

## VERSAMMLUNGSBERICHTE

### Internationale Physikerkonferenz in Kopenhagen vom 17.—20. Juni 1936.

#### Referate über Kernphysik.

Jacobsen, Kopenhagen: „Geiger-Bothe-Versuch mit der  $\gamma$ -Strahlung des Radiothors.“

Beim Comptonschen Streuprozess ist nach dem Impuls-Energiesatz einer bestimmten Richtung des gestreuten Lichtquants eine bestimmte Bewegungsrichtung des Rückstoßelektrons zugeordnet. Zwei Zählrohre, von denen eines auf Lichtquanten, das andere auf Elektronen anspricht, müssen deshalb, wenn sie in korrespondierenden Winkeln gegen die Einfallrichtung des Primärstrahls stehen, Koinzidenzen zeigen. Diese waren bei der Streuung von Röntgenstrahlen durch den Versuch von Geiger und Bothe (1926) nachgewiesen. Die Wiederholung dieses Versuchs mit der  $\gamma$ -Strahlung des Radiums durch Shankland<sup>1)</sup> hatte ein negatives Ergebnis, der Impulssatz schien also beim Einzelprozeß für so harte  $\gamma$ -Quanten nicht erfüllt zu sein.

Die Versuche wurden deshalb von Votr. im Bohrschen Institut wiederholt, und zwar mit der  $\gamma$ -Strahlung des Radiothors ( $h\nu = 2,6 \cdot 10^6$  V), die im Gegensatz zu der des Radiums homogen ist. Bei 28 Anschlägen pro min des Quantenzählers wurden 6,5 Koinzidenzen pro h gezählt, gegenüber  $2,5 \pm 0,3$  zufälligen Koinzidenzen bei Abwesenheit des Streukörpers. Nach der Zunahme der Ausschlagszahl des Quantenzählrohrs bei Anwesenheit des Streuers waren etwa zehnmal so viele Koinzidenzen zu erwarten. Der Unterschied ist wahrscheinlich vor allem durch Ablenkung der Rückstoßelektronen im Streukörper zu erklären. Jedenfalls ist durch den Versuch die Gültigkeit des Impulssatzes beim Comptonschen Streuprozess sichergestellt.

*Aussprache:* Die experimentellen Gründe für den negativen Ausfall der Versuche von Shankland werden erörtert. Es wird berichtet über ein Experiment von Bernardini, Florenz, bei dem ebenfalls Koinzidenzen gefunden wurden.

Heitler, Bristol: „Energieverlust sehr schneller Elektronen.“

Die Berechnung der Bremsstrahlung beim Vorbeigang sehr schneller Elektronen an einem Kern ergibt eine mittlere Reichweite von etwa 2 cm Blei für Elektronen von einigen  $10^6$  V, bzw. einen entsprechenden mittleren Energieverlust beim Passieren dünnerer Bleischichten. Andersson<sup>2)</sup> hat den Energieverlust sehr schneller Höhenstrahlungselektronen in der Wilson-Kammer gemessen, indem er die Nebelkammer durch eine Bleiplatte unterteilte und im Magnetfeld die Krümmung der Bahn des Elektrons unterhalb und oberhalb der Bleiplatte bestimmte. Die so gemessenen mittleren Energieverluste schienen erheblich kleiner zu sein als theoretisch zu erwarten war. Jedoch hatte die Auslösung der Expansion durch Zählrohrkoinzidenzen eine statistische Bevorzugung solcher Elektronen bewirkt, die nur wenig Energie durch Strahlung verloren hatten; hierdurch waren zu kleine mittlere Energieverluste vorgetäuscht. Nach Elimination dieses Fehlers liegen jetzt die Meßwerte — gemäß brieflicher Mitteilung Anderssons — bis hinauf zu Elektronenenergien von  $+10^8$  sehr nahe bei der theoretischen Kurve. Die verhältnismäßig geringe Reichweite sehr schneller Elektronen ist damit experimentell und theoretisch sichergestellt.

*Aussprache:* Es wird betont, daß diese Übereinstimmung für den Theoretiker sehr beruhigend ist, da die Berechnung von Heitler und Bethe einem Bereich der Quantentheorie angehörte, der bisher als sehr gesichert anzusehen war. Insbesondere konnte der gelegentlich zur Erklärung der früheren Anderssonschen Ergebnisse herangezogene Einfluß der „Struktur des Elektrons“ bei den in Frage stehenden Energien noch nicht

merklich sein, weil in dem System, in dem das Elektron ruhte, alle vorkommenden Wellenlängen groß gegen den Elektronenradius  $e^2/mc^2$  sind.

Frisch, Kopenhagen: „Aktivierung durch langsame Neutronen.“

Die von Fermi und anderen<sup>3)</sup> gefundene starke Selektivität beim Einfang langsamer Neutronen durch verschiedene Elemente, und theoretische Überlegungen Bohrs (s. u.) machen es wahrscheinlich, daß für den Einfang sehr scharfe Resonanzwerte der Neutronengeschwindigkeit maßgebend sind. Dagegen zeigt Bor, bei dem der Neutroneneinfang nicht zu einem radioaktiven Isotop führt, sondern die Aussendung eines energiereichen  $\alpha$ -Teilchens zur Folge hat, keine Resonanz im Gebiet langsamer Neutronen und die wellenmechanische Behandlung dieses Prozesses ergibt<sup>4)</sup>, daß die Absorption im Bor umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Neutrons sein muß. Durch Vorschalten von Bor als Absorber lassen sich dann die Resonanzstellen für verschiedene Elemente bestimmen. Daß für Cd die Resonanzstelle bei thermischen Geschwindigkeiten liegt, folgt daraus, daß die Aktivierung abhängt von der Temperatur des Paraffins, in dem die Neutronen verlangsamt werden. Für andere Elemente ergeben sich dann folgende Resonanzstellen: Rh: 0,6 V; Ag: 2,5 V; Au: 6 V; As: 15 V; J: 60 V. Die Breiten dieser Resonanzniveaus lassen sich aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten abschätzen, wenn man für die Abhängigkeit der Absorption von der Energie der Neutronen eine Resonanzformel zugrunde legt, wie sie von Placzek hergeleitet ist (s. u.). Es ergeben sich dann Breiten von der Größenordnung eines Volt.

Wick, Rom: „Verlangsamung von Neutronen im Paraffin.“

Die theoretisch berechnete freie Weglänge der Neutronen im Paraffin in Abhängigkeit von ihrer Energie wird besprochen. Für Neutronengeschwindigkeiten, die kleiner sind als 1 V, dürfen die Protonen beim Zusammenstoß nicht mehr als frei angesehen werden, sondern die chemische Bindung des Wasserstoffs im Paraffin, die von der Größenordnung 1 V ist, muß berücksichtigt werden. Dies hat zur Folge, daß die freie Weglänge für thermische Neutronengeschwindigkeiten viermal kleiner ist als oberhalb der Energie von etwa 1 V.

Es wird weiter berichtet über die im Fermischen Institut durchgeführte statistische Berechnung der Energieverteilung und der Diffusion der Neutronen in Paraffin. Die Geschwindigkeitsverteilung weist im thermischen Gebiet ein der Maxwell'schen Verteilung ähnliches Maximum auf, nach größeren Geschwindigkeiten ist der Abfall langsamer als bei der Maxwell'schen Verteilung. Für größere Energien ist die Zahl der Neutronen mit Geschwindigkeiten zwischen  $v$  und  $v+dv$  proportional zu  $1/v^2$ . Für die Auswertung der Diffusionsversuche ist es wichtig, daß der Abstand  $r$  von der Quelle für Neutronen verschiedener Energie eine verschiedene Häufigkeitsverteilung aufweist. Die Mittelwerte  $\bar{r}_1^2$  und  $\bar{r}_2^2$  bei den Energien  $E_1$  und  $E_2$  stehen in der Beziehung:  $\bar{r}_1^2 - \bar{r}_2^2 = 6\lambda n$ ; worin  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge bedeutet und  $n$  die mittlere Zahl von Stößen, durch die die Energie des Neutrons von  $E_1$  auf  $E_2$  reduziert wird.

Amaldi, Rom: „Untersuchungen mit langsamen Neutronen.“

Die Neutronenquelle wird von einem großen Paraffinblock umgeben und das Absorbermaterial im Paraffin in verschiedene Abstände  $r$  von der Quelle gebracht. Aus der Stärke der erzeugten Radioaktivität bei den verschiedenen Abständen lassen sich die Häufigkeitsverteilung von  $r$  für den betreffenden Re-

<sup>1)</sup> Shankland, Physic. Rev. **49**, 235 [1936].

<sup>2)</sup> Andersson, Conference on Physics, London 1934.

<sup>3)</sup> Fermi u. Amaldi, Ricercio Scientifica A **6**, 544 [1935]; Frisch, Hecsey u. McKay, Nature, London **137**, 149 [1936]; Szilard, ebenda **136**, 849 [1935].

<sup>4)</sup> Frisch u. Placzek, ebenda **137**, 357 [1936].

<sup>5)</sup> Erscheint demnächst in „Ricercio Scientifica“, Roma.

sonanzwert der Energie und der Mittelwert von  $r^2$  bestimmen. Durch den Vergleich von  $r^2$  für verschiedene Absorber lassen sich dann nach der von *Wick* angegebenen Formel die Energien der Resonanzstellen berechnen. Die Methode ist nicht sehr genau, da  $r^2$  immer bei  $300 \text{ cm}^2$  liegt, und für die verschiedenen Absorber die Unterschiede von  $r^2$  von der Größenordnung  $20 \text{ cm}^2$  sind. Es ergeben sich damit folgende Werte: für Cd: thermische Energie vorausgesetzt;  $R_{\text{H}}$ : 2,4 V; Ag: 7,0 V; also etwa dreimal so große Werte wie bei *Frisch* (s. o.).

Weiter wurde eine Reihe von Diffusionsversuchen mit thermischen Neutronen im Paraffin angestellt, die folgende Daten ergaben: Streuquerschnitt  $43 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , freie Weglänge 0,3 cm. Das Verhältnis der Zahl der Stöße, bei denen das Neutron gestreut wird, zur Zahl der Stöße, bei denen das Neutron eingefangen wird, ist 140, Wirkungsquerschnitt für Einfang  $0,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Die mittlere, durch Diffusion erreichte Entfernung bis zum Eingefangenwerden ist 2,1 cm; mittlere Lebensdauer im Paraffin  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ .

Placzek, Kopenhagen: „Theorie der Kernreaktionen“<sup>6</sup>.

Die Kernprozesse, bei denen ein Neutron (oder ein anderes Teilchen) eingefangen wird, wodurch zunächst ein angeregter Zustand des intermediär gebildeten Kernes (Compoundkern) entsteht und sodann spontan ein Teilchen (Lichtquant, Neutron, Proton oder  $\alpha$ -Teilchen) ausgesandt wird, lassen alle eine einheitliche Beschreibung zu, wenn die Breite des Niveaus des „Compoundkerns“ klein ist gegen die Abstände seiner Niveaus.

Es stehen dann die diskreten Zustände des Compoundkerns in Resonanz mit dem Kontinuum der möglichen Energiewerte des einfallenden bzw. emittierten Teilchens. Der mathematische Formalismus, der diese Prozesse beschreibt, ist ganz analog dem der Strahlungstheorie. An die Stelle der „Oscillatorstärken“ der Dispersionsformeln treten hier die entsprechenden Elemente der Wechselwirkungsmatrix; diese sind einstweilen unbestimmt und müssen aus dem Experiment entnommen werden; sie können als praktisch unabhängig von der Geschwindigkeit betrachtet werden. Die Geschwindigkeit der einfallenden und emittierten Teilchen tritt außer in den Resonanznennern noch in theoretisch angebbaren Faktoren auf, die proportional einer bestimmten Potenz der Wellenlänge der Teilchen ist. Die verschiedenen Prozesse werden nach diesen Formeln erörtert.

Meitner, Berlin-Dahlem: „Radioaktive und chemische Untersuchungen an den Transuranelementen.“

Bei der Beschießung von Uran mit Neutronen findet man 7 durch ihre Lebensdauer unterschiedene  $\beta$ -Strahler, nämlich zwei Körper mit Halbwertszeiten kleiner als 1', die anderen mit den Halbwertszeiten 2,2'; 17'; 59'; 12 h; 3 Tg. Die letzten 5 lassen sich chemisch als Transuranelemente nachweisen, die 2,2'- und 17'-Körper verhalten sich wie Plutonium, die 59'-, 12 h- und 3 Tg.-Körper wie Elemente der Plutoniumgruppe. Radioaktive Messungen machen es wahrscheinlich, daß die 12 h- bzw. 59'-Körper aus dem 17'- bzw. 2,2'-Körper hervorgehen, die ihrerseits beide vermutlich aus den beiden erstgenannten, sehr kurzlebigen Körpern entstehen; letztere wären dann aktive Isotope des Urans, die durch Neutroneneinfang entstanden sind. Beim Beschießen mit langsamen Neutronen entsteht außer diesen 7  $\beta$ -Strahlern noch ein 23'-Körper mit einer Ordnungszahl kleiner oder gleich 92.

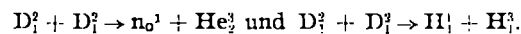
Vortr. weist auf die Schwierigkeit hin, daß man nicht diese 3 verschiedenen, experimentell sichergestellten Zerfallsreihen als aus den bekannten Isotopen des Urans durch Neutroneneinfang entstanden annehmen kann, ohne daß man dann zu bereits bekannten Kernen anderen radioaktiven Verhaltens geführt wird.

Auch in der *Aussprache* wird diese Schwierigkeit nicht geklärt.

<sup>6</sup> Erscheint demnächst in *Physic. Rev.* als Arbeit von *Bethe* u. *Placzek*.

Oliphant, Cambridge.

Vortr. berichtet über eine Reihe von Messungen bei Kernreaktionen mit Deutonen, u. a. über die Winkelverteilung der entstehenden Teilchen bei den Reaktionen:



Die Arbeit erscheint demnächst in den *Proc. Roy. Soc., London*.

Bohr, Kopenhagen: „Zur Theorie des Kernbaus“<sup>7</sup>.

Die Erscheinungen des Neutroneneinfangs unter der Emission von  $\gamma$ -Strahlung zwingen uns, folgendes Bild des hier vorliegenden Kernprozesses anzunehmen. Die Energie des einfallenden Neutrons verteilt sich schnell auf alle Kernpartikel, und es entsteht ein semistabiler Zwischenzustand, bei dem eine Zeitlang kein einziges Teilchen die nötige Energie besitzen wird, um den Kern verlassen zu können; erst wenn zufällig wieder genügend Energie auf ein Teilchen an der Oberfläche konzentriert wird, kann ein Neutron oder anderes Teilchen den Kern wieder verlassen. Mit diesem Sekundärprozess konkurriert ein anderer, in dem der intermediär gebildete Kern die überschüssige Energie (größenordnungsmäßig  $10^7 \text{ V}$ ) in Form von Strahlung abgibt und in seinen stabilen oder  $\beta$ -aktiven Grundzustand übergeht.

Theoretisch ist zu erwarten, daß für kleine Energie der einfallenden Neutronen der zweite, für große Energie der erste Prozeß der wahrscheinlichere ist. Dementsprechend ist bei langsamen Neutronen der Einfangsprozeß häufiger als die Streuung, bei schnellen Neutronen i. allg. umgekehrt. Dies ist der experimentelle Befund.

Die bisher behandelten Kernmodelle, in denen angenommen wurde, daß sich jedes Teilchen im Kern näherungsweise in einem konservativen Kraftfeld bewegt, können diese Züge nicht wiedergeben, insbes. die Kleinheit des Streuquerschnitts gegenüber dem Einfangsquerschnitt bei selektiver Absorption langsamer Neutronen durch eine Reihe von Elementen. Wesentlich ist, daß nach diesem neuen Modell die ersten Anregungsniveaus eines Kernes, die uns in den  $\gamma$ -Spektren der radioaktiven Elemente begegnen, weit getrennt sind, daß aber die Dichte der Niveaus schnell zunimmt, so daß eine beträchtliche Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß ein Element ein Resonanzniveau gerade im Gebiet langsamer einfallender Neutronen besitzt. Für große Energie der Neutronen werden die Niveaus sehr dicht liegen und außerdem durch die größere Wahrscheinlichkeit des Wiederaustritts eines Teilchens stark verbreitert sein, so daß die Kernzustände hier fast ein Kontinuum bilden und die Selektivität des Neutroneneinfangs hier wegfällt.

Kalckar, Kopenhagen: „Einige quantitative Formulierungen der Bohrschen Ansätze.“

Thomas, Ohio: „Zur Theorie der leichtesten Kerne ( $H_1^1$ ,  $H_2^2$ ,  $He_3^3$ ,  $He_4^4$ ).“

Es wird ein Verfahren nach successiven Näherungen entwickelt, um eine untere und obere Grenze für die Bindungsenergie der leichtesten Kerne zu berechnen. Aus den bekannten Maßendefekten lassen sich dann umgekehrt Grenzen für das Wechselwirkungspotential zwischen Neutronen und Protonen angeben. Beim Ansatz  $V = V_0 \cdot \exp(-r/a)$  findet man als Grenzen  $10^{-13} < a < 4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  und entsprechend  $11 \cdot 10^7 > V_0 > 2 \cdot 10^7 \text{ Volt}$ . Der Vergleich mit den Ergebnissen des *Ritzschen* Näherungsverfahrens zeigt, daß die letzteren noch mit großer Unsicherheit behaftet sind.

Goldhaber, Cambridge: „Streuung von schnellen Neutronen an Protonen.“

Messungen der Streuung von Photoneutronen in Paraffin ergeben einen dreimal kleineren Streuquerschnitt, als die theoretische Formel<sup>8</sup> angibt, die bei kleinen Neutronengeschwindigkeiten mit den experimentellen Daten in Einklang ist.

<sup>7</sup> Vgl. *Bohr*, *Naturwiss.* 24, 241 [1936]; *Nature*, London 137, 344 [1936].

<sup>8</sup> *Peierls-Bethe* und *Wigner*. Vgl. *Bethe*, *Rev. mod. Physics* 8, 117 [1936].

Teller, Washington: „*Streuung von Protonen an Protonen.*“

Die Messung von *Tu ve* und *Hafstad*<sup>9)</sup> der Streuung von schnellen Protonen an Protonen zwingen zur Folgerung, daß in geringem Abstand außer der *Coulombschen* Wechselwirkung zwischen zwei Protonen noch Kräfte vom Typus der Neutronen-Protonen-Wechselwirkung auftreten. Nach Rechnungen von *Breit*<sup>10)</sup> ist dieses ein Anziehungspotential, das zwar geringer, aber von derselben Größenordnung ist, wie die der Theorie des Deutons zugrunde gelegte Wechselwirkungsenergie zwischen Proton und Neutron.

Uhlenbeck, Utrecht: „*Zur Fermischen Theorie des  $\beta$ -Zerfalls.*“

Die *Fermische* Theorie des  $\beta$ -Zerfalls auf Grund der Neutrinohypothese läßt noch verschiedene Ausdrücke für die Wechselwirkungsenergie des Kerns mit dem Neutrino (offen<sup>11)</sup>). Die  $\beta$ -Spektren mehrerer natürlicher und künstlicher  $\beta$ -Strahler, die sorgfältig gemessen sind, können gut wiedergegeben werden, wenn man einen Ansatz von *Konopinski-Uhlenbeck* zugrunde legt, während der Verlauf nach dem Ansatz von *Fermi* wesentlich anders ist. Die theoretischen Kurven gestatten dann eine sichere extrapolatorische Berechnung der Grenzenergie des  $\beta$ -Spektrums. Die Kenntnis der Grenzenergie läßt beim  $P_{1/2}^{\beta}$  eine Prüfung der Frage zu, ob beim  $\beta$ -Zerfall der Wert der Grenzenergie den Energiesatz erfüllt.

Richardson, Leeds: „*Energiespektrum der  $\beta$ -Elektronen des  $ThC'$ .*“

Das Energiespektrum der Elektronen der  $\beta$ -Strahler war im Bereich sehr kleiner Energien bislang wegen experimenteller Schwierigkeiten sehr unsicher. Es ist Vortr. gelungen, eine gasförmige Verbindung des  $ThC$  herzustellen und den radioaktiven

<sup>9)</sup> *Tu ve*, *Heydenburg* u. *Hafstad*, *Physic. Rev.* **49**, 432 [1936].

<sup>10)</sup> Auf Grund neuerer Messungen, gemäß brieflicher Mitteilung.

<sup>11)</sup> *Fermi*, *Z. Physik* **88**, 161 [1934]; *Konopinski* u. *Uhlenbeck*, *Physic. Rev.* **48**, 7 [1935].

Zerfall in der *Wilson-Kammer* zu studieren.  $ThC$  geht unter  $\beta$ -Zerfall in  $ThC'$  über, dieses sendet danach praktisch spontan ein  $\alpha$ -Teilchen aus. Die Spuren der Elektronen und  $\alpha$ -Teilchen haben deshalb paarweise einen gemeinsamen Ursprung, dies gestattet eine sichere Zählung der Zerfallelektronen. Die Zahl der Elektronen mit kleiner Energie ist verhältnismäßig groß, im Gegensatz zu früher von anderen Experimentatoren mit dem Zählrohr erhaltenen vorläufigen Daten. Das  $\beta$ -Spektrum liegt gut auf der *Uhlenbeck-Konopinskischen* Kurve und weicht stark von der *Fermischen* ab.

Heisenberg, Leipzig: „*Theorie der Schauer*<sup>12)</sup>.“

Die erste Möglichkeit der Partikelerzeugung ist in der Theorie des Positrons gegeben. Dieser Prozeß ist jedoch nicht zur Erklärung des Auftretens der Schauer in der Höhenstrahlung geeignet, da hierfür ein Prozeß höherer Ordnung notwendig ist, bei dem eine große Anzahl Teilchen zugleich erzeugt werden müßten. Die Quantenelektrodynamik ergibt aber, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in einem Einzelakt  $n$  Pärchen erzeugt werden, bei großen Energien proportional der  $n$ -ten Potenz der Feinstrukturkonstanten  $e^2/hc \approx 1/137$  ist, also für große  $n$  verschwindend klein. Die *Fermische* Theorie des  $\beta$ -Zerfalls ergibt jedoch eine neue Möglichkeit. Ein Elementarprozeß wäre beispielsweise ein solcher, bei dem unter Verbrauch der Primärenergie ein Proton im Felde eines Kerns sich in ein Neutron plus Positron plus Neutrino verwandelt; die Iteration des Prozesses ist: Neutron  $\rightarrow$  Proton + Elektron + Neutrino; Proton  $\rightarrow$  Neutron u.s.f. Wichtig ist, daß nach der *Fermischen* Theorie bei genügend hoher Energie ein Prozeß  $n$ -ter Ordnung, bei dem  $n$  Pärchen +  $2n$  Neutrinos entstehen, ebenso wahrscheinlich wird wie ein Elementarprozeß. Die mittlere Zahl der erzeugten Teilchen und die mittlere Energie eines Schauerpartikels lassen sich abschätzen aus den Konstanten, die in die *Fermische* Theorie eingehen, und mit dem Experiment in Einklang bringen.

<sup>12)</sup> Erscheint demnächst in der *Z. Physik*.

## Tagung der Faraday-Society.

Leeds, 20. bis 22. April 1936.

Vorsitzender: Präsident Prof. Dr. Whytlaw-Gray.

Thema:

### Disperse Systeme in Gasen; Staub, Rauch und Nebel<sup>1)</sup>.

Für die große wissenschaftliche sowie technische Bedeutung der Aerosole spricht die große Zahl englischer und nicht-englischer Wissenschaftler, die Beiträge zu der Tagung übersandten oder selbst anwesend waren.

Das Thema war in zwei Hauptgruppen unterteilt:

- I. Die allgemeinen Eigenschaften und das Verhalten disperser Systeme aus
  - a) festen und flüssigen, nichtflüchtigen Teilchen, wie Rauch, Staub, Ölnebel usw.,
  - b) wäßrigen und anderen flüchtigen Teilchen, wie Wolken, hygroscopische Kerne, Stadt- und Landnebel.
- II. Die industrielle Bedeutung disperser Systeme in Luft und Gasen.

#### Teil Ia.

Prof. Dr. Whytlaw-Gray, Leeds: *Einführung.*

Für die Tagung wurde die Materie unterteilt in Systeme nichtflüchtiger und flüchtiger Teilchen. Eine strenge Klassifizierung in diesem Sinne ist nicht möglich, da je nach den Bedingungen ein System zur einen oder anderen Gruppe gezählt werden muß. In vieler Hinsicht sind aber Systeme nichtflüchtiger Teilchen besonders einfach zu untersuchen, da in ihnen Verdampfung und isotherme Destillation als komplizierende Faktoren wegfallen.

Die charakteristischste Eigenschaft der Aerosole ist die sofort nach ihrer Bildung eintretende, kontinuierlich ver-

laufende Koagulation. Der Koagulationsverlauf einer großen Reihe von Aerosolen folgt dem einfachen Gesetz:

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} = K(t_2 - t_1).$$

$n_1$  und  $n_2$  sind die im Kubikzentimeter zu den Zeiten  $t_1$  und  $t_2$  vorhandenen Teilchen,  $K$  ist die Koagulationskonstante. Ihr Wert hängt ab: 1. von der mittleren Teilchengröße; feinteilige Aerosole koagulieren rascher als grobteilige. 2. Von dem Teilchengrößenbereich und der Verteilung innerhalb desselben; anisodisperse Systeme koagulieren schneller als isodisperse. 3. Von der Form der Teilchen und der von ihnen gebildeten Aggregate.

Über das erste Stadium der Aerosolbildung ist fast nichts bekannt. Die Zahl der Primärteilchen muß sehr hoch sein, etwa  $10^{12}/\text{cm}^3$ . Bei einem Wert für  $K = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ , wie er für Stearinsäure gefunden wurde, nimmt in einem System von  $10^{11}$  Teilchen/cm<sup>3</sup> die Teilchenzahl in 0,02 sec auf die Hälfte ab. Die Primärteilchen lassen sich daher nur in sehr hoher Verdünnung untersuchen. Bei einer Teilchenzahl von etwa  $10^8/\text{cm}^3$  beträgt die Halbwertszeit bereits 5 h.

Die industriellen acrodispersen Systeme wie Schornsteinrauch usw. sind ausgesprochen anisodispers und bestehen aus weitgehend verschiedenen Teilchen.

Nichtkoagulierende Systeme, die den stabilisierten Hydrosolen entsprechen würden, sind bisher nicht beobachtet worden. Die an der Oberfläche der Teilchen zweifellos stattfindende Adsorption von Gasen hat keinen meßbaren Einfluß auf die Aggregationsgeschwindigkeit. Auch durch elektrische Aufladung der Teilchen konnte keine Stabilisierung aerokolloider Systeme erreicht werden.

Grobdisperse Systeme, Staube, die durch Dispersionsprozesse entstehen, sind bisher noch wenig untersucht. Charakteristisch für sie ist ihre leichte elektrische Aufladbarkeit, die wahrscheinlich durch Reibung hervorgerufen wird und z. B. bei Kohlenstaub zu Staubexplosionen führt.

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu den Aufsatz von *Winkel*, „Die Schwebstoffe in Gasen“, diese Ztschr. **49**, 404 [1936].