wohl endgültig — es sind jetzt 25 Jahre seit dem Erscheinen von Schmeils „Lehrbuch der Zoologie“ vergangen — mit der veralteten Weise trockenem Beschreibens, die für Schüler wie Lehrer eine gleich große Qual bedeutet, gebrochen worden ist, müssen wir ein Buch wie das vorliegende außerordentlich begrüßen. Es wendet sich an den Studenten der Naturwissenschaften und der Medizin, an die Lehrerschaft und an jeden, der sich in eingehender, ernster Arbeit mit ökologischer Botanik beschäftigen will.

Eine gewisse Pflanzenkenntnis seitens des Praktikanten ist erforderlich; doch wird in den meisten Übungen — und das ist ein Vorzug des Buches — auf einheimische, häufig vorkommende Blütenpflanzen zurückgegriffen; denn auch die weitverbreiteten „gewöhnlichen“ Pflanzen bieten eine Fülle von Eigenheiten dar, die unsere Aufmerksamkeit verdienen, deren Beobachtung dem Schüler ein wirkliches Verständnis der Natur und ihrer Erscheinungen erschließt.

In technischer Hinsicht stellt diese „Einführung“ nicht allzu große Anforderungen; es wird — abgesehen von einem Mikroskop mit zuverlässiger Optik — nichts verlangt, was nicht auch mit bescheidenen Mitteln in entlegenem Orte beschafft werden könnte.

Der Inhalt des Buches führt mit schlichter, wissenschaftlicher Sachlichkeit in die Biologie der Wurzel, der Achse, des Blattes und der Blüte ein und schließt mit den Übungen, die auf die mannigfachen Einrichtungen zur Verbreitung der Samen und Früchte hinweisen (Ausbreitung durch Wind, Wasser, Tiere, durch eigene Kräfte, durch Aufspringen der Trockenfrüchte).

Jeder kleinen Lektion ist eine Zeichnung beigegeben, die gerade in ihrer Einfachheit dem Anfänger den Weg zeigt, um zu eigener Klarheit über den Zusammenhang von Bau und Lebensäußerung zu kommen.

G. WEISSHUHN, Berlin.