

Eine neue Strahlungshypothese; von Max Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Februar 1911.)

(Vgl. oben S.120.)

Meine Herren! Vor reichlich zehn Jahren hatte ich die Ehre, an dieser Stelle die Grundzüge einer Theorie der Wärmestrahlung zu entwickeln, zu deren wesentlichen Voraussetzungen auch die gehört, daß bei der Erzeugung strahlender Wärme gewisse endliche unteilbare Energiequanten oder Energieelemente von der Größe $\epsilon = h\nu$, worin ν die Schwingungszahl eines monochromatischen Strahles pro Sekunde, h , das elementare Wirkungsquantum, eine universelle Naturkonstante vom Betrage $6.55 \cdot 10^{-27}$ erg.sec bedeutet, eine gewisse charakteristische Rolle spielen¹⁾).

So seltsam diese Annahme mit den bisher bekannten und bewährten Vorstellungen der Elektrodynamik und der Elektronentheorie kontrastiert, so haben sich doch manche daran anschließende Folgerungen, nicht nur für die Gesetze der schwarzen Strahlung, sondern auch bei der Bestimmung der Elementarquanten für Elektrizität und Materie, und weiterhin, dank den Forschungen von A. EINSTEIN und von W. NERNST, auch für die spezifische Wärme fester und flüssiger Körper bisher so weit bewahrt, daßgewiß der Versuch gerechtfertigt erscheint, auf dem eingeschlagenen Wege weiter zu kommen und den dichten Schleier, der bis jetzt noch über den Energiequanten liegt, ein wenig zu lüften.

Selbstverständlich bin ich von Anfang an unablässig bemüht gewesen, die Vorstellungen, die man sich auf Grund der Annahme von Energiequanten von den Vorgängen der Absorption und der Emission strahlender Wärme bilden muß, weiter auszubilden, leider lange Zeit hindurch ohne nennenswerten Erfolg. Denn es stellen sich hier, wie schon von verschiedenen Seiten hervorgehoben wurde, auf Schritt und Tritt Schwierigkeiten entgegen – Schwierigkeiten, von deren Bedeutung man sich am besten einen Begriff macht, wenn man bedenkt, daß sogar die Gültigkeit der MAXWELL-HERTZschen elektrodynamischen Grundgleichungen, nach welchen sich jede lokale

¹⁾ M. PLANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 2, 237, 1900. In veränderter Form Ann. d. Phys. (4) 4, 553, 1901.

elektrodynamische Störung als Kugelwelle nach allen Richtungen des Raumes fortpflanzt, in Zweifel gezogen wurde. So weit braucht man indessen meiner Meinung nach einstweilen nicht zu gehen, sondern sollte vielmehr vorher u. alles versuchen, ja auch vor gewagt erscheinenden Hypothesen nicht zurückschrecken, um mit den auch bei den feinsten optischen Messungen bewährten Grundlagen der MAXWELLSchen Elektrodynamik auszukommen.

Diese Erwägung ist es, die mich ermutigt, Ihnen jetzt von einer neuen Strahlungshypothese zu berichten. Ich habe mir dieselbe gebildet zum Teil auf Grund der von anderen Forschern an meiner Theorie geübten Kritiken, von denen ich hier besonders die jüngste von H. A. LORENTZ hervorhebe¹⁾, und bitte, dieselbe als einen Versuch zu betrachten, der, wie ich glaube, vielleicht in gewisser Weise fruchtbar werden könnte.

Zur besseren Erläuterung erlaube ich mir, zunächst auf den Gedankengang meiner bisherigen Theorie kurz hinzuweisen. Als Zentren der Absorption und Emission strahlender Wärme nahm ich Gebilde an von der Art eines geradlinigen HERTZschen Oszillators. Die Erregung eines solchen Oszillators mit der Eigenschwingungszahl ν wird bewirkt durch die in seine Richtung fallende elektrische Feldkomponente E_z . Ist nämlich der zeitliche Mittelwert des Quadrats von E_z :

$$\overline{E_z^2} = J,$$

und zerlegt man die Größe J nach FOURIER spektral:

$$J = \int_0^\infty \mathcal{J}_\nu d\nu,$$

so ergibt die Größe $\mathcal{J}_\nu$, die ich als die "Intensität der den Oszillator erregenden Schwingung" bezeichnet habe, die von dem HERTZschen Oszillator in der Zeit dt absorbierte Energie:

$$\frac{3 c^3 \sigma}{16 \pi^2 \nu} \cdot \mathcal{J}_\nu \cdot dt.$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, und die Konstante σ , eine kleine Zahl, ist das logarithmische Dämpfungsdekrement der Schwingungsamplituden des Oszillators.

¹⁾ H. A. LORENTZ, Phys. ZS. 11, 1248, 1910.

Bei der allseitig stationären schwarzen Strahlung hängt die räumliche Strahlungsdichte u_ν , der Schwingungszahl ν mit $\mathcal{J}$, zusammen durch die Beziehung:

$$u_\nu = \frac{3}{4\pi} \mathcal{J}_\nu. \quad 2)$$

Auf der anderen Seite ist die von dem HERTZschen Oszillator in der Zeit dt emittierte Energie:

$$2\sigma\nu U \cdot dt, \quad 3)$$

wenn U die Schwingungsenergie des Oszillators bedeutet.

In einem Felde schwarzer Strahlung ist die absorbierte gleich der emittierten Energie, also:

$$u_\nu = \frac{3}{4\pi} \mathcal{J}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot U. \quad 4)$$

Um nun von dieser Gleichung zu den Gesetzen der schwarzen Strahlung zu gelangen, ist die Einführung des Begriffs der Temperatur erforderlich. Dieser läßt sich gewinnen aus der allgemeinen thermodynamischen Beziehung zwischen Temperatur T , Energie U und Entropie S :

$$\frac{1}{T} = \frac{dS}{dU}, \quad 5)$$

in Verbindung mit der ebenso allgemeinen Beziehung zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit:

$$S = k \cdot \log W, \quad 6)$$

wobei W die Wahrscheinlichkeit dafür bedeutet, daß der Oszillator die Energie U besitzt, und $k = 1,346 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{Grad}}$.

Hiernach spitzt sich die ganze Aufgabe zu auf die Berechnung der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Oszillator von bestimmter Schwingungszahl ν eine bestimmte Energie U besitzt. Diese Aufgabe suchte ich dadurch zu lösen, daß ich U als einen statistischen Mittelwert auffaßte und demgemäß die Verteilung eines sehr großen Energiequantums $N \cdot U$ auf N gleichartige Oszillatoren untersuchte. Um zu einem bestimmten endlichen Wert dieser Wahrscheinlichkeit zu gelangen, betrachtete ich NU als die Summe einer großen Zahl gleicher, unteilbarer Energie-elemente von der Größe $\epsilon = h\nu$, also:

$$N \cdot U = P \cdot \epsilon \quad 7)$$

und nahm an, daß bei jeder möglichen Verteilungsart (Komplexion) auf jeden Oszillator eine bestimmte Anzahl von den Energieelementen, die auch gleich Null sein kann, entfällt. Die Zahl aller möglichen verschiedenartigen Komplexionen gleich W_N gesetzt, ergibt dann:

$$W_N = \frac{(N + P)!}{N!P!} \quad 8)$$

und die entsprechende Entropie:

$$S_n = k \log W_N$$

liefert für einen einzelnen Oszillator die Entropie:

$$S = \frac{S_N}{N} = k \left\{ \left(1 + \frac{P}{N} \right) \log \left(1 + \frac{P}{N} \right) - \frac{P}{N} \log \frac{P}{N} \right\}, \quad 9)$$

daraus mit Hilfe von 7):

$$S = k \left\{ \left(1 + \frac{U}{h\nu} \right) \log \left(1 + \frac{U}{h\nu} \right) - \frac{U}{h\nu} \log \frac{U}{h\nu} \right\}, \quad 10)$$

endlich durch Substitution in 5) die Energie des Oszillators:

$$U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad 11)$$

wodurch dann mittels 4) als Formel für die räumliche Dichte der schwarzen Strahlung folgt:

$$u_\nu = \frac{3}{4\pi} \mathcal{J}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad 12)$$

Die vorstehende Ableitung würde natürlich dann ohne weiteres einleuchten, wenn man annehmen dürfte, daß die wirkliche Energie U eines jeden Oszillators in jedem Augenblick tatsächlich ein ganzes Vielfaches von ϵ ist, sich also in der Natur nur sprungweise ändern kann. Diese Annahme habe ich auch weiter auszubilden gesucht und noch vor einem Jahre der Hoffnung Ausdruck gegeben¹⁾, daß sie sich

¹⁾ M. PLANCK, Ann. d. Phys. (4) 31, 758, 1910.

werde durchführen lassen. Indessen erheben sich dagegen gewichtige Bedenken. Eine der schwierigsten Fragen dabei ist die: Wie bringt ein solcher Oszillator es fertig, wenn er von Wärmestrahlen getroffen wird, ein Energieelement ϵ aufzunehmen? Er muß es doch aus der auf ihn fallenden, ihn erregenden Strahlung absorbieren, und zwar plötzlich, in vollem Betrage. Ist daher die erregende Strahlung, die ja eine beliebig kleine Intensität haben kann, zu schwach, so kann er überhaupt nichts absorbieren. Dies legt die Vorstellung nahe, daß für den Oszillator eine gewisse Reizschwelle existiert, unterhalb welcher er überhaupt keiner Erregung fähig ist, während oberhalb derselben die Absorption gleich mit einem ganzen Energieelement einsetzt. Den Getanken einer solchen Reizschwelle hat übrigens, wie ich hier nachträglich hervorheben möchte, schon früher M. REINGANUM in seinem Oszillatormodell verwirklicht¹⁾.

Indessen werden dadurch die Schwierigkeiten nicht beseitigt. Denn die Aufnahme eines endlichen Energiequantums aus einer endlichen Strahlungsintensität kann nur in einer endlichen Zeit erfolgen, welche um so größer ausfällt, je kleiner die Intensität der erregenden Schwingung $\mathcal{J}$ im Vergleich zum Energieelement ϵ . Nun wird mit wachsender Schwingungszahl das Energieelement $\epsilon = h\nu$ immer größer, während dagegen die Intensität so rapide abfällt, daß die genannte Zeit sich für kurze Wellen schließlich verhältnismäßig ungeheuer in die Länge ziehen müßte. Und dies widerspricht geradezu der gemachten Voraussetzung; denn wenn der Oszillator einmal angefangen hat, Energie zu absorbieren, und dann die auffallende Strahlung etwa einmal abbrechen sollte, dann wäre er absolut daran verhindert, sein volles Energiequantum, welches er zur Herstellung des statistischen Mittelwertes U doch notwendig von Zeit zu Zeit einmal braucht, in Besitz zu nehmen.

Diese Erwägungen legen, wie mir scheint, die Auffassung nahe, den Vorgang der Absorption doch als einen vollkommen stetig verlaufenden anzusehen und demgemäß den Ausdruck 1) für die absorbierte Energie alle genau gültig zu betrachten.

Damit wird nun allerdings die bisherige Voraussetzung der absoluten Unstetigkeit der Energie des Oszillators aufgehoben, die Energie U des Oszillators braucht kein ganzes Vielfaches des Energieelementes ϵ zu sein, sondern kann jeden Wert zwischen 0 und ∞ annehmen. Ferner entfällt zugleich auch die Möglichkeit, irgend welche

¹⁾ M. REINGANUM, Phys. ZS. 10, 351, 1909.

Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen an die absorbierte Energie zu knüpfen. Dieselbe ist vielmehr durch den Wert von 1) unmittelbar gegeben.

Als Ergänzung bietet sich nun aber auf der anderen Seite die Hypothese dar, daß die Emission der Energie von seiten des Oszillators sprungweise, nach Energiequanten und nach den Gesetzen des Zufalls, erfolgt, ganz unabhängig von der gleichzeitigen Absorption. Ich möchte diese Hypothese folgendermaßen formulieren. Die Emission von Energie erfolgt spontan, nach bestimmten Quanten von der Größe $\epsilon = h\nu$, und zwar ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß von einem Oszillator mit der Schwingungszahl ν in einem hinreichend kleinen¹⁾ Zeitelement dt ein Elementarquantum der Energie emittiert wird, gleich

$$\eta \cdot n \cdot dt. \quad 13)$$

Hierbei ist η eine nur von der Natur des Oszillators abhängige, sogleich zu bestimmende Konstante, n ist die Anzahl der ganzen Energieelemente ϵ , welche der Oszillator gerade besitzt, d. h. n ist diejenige positive ganze Zahl (einschließlich der Null), welche den Ausdruck $\frac{U}{\epsilon} - n$ zu einem positiven echten Bruch (< 1) macht.

Dann läßt sich schreiben:

$$U = n\epsilon + \rho, \quad 14)$$

wobei $0 < \rho < \epsilon$.

Wenn z. B. U kleiner ist als ϵ , so ist $n = 0$, und der Oszillator emittiert überhaupt nicht. Für große Werte von U dagegen kann man ρ gegen $n\epsilon$ vernachlässigen und die emittierte Energie, wie früher, proportional U setzen.

Fragen wir nun nach dem stationären Schwingungszustand des Oszillators, wenn er sich in einem Felde schwarzer Strahlung befindet. Wir können dann nicht die in einem Zeitelement dt absorbierte Energie gleich der in demselben Zeitelement dt emittierten Energie setzen; denn die erstere ist stetig, die zweite unstetig veränderlich. Das Gleichgewicht ist vielmehr ein statisches und bezieht sich auf die in großen Zeiten

¹⁾ Namlich klein gegen das mittlere Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Emissionen.

durchschnittlich absorbierten und emittierten Energiebeträge. Dies vorausgesetzt, ergibt sich aus 1), 13) und 14) als Bedingung des stationären Zustandes in leicht verständlicher Bezeichnung:

$$\frac{3c^3\sigma}{16\pi^2\nu} \cdot \mathcal{J}_\nu = \eta \cdot \bar{n} \cdot \epsilon = \eta(\bar{U} - \bar{\rho}).$$

Der Mitterwert $\bar{\rho}$ ist offenbar $\frac{\epsilon}{2}$, also folgt:

$$\mathcal{J}_\nu = \frac{16\pi^2\nu\eta}{3c^3\sigma} \left(\bar{U} - \frac{\epsilon}{2} \right).$$

Für große $\bar{U}$ muß diese Gleichung mit 4) identisch werden; daraus folgt als Emissionskoeffizient:

$$\eta = 2\sigma\nu, \tag{15}$$

und die letzte Gleichung wird in Verbindung mit 2):

$$u_\nu = \frac{3}{4\pi} \mathcal{J}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \left(\bar{U} - \frac{h\nu}{2} \right), \tag{16}$$

in bemerkenswertem Gegensatz zu 4).

Jetzt handelt es sich wieder um die Bestimmung der Temperatur. Zu diesem Zwecke verfahren wir ganz ebenso wie oben, d. h. wir benutzen die allgemeinen thermodynamischen Gleichungen 5) und 6), und fragen nach der Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Oszillator die mittlere Energie $\bar{U}$ besitzt. Dieselbe resultiert wiederum aus der Betrachtung der Verteilung eines sehr großen Energiequantums $N \cdot \bar{U}$ auf N gleichartige Oszillatoren. Aber jetzt kann, im Gegensatz zu der früheren Betrachtung, die Energie U eines Oszillators auch andere Werte besitzen als ganze Vielfache von ϵ . Denn die Energie U des Oszillators zu irgend einer bestimmten Zeit t bestimmt sich eindeutig aus seiner Energie U_0 zur Zeit $t = 0$ und der im Zeitraum t von ihm absorbierten und emittierten Energie. Die Energie U_0 wird, wenn t groß genug ist, für die Wahrscheinlichkeit der Energie UU gar nicht mehr in Betracht kommen und kann daher als beliebig fixiert angenommen werden. Ebenso hat die absorbierte Energie einen ganz bestimmten durch 1) gegebenen Wert und ist für alle im Felde der schwarzen Strahlung vorhandenen Oszillatoren

dieselbe¹⁾). Also beziehen sich die Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen allein auf die emittierte Energie, und diese ist nach unserer Hypothese ein gauzes Vielfaches von ϵ . Daher sind in den Ausdrücken 14) für die Energie der N Oszillatoren:

$$U_1 = n_1\epsilon + \rho_1, \quad U_2 = n_2\epsilon + \rho_2, \dots$$

nur die ganzen Zahlen $n_1, n_2, \dots, n_N$ der Wahrscheinlichkeitsbetrachtung zu unterwerfen. Da aber die Gesamtenergie:

$$U_1 + U_2 + \dots = N \cdot \bar{U}$$

gegeben ist, so ist es auch die Summe der ganzen Zahlen:

$$n_1 + n_2 + \dots = P = \frac{(U_1 + U_2 + \dots) - (\rho_1 + \rho_2 + \dots)}{\epsilon},$$

$$P = \frac{N \left(\bar{U} - \frac{\epsilon}{2} \right)}{\epsilon} \quad 17)$$

und es handelt sich daher, ganz wie früher, um die Verteilung einer großen Anzahl P von Energieelementen auf N gleichbeschaffene Oszillatoren. Mithin erhalten wir für S wiederum die Gleichung 9), und weiter, mit Benutzung von 17):

$$S = k \left\{ \left(\frac{\bar{U}}{h\nu} + \frac{1}{2} \right) \log \left(\frac{\bar{U}}{h\nu} + \frac{1}{2} \right) - \left(\frac{\bar{U}}{h\nu} - \frac{1}{2} \right) \log \left(\frac{\bar{U}}{h\nu} - \frac{1}{2} \right) \right\}. \quad 18)$$

Die Substitution in 5) liefert jetzt:

$$\bar{U} = \frac{h\nu}{2} \cdot \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}} + 1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad 19)$$

von dem früheren Werte 11) verschieden um die additive Konstante $\frac{h\nu}{2}$.

Die Gesetze der schwarzen Strahlung ergeben sich aus 19) und 16) wieder ebenso wie oben in 12).

¹⁾ Schwankungen der erregenden Strahlungsintensität, räumliche und zeitliche, sind zwar vorhanden, äußern aber, wie eine nähere Überlegung zeigt, hier keinen Einfluß.

Die Konsequenzen der neuen Hypothese bedingen also für die schwarze Strahlung keine Modifikation, wohl aber für die Energie eines mitschwingenden Oszillators. Denn für $T = 0$ wird $\bar{U}$ nicht gleich 0, sondern gleich $\frac{h\nu}{2}$. Diese Restenergie verbleibt einem Oszillator im Mittel auch noch beim absoluten Nullpunkt der Temperatur. Er kann sie nicht verlieren, weil er, wenn U kleiner als $h\nu$ ist, überhaupt keine Energie emittiert. Dagegen für hohe Temperaturen und lange Wellen, im Bereich der Gültigkeit des JEANS-RAYLEIGH schen Gesetzes, geht die neue Formel für U in die alte über.

A. EINSTEIN¹⁾ hat die weitere Annahme eingeführt, daß in festen Körpern (Kristallen) die Schwingungsenergie U der Oszillatoren, wegen der drei möglichen Schwingungsrichtungen im Raume noch mit dem Zahlenfaktor 3 multipliziert, zugleich die gesamte Wärmeenergie des Körpers darstellt, und W. NERNST hat, bei der im Verein mit seinen Mitarbeitern vorgenommenen Messung der spezifischen Wärme, diese Annahme nicht nur im wesentlichen bestätigt gefunden, sondern auch, entsprechend dem von ihm aufgestellten neuen Wärmetheorem, auf flüssige Körper ausgedehnt²⁾. Die Messung der spezifischen Wärme liefert aber keine Entscheidung zwischen den Formeln 11) und 19), weil beim Differenzieren von U nach T das additive konstante Glied $\frac{h\nu}{2}$ fortfällt. Somit scheint eine direkte experimentelle Prüfung des neuen Ausdrucks von $\bar{U}$ einstweilen nicht gut möglich zu sein. Dagegen gibt es einige andere Erscheinungen, die, wie ich glaube, 18) zugunsten der hier aufgestellten Hypothese sprechen, daß die Absorption und die Emission strahlender Energie zwei voneinander ganz unabhängige Vorgänge sind, daß nämlich die Absorption in jedem Zeitelement durch die jeweils auffallende Energie bestimmt wird, die Emission dagegen plötzlich, spontan, nach bestimmten Quanten erfolgt, in Intervallen, die lediglich von dem Zustand des emittierenden Gebildes abhängen, einerlei, ob es bestrahlt wird oder nicht.

Die merkwürdigen Beobachtungen am Dopplereffekt der Kanalstrahlen sind bereits vom Standpunkte der Quantentheorie diskutiert worden³⁾. Man kann aber weiter gehen.

¹⁾ A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 22, 180, 1907.

²⁾ W. NERNST, Sitzungsber. d. preuss. Akad. d. Wiss., S. 247, 262,

³⁾ J. STARK, Phys. ZS. 9, 767, 1908.

Da der Temperatúrausgleich im Innern eines Körpers nicht allein durch Strahlung, sondern auch durch Leitung von Wärme stattfindet, so liegt die Annahme nahe, daß nicht nur beim Austausch strahlender Wärme, sondern auch beim Austausch der Energie korpuskularer Bewegungen die Emission nach bestimmten Energiequanten erfolgt, daß also z. B., wenn ein Oszillator mit der Schwingungszahl ν von Elektronen getroffen wird, er diese Elektronen nicht nach einer Art Reflexionsgesetz, sondern unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der sie anprallen, mit einer ganz bestimmten, nur von der Schwingungszahl ν abhängigen Geschwindigkeit emittiert, mit einer Häufigkeit, die nur von seinem Zustand (Energie, elektrische Ladung) abhängt.

Vielleicht erklärt sich auf diese Weise die für die kinetische Theorie so schwierige Frage, woher es kommt, daß die “freien” Elektronen eines Metalls keinen merklichen Beitrag zur spezifischen Wärme liefern. Denn nach der hier geschilderten Auffassung besitzen die Elektronen gar keine selbständigen Freiheitsgrade, da doch ihre Geschwindigkeiten ganz bestimmte sind, ihre Bewegungen kommen also bei der Verteilung der Energie des ganzen Metalls auf die verschiedenen unabhängigen Freiheitsgrade gar nicht in Betracht. Indessen möchte ich diese Vermutung doch zunächst nur mit aller Reserve aussprechen, namentlich mit Hinblick auf den Umstand, daß die ganz andersartige DRUDEsche Theorie, wonach die mittlere Energie eines Elektrons proportional ist der absoluten Temperatur, zu Resultaten geführt hat, die mit der Erfahrung zum Teil auffallend gut übereinstimmen.

Wird die Elektronenemission durch strahlende Energie bewirkt, wie beim Photoeffekt oder beim Auftreffen von Röntgenstrahlen, so muß ebenso die Geschwindigkeit der Elektronen nur abhängig sein von der Natur des erregten Oszillators, nicht aber von der Temperatur und von der Intensität der erregenden Strahlung, was im allgemeinen durch die Erfahrung, manchmal sogar quantitativ, bestätigt zu werden scheint¹⁾. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß man aus der Wellenlänge der erregenden Strahlung wohl nicht in allen Fällen unmittelbar auf die Schwingungszahl der erregten Oszillatoren schließen kann (Lumineszenzphänomene).

¹⁾ Vgl. A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 145, 1905; O. v. BAEYER und A. GEHRTS, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 870, 1910; R. POUT und P. PRINGSHEIM, ebenda.

Die Frage, ob die Energie der emittierten Elektronen aus der auffallenden Strahlung oder aus dem emittierenden Molekül stammt, ist von dem hier vertretenen Standpunkt aus offenbar dahier zu beantworten, daß die emittierte Energie stets primär der Energie des Oszillators entstammt, welche ihrerseits allerdings durch Energieabsorption aus der auffallenden Strahlung mit bedingt wird.

Schließlich ließe sich noch darauf hinweisen, daß auch die Erscheinungen der Radioaktivität sich zwanglos der Hypothese der “Quantenemission” einfügen scheinen. Man braucht nur anzunehmen, daß die Schwingungen der Oszillatoren, welchen die emittierten Strahlen entstammen, ganz andere sind und vollständig unabhängig erfolgen von denjenigen Schwingungen, auf denen die Temperatur und die spezifische Wärme der radioaktiven Substanzen beruht. Daß ein und dasselbe Atom ganz verschiedenartige Schwingungen gleichzeitig beherbergen kann, wird ja schon ganz allgemein durch den großen Linienreichtum vieler Spektren, einschließlich der Phosphoreszenzspektren, nahegelegt. Mit der Quantenemission steht auch in guter Übereinstimmung der Umstand, daß nicht nur die α -Strahlen bestimmte Geschwindigkeit besitzen, sondern daß auch, wie neuere Erfahrungen wahrscheinlich gemacht haben, die β -Strahlen, sofern sie einem bestimmten Atom entstammen, mit ganz bestimmten Geschwindigkeiten emittiert werden¹⁾.

Ist somit das Problem der Absorption und Emission strahlender Wärme durch den geschilderten hypothetischen Versuch zwar keineswegs vollständig gelöst, sondern eher noch weiter zurückgeschoben – denn die Anwendung der Gesetze des Zufalls bedeutet stets einen Verzicht auf die Vollständigkeit des Kausalzusammenhangs –, so erscheint mir die Hypothese der Quantenemission doch einstweilen nicht nur geeignet, um ernstliche Gegensätze der Strahlungstheorie gegen die wichtigsten Grundlagen der MAXWELLSchen Elektrodynamik zu beseitigen, sondern auch darüber hinaus auf gewisse andere, bisher noch nicht in rechten Zusammenhang zu bringende Erscheinungen ein helleres Licht zu verbreiten. Man wird ja auch die kinetische Gastheorie gewiß nicht deshalb ablehnen wollen, weil sie gerade von den interessantesten Vorgängen in einem Gase, den Zusammenstößen zweier Moleküle, einstweilen fast noch gar keine Rechenschaft im einzelnen zu geben weiß.

¹⁾ O. HAHN und L. MEITNER, Phys. ZS. 10, 741, 948, 1909; O. V. BAEYER und O. HAHN, ebenda 11, 488, 1910.