Lehrmaterial für das Fachschulfernstudium

PHYSIK

10

Atomphysik

Institut für Fachschulwesen
der Deutschen Demokratischen Republik
Karl-Marx-Stadt

Lehrmaterial für das Fachschulfernstudium

Physik

Lehrbrief 10

Atomphysik

Herausgeber:
Institut für Fachschulwesen der Deutschen Demokratischen Republik
Karl-Marx-Stadt
1964

Verfaßt von: Dipl.-Phys. Günther Lehmann, Ingenieurschule für Maschinenbau und Elektrotechnik Dresden

Lektoriert von: Dipl.-Phys. Günther Kießling, Ingenieurschule für Bauwesen Zittau

Dipl.-Phys. Wolfgang Körner, Ingenieurschule für Maschinenbau Leipzig

Fachschuldozent Günter Klausch, Ingenieurschule für Maschinenbau Wildau

Bearbeitet von: Dipl.-Ing. Horst Seidenfaden, VEB Karl-Marx-Werk Magdeburg

Walter Schiller, Institut für Fachschulwesen Karl-Marx-Stadt

Einleitung

Mit dem Lehrbrief „Atomphysik" schließen wir für Sie den Lehrstoff im Unterrichtsfach Physik ab. Sie bekommen beim Studium einen Einblick in die Grundlagen eines modernen Zweiges der Wissenschaft, dessen exakte Behandlung sehr weitgehende physikalische und mathematische Kenntnisse erfordert. Wir können Ihnen daher mit diesem Heft lediglich einen möglichst systematischen Überblick geben, der Sie befähigen soll, spezielle Fragen, mit denen Sie später in Berührung kommen können, dann an Hand geeigneter Fachliteratur selbständig zu bearbeiten. Sie sollen nach dem Studium dieses Lehrbriefes einige Grundgedanken und -tatsachen des neuen Gebietes verstanden haben und Begriffe richtig einzuordnen wissen. Wir werden Ihnen daher gelegentlich auch nur Hinweise geben, ohne den Stoff ausführlich zu behandeln. Sie wissen dann, in welcher Richtung Sie im Bedarfsfalle weiterstudieren können. Insofern weicht die Gestaltung dieses Lehrbriefes etwas von der der vorhergehenden ab.

Bedenken Sie beim Studium dieses Briefes stets, daß die praktische Bedeutung der Atomphysik nicht mit den aufgeführten Anwendungen erschöpft ist! Viele der hier skizzierten Grundgedanken sind in zahlreiche Zweige der Technik eingegangen. Erwähnt seien nur die Festkörpereigenschaften (Werkstoffkunde, Halbleitertechnik), die Elektronik, die chemische Technik, die Licht- und Röntgentechnik.

Da wir nur durch das höhere Tempo des wissenschaftlich-technischen Fortschritts die der kapitalistischen Wirtschaft überlegene Arbeitsproduktivität erreichen und halten können, sollten Sie sich als zukünftige Ingenieure stets mit solchen neueren Erkenntnissen der Wissenschaft vertraut machen. Dann können auch Sie auf Ihrem Arbeitsgebiet mithelfen, eine moderne Technik auf wissenschaftlicher Grundlage durchzusetzen und zu beherrschen.

Die prinzipiell neuen Erkenntnisse und Gesetzmäßigkeiten, die bei atomaren Größenordnungen auftreten, werfen naturgemäß auch manche philosophische Frage auf. Wir werden Sie gelegentlich auf solche Wechselbeziehungen hinweisen. Auch für diese Thematik gilt unsere Empfehlung, sich mit Hilfe der Spezialliteratur umfassende Kenntnisse anzueignen.

Zur Erleichterung des Studiums finden Sie vor jedem größeren Abschnitt dieses Lehrbriefes eine kurze Einleitung. Dadurch soll Ihnen der „rote Faden" gegeben werden.

Die Aufgaben, die Sie möglichst selbständig lösen sollen, dürfen Sie nicht immer als bloße Übung betrachten. Gelegentlich wird Ihnen damit auch Lehrstoff vermittelt. Zumindest werden Ihnen damit die Größenordnungen, die bei diesen, Ihnen vermutlich völlig neuen Verhältnissen auftreten, nahegebracht. Die wichtigsten atomaren Konstanten, wie relative Atommassen, Kenndaten von Elementarteilchen usw. werden nicht bei jeder Aufgabe besonders angegeben. Sie können den Tabellen am Ende des Heftes entnommen werden.

1. Der Aufbau des Atoms

1.1. Das Atom als Baustein der Stoffe

Einführung: Die Forschungsergebnisse der modernen Physik und Chemie lassen keinen Zweifel darüber zu, daß unsere makroskopische Welt aus kleineren Bestandteilen, aus den **Molekülen** und **Atomen**, aufgebaut ist, die ihrerseits aus **Elementarteilchen** bestehen. Sie lernen im Abschnitt 1.1.1. zunächst einige **Daten des Atoms** kennen, z. B. Masse und Volumen. Außerdem wird der Radius eines Atoms abgeschätzt.

Im Abschnitt 1.1.2. wird eine Reihe von Begriffen erklärt, die von größter Bedeutung für das Verständnis der Atomphysik sind. Diese Begriffe müssen Sie sich gut einprägen. Besonders oft wird in den folgenden Kapiteln der Begriff **Bindungsenergie** gebraucht.

Im Abschnitt 1.1.3. erfahren Sie, daß die Gesetze der **klassischen Physik**, die Ihnen in den Lehrbriefen 1 bis 9 nahegebracht wurden, nicht ausreichen, um die physikalischen Erscheinungen im **atomaren Bereich** und bei **großen Geschwindigkeiten** zu erfassen. Es sind daher Erweiterungen nötig: die **Quantentheorie** und die **Relativitätstheorie.**

1.1.1. Atomare Kenndaten

Wie Ihnen aus der Chemie bekannt ist, konnten einige der elementaren Gesetze dieser Disziplin (Gesetz der konstanten bzw. der multiplen Proportionen) unter Annahme kleinster Bausteine der Elemente zwanglos und vollständig geklärt werden. Damit hatte der Gedanke des atomaren bzw. molekularen Stoffaufbaus Eingang in die Wissenschaft gefunden und ist seither durch zahlreiche Untersuchungen zur Gewißheit geworden.

Betrachtet man z. B. unter einem Mikroskop mit beträchtlicher Vergrößerung einen Flüssigkeitstropfen, in den man vorher einen kleinen Zusatz unlöslichen, feinen Pulvers gegeben hat, so sieht man die Pulverteilchen in völlig regelloser Bewegung durcheinander eilen. Das Einzelteilchen durchläuft dabei Zickzackbahnen unterschiedlicher Länge und Richtung (Brownsche Bewegung[1], vgl. Lbf. 5). Man kann diese Erscheinung verstehen, wenn man sich vergegenwärtigt, daß ein Pulverteilchen — ein relativ großer Körper zwischen den lebhaft bewegten Molekülen der Flüssigkeit — von diesen Molekülen dauernd in die verschiedenen Richtungen gestoßen wird. Bei solchen Stoßvorgängen sind

[1] Robert Brown (1773—1858), engl. Botaniker

desto mehr stoßende Moleküle von allen Seiten gleichzeitig beteiligt, je größer der gestoßene Gegenstand ist. Bei einem makroskopischen Körper, z. B. einem schwimmenden Holzstückchen auf einem Teich, sind es so viele, daß sich alle Stoßwirkungen wieder kompensieren und die Bewegung des gestoßenen Gegenstandes nicht beeinflussen. Bei unserem Pulverteilchen aber ist diese Zahl schon niedrig genug (obwohl es sich noch um viele Millionen handelt!), daß zufällige Schwankungen der Stoßzahl oder -stärke auf der einen oder anderen Seite bemerkbar werden, weil sie sich gegenseitig *nicht* aufheben. Die beobachteten „Zickzackbahnen" sind also das Ergebnis der „zufälligen Überschußstöße" nach einer Seite.

Allgemein werden solche Unregelmäßigkeiten, die um so deutlicher hervortreten, je weniger Einzelereignisse an einem Vorgang beteiligt sind und die unwesentlich werden bei Betrachtung einer größeren Anzahl, **statistische Schwankungen** genannt. Von **statistischen Gesetzen** spricht man dagegen, wenn bei der Betrachtung sehr vieler Einzelteilchen (oder Einzelprozesse) deren individuell unterschiedliches Verhalten (bzw. deren Ablauf) gegenüber den Eigenschaften (oder dem Verhalten) der Gesamtheit zurücktritt. So ist unser Tropfen als ganzes statistisch in Ruhe, seine Bestandteile aber unterliegen statistischen Schwankungen.

Vergleichen Sie: Der Brotverbrauch einer Großstadt ist täglich etwa konstant, der einer einzelnen Familie aber recht unterschiedlich. Die Abt. „Handel und Versorgung" kann nach einem statistischen Gesetz planen, eine Hausfrau muß die statistischen Schwankungen des individuellen Speisezettels berücksichtigen.

Probleme der **Statistik** werden Ihnen in diesem Lehrbrief mehrfach begegnen und in Einzelheiten erläutert werden. Merken Sie sich zunächst:

> **Statistische Gesetze** beschreiben das Gesamtergebnis einer sehr großen Anzahl von Einzelereignissen. **Statistische Schwankungen** nennt man die individuellen Abweichungen einzelner Ereignisse vom kollektiven Verhalten.

Die Theoretische Physik ist in der Lage, aus der Beobachtung solcher Schwankungserscheinungen auf die Anzahl der beteiligten Prozesse Rückschlüsse zu ziehen. Neben verschiedenen anderen Methoden kann man auch auf diese Art — z. B. durch Auswertung der Beobachtungen der Brownschen Bewegung — die Avogadrosche[1] Konstante[2]

$$\text{(I)} \qquad \boxed{N_A = \frac{6{,}02 \cdot 10^{26}}{M\ \mathrm{kg}}}$$

[1] Amadeo Avogadro (1776—1856), ital. Physiker

[2] Früher war die Bezeichnung „Loschmidtsche Konstante" üblich.

bestimmen. Danach enthält jeder Stoff $6{,}02 \cdot 10^{26}$ Moleküle (Moleküle im physikalischen Sinne, vgl. Lbf. 5) in einem Kilomol seiner Substanz. Für M ist demzufolge die relative Molekül- bzw. Atommasse des betreffenden Stoffes einzusetzen.

Die Kenntnis der Avogadroschen Konstanten bedeutet, daß nun auch die **Masse eines Atoms** irgendeines Elements berechnet werden kann. Dazu ist zu überlegen, daß die Avogadro-Konstante der Quotient aus einer Anzahl von Atomen und der Summe ihrer Massen ist. Bildet man den Kehrwert der Avogadro-Konstanten, so hat man den Quotienten aus der Gesamtmasse und der Anzahl der Teilchen, also die Masse eines einzelnen Atoms:

$$m_A = \frac{M \text{ kg}}{6{,}02 \,.\, 10^{26}}$$

$$\boxed{m_A = \frac{1}{N_A}} \qquad (1)$$

Auch das Volumen V', das einem Atom im Stoff zur Verfügung steht, läßt sich daraus berechnen. Angenommen, ein Körper mit der Dichte ϱ besteht aus n Atomen, dann ist seine Gesamtmasse $m = n \cdot m_A$ und sein Gesamtvolumen $V = n \cdot V'$. Daraus ergibt sich bei Verwendung von Gleichung (1), wie Sie leicht nachrechnen können,

$$V' = \frac{1}{\varrho \,.\, N_A} \qquad (2)$$

Um von V' auf das wirkliche Atomvolumen V_A zu schließen, müßten die räumliche Anordnung der Atome und ihre geometrische Gestalt berücksichtigt werden. Zur Abschätzung der Größenordnung kann man jedoch bei Festkörpern und Flüssigkeiten $V_A \approx V'$ annehmen. Setzt man für die Atome Kugelform voraus, so ergibt sich die **Größenordnung der Atomradien**

$$r_A \approx 10^{-10} \text{ m}$$

Auch diese Zahl wird durch andere Beobachtungen vielfach bestätigt. In Bild 1 werden Ihnen die Atomradien einiger Elemente angegeben. Beachten Sie dabei die Parallelen zum periodischen System der Elemente!

Aufgaben:

1. Berechnen Sie die Massen des Wasserstoff- und des Uranatoms, d. h. des leichtesten und des schwersten der natürlichen Elemente! In welchem Verhältnis stehen die beiden Massen?

2. Schätzen Sie den Radius eines Kupferatoms ab unter der Voraussetzung, daß die Atome Kugelgestalt besitzen und bei dichtester Kugelpackung nur einen Bruchteil $\eta = 0{,}74$ des verfügbaren Raumes ausfüllen!

Dichte des Kupfers $\varrho = 8{,}9 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$

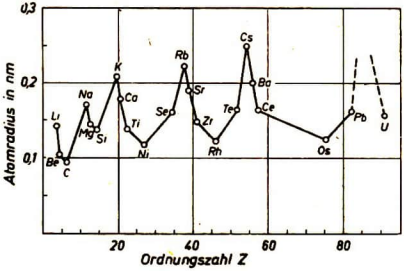


Bild 1. Der Atomradius einiger chemischer Elemente

1.1.2. Kristalle, Moleküle, Atome, Elementarteilchen

Aus Lbf. 4 und aus der Chemie ist Ihnen bekannt, daß Atome relativ selten einzeln — ungebunden — anzutreffen sind. Meist treten sie zu Molekülen zusammen und bilden eine kristalline Struktur aus. Im allgemeinen sind also zwischen den Atomen Kräfte unterschiedlichen Betrages und unterschiedlichen Charakters wirksam. Zusammenfassend bezeichnet man sie als **Bindungskräfte**.

Der Energiebetrag, der aufgewandt werden muß, um ein gebundenes Teilchen aus der Bindung zu lösen, heißt **Ablösearbeit** oder Betrag der **Bindungsenergie**.

Dieser Begriff ist sehr wichtig. Er wird nicht nur bei Atomen, sondern auch in anderen Zusammenhängen angewandt. Prägen Sie sich die Formulierung gut ein!

Wir betrachten einen Festkörper von sehr niedriger Temperatur. Wie Sie aus Lbf. 5 wissen, ist in diesem Falle die mittlere kinetische Energie der Moleküle relativ gering. Sie reicht nicht aus, die Ablösearbeit zu vollbringen. Das Molekül (oder Atom) bleibt daher im Kristall gebunden. Bei Temperatursteigerung nimmt die mittlere kinetische Energie der Moleküle zu, erreicht einmal den Wert der Bindungsenergie und die Bindung löst sich, der Körper schmilzt. Aus diesem groben, verein-

fachten Bild erkennen Sie, daß schon der bei einer bestimmten Temperatur vorliegende Aggregatzustand von den Bindungskräften zwischen den Atomen und Molekülen abhängt, die ihrerseits die Bindungsenergien bestimmen. In noch stärkerem Maße beeinflussen sie eine Reihe anderer Werkstoffeigenschaften. Sie sind damit technisch sehr bedeutungsvoll.

Umgekehrt hat man natürlich aus den Eigenschaften makroskopischer Körper und Stoffe Rückschlüsse auf ihren atomaren Aufbau und eine Reihe besonderer Gesetzmäßigkeiten für Atome und Moleküle ziehen können. Einige der dabei wesentlichen Begriffe sind Ihnen aus vorangegangenen Lehrbriefen oder der Chemie bekannt. Wir fassen sie kurz zusammen und empfehlen Ihnen, sich nochmals wiederholend zu orientieren.

Atome sind die kleinsten Bausteine im chemischen Sinne und treten — normale Temperatur vorausgesetzt — praktisch nur bei Edelgasen und Metalldämpfen oder unter besonderen Bedingungen isoliert auf.

Moleküle sind eine Bindungsstufe, zu der mehrere Atome zusammentreten können. Die Bindung kann heteropolar oder homöopolar sein. Dabei sind jedoch auch Übergänge zwischen diesen Bindungsarten möglich.

Ionen entstehen aus Atomen oder Molekülen durch Aufnahme oder Abgabe von Elektronen. Sie sind daher negativ oder positiv geladen.

Elektronen sind die wichtigsten negativen Ladungsträger. Sie besitzen die Elementarladung

$$\text{(II)} \quad \boxed{e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\text{As}}$$

und die Ruhmasse

$$\text{(III)} \quad \boxed{m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}\,\text{kg}}$$

(vgl. Abschnitt 1.2.5.). Elektrische Ladungen, auch positive, treten nur als ganzzahlige Vielfache der Elementarladung auf.

Kristalle sind geordnete Bindungsstrukturen, zu denen sich Atome, Moleküle oder Ionen, meist unter Beteiligung von Elektronen, zusammenschließen. Neben der heteropolaren und homöopolaren ist für sie auch die metallische Bindung charakteristisch.

Grundsätzlich wichtig sind die folgenden Überlegungen:

In der uns umgebenden **makroskopischen** Welt erscheinen uns die Stoffe der Körper (besonders die Flüssigkeiten), der elektrische Strom

und auch manche Bewegungen der Körper kontinuierlich[1]. Die Philosophie des klassischen Altertums sagte dazu: „Die Natur macht keine Sprünge."

In den **atomaren** Dimensionen jedoch ergibt sich ein völlig anderes Bild. Stoffe und Ladungen sind nicht beliebig teilbar, sondern treten in bestimmten kleinsten „Portionen" auf, den Atomen, Elektronen usw. Sie finden z. B. entweder zwei Atome oder drei, eine ganze Elementarladung oder gar keine, niemals eine halbe oder fünf Viertel[2]. Während die Rauchfahne, die aus einem Schornstein aufsteigt — eine makroskopische Erscheinung — einen glatten Weg durchläuft (statistisches Verhalten!), beschreibt das einzelne Rußteilchen eine Zickzackbahn, die der Brownschen Bewegung entspricht. Stoffe, Ladungen und bestimmte Bewegungen sind **diskontinuierlich**.

Wir erkennen, wie quantitative Veränderungen — hier der Übergang zu anderen Größenordnungen — zu qualitativen Veränderungen — in diesem Falle einem neuen Charakter der Naturerscheinungen — führen. Wir müssen dann aber auch erwarten, daß in dieser mikroskopischen Welt Gesetze Gültigkeit erlangen, die unserer makroskopisch geschulten Erfahrung fremd sind. Wir dürfen in solchen Gesetzen, deren Wirken wir noch nicht selbst erlebt haben, keine unverständlichen Wunder sehen, sondern wir müssen sie (in Übereinstimmung mit dem dialektischen Materialismus) als eine für das Verständnis der Natur, für ihre Beherrschung notwendige Erweiterung unserer Erkenntnisse erkennen und anerkennen.

Die Möglichkeit, ein elektrisch neutrales Atom zu ionisieren, deutet schon darauf hin, daß auch die Atome selbst aus noch kleineren Bausteinen zusammengesetzt sind. Zerlegt man — zunächst einmal in Gedanken — ein Atom in seine Bestandteile, so beginnt man allerdings, den Bereich, der durch den Begriff „Stoff" im chemischen Sinne charakterisiert wird, zu verlassen und tritt ein in die Größenordnungen, die durch die sogenannten **Elementarteilchen** beherrscht werden. Ihnen ist bekannt, daß Atome aus Elektronen und einem Atomkern bestehen. Die Kerne sind aus **Nukleonen**[3] aufgebaut. Nukleonen können in zwei Erscheinungsformen, als **Proton** oder als **Neutron**, auftreten. Beide haben ungefähr gleiche Massen (vgl. Tabelle „Elementarteilchen") und unterscheiden sich wesentlich dadurch, daß Neutronen elektrisch neutral sind, während Protonen eine positive Elementarladung tragen. Neben den Nukleonen gehören die **Leptonen**[4] (zu denen auch das

---

[1] kontinuierlich = zusammenhängend

[2] Die beiden Teile eines „halbierten" schwereren Atoms sind im wesentlichen selbst wieder vollständige Atome eines leichteren Elements.

[3] nucleus (lat.), der Kern

[4] Lepton (griech.), leichtes Teilchen

Elektron zählt), die **Mesonen**[1], die **Hyperonen**[2] und die **Strahlungsquanten** (**Photonen**) mit ihren jeweils verschiedenen Unterformen zu den Elementarteilchen. Sehr viele von ihnen hat man in einer Strahlung entdeckt, die aus dem Weltall auch auf die Erde einfällt, die man daher **kosmische Strahlung** nennt, und deren Ursprung noch nicht geklärt werden konnte. Mit einigen dieser Teilchen werden wir Sie noch genauer bekannt machen.

Sie werden rückblickend erkennen, daß wir bei unseren Betrachtungen

drei Größenbereiche abgegrenzt haben: Unsere **makroskopische** Erfahrungswelt, das **atomare** Gebiet (Bausteine der Stoffe im chemischen Sinne betreffend) und den **elementaren** Bereich der Elementarteilchen.

Wie schon früher betont, gelten für die verschiedenen Größenordnungen spezielle Gesetze. Wir dürfen daher auch nicht erwarten, daß „anschauliche Bilder", die ja den makroskopischen Erscheinungen entnommen werden müssen, die Situation in allen Bereichen völlig richtig beschreiben können. Wenn wir uns trotzdem gelegentlich an Hand solcher „Modellvorstellungen" orientieren (und das müssen wir, wenn wir uns etwas „vorstellen" wollen!), dann müssen wir aber stets daran denken, daß solche Überlegungen im allgemeinen nur angenähert zu richtigen und in bestimmten Fällen auch zu ganz falschen Ergebnissen führen können. Die exakte Behandlung dieser Probleme, wie sie der Fachmann vornehmen muß, erfolgt oft recht unanschaulich.

1.1.3. Zu den Grenzen der klassischen Physik

In Lehrbrief 7 lernten Sie qualitativ das Spektrum der Temperaturstrahlung kennen, d. h. die Verteilung der Strahlungsleistung eines Temperaturstrahlers auf die einzelnen Wellenlängenbereiche. Der in Lehrbrief 7 (Bild 80) angegebene experimentelle Befund war zur Zeit seiner Entdeckung im vorigen Jahrhundert aber völlig unverständlich. Sämtliche Versuche, diese Strahlungserscheinungen aus den Bewegungen der Atome des strahlenden Körpers zu erklären (auf die sie ja schließlich zurückgeführt werden müssen!), führten zu Gleichungen, die im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen standen. Erst im Jahre 1900 konnte Max Planck[3] ein Gesetz angeben, das den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen entsprach. Er war zu diesem Ergebnis allerdings über eine völlig neuartige Annahme gelangt, die sich später als Grundlage für die gesamte moderne Physik und ihre techni-

---

[1] Meson (griech.), Teilchen mittlerer Masse
[2] hyper (griech.), über (schwereres Teilchen)
[3] Max Planck (1858—1947), deutscher Physiker

schen Konsequenzen erweisen sollte und die der bisher bekannten **klassischen Physik** wesensfremd ist:

Ähnlich wie elektrische Ladungen nur als ganzzahlige Vielfache der Elementarladung e auftreten,

> so sollen gebundene Atome oder Moleküle sich auch nur in solchen Bindungszuständen befinden können, die ganz bestimmte Beträge an Bindungsenergie aufweisen. Daher können sie auch nicht beliebige Energiemengen aufnehmen oder abgeben, sondern eben nur solche, die den „zulässigen" Energiezuständen entsprechen.

Man kann sich die Situation durch ein Bild veranschaulichen, das man eine **Potentialdarstellung** oder kürzer **Bindungspotential** nennt. Dabei ist auf der Abszissenachse eine Ortskoordinate aufgetragen, während die Ordinatenwerte ein Maß für die Bindungsenergie an diesem Ort angeben. Wir erläutern Ihnen folgendes Beispiel. (Bild 2) Ein Körper der Masse m bewegt sich in einer (reibungsfrei gedachten) rotationssymmetrischen Bodenvertiefung mit entsprechend der Gleichung

$$y = \frac{a}{2}x^2 - b; \qquad y \leqq 0; \qquad a, b > 0 \tag{3}$$

parabolisch geformter Begrenzungslinie eines Längsschnittes. (a hat die Dimension einer reziproken Länge) (Bild 2a). Befindet sich die Masse an einer Stelle x_1 mit der entsprechenden Ordinate $-y_1$, so muß ihr, wenn sie aus der Bindung dieses Kessels befreit werden soll, („Bindung" an den Abszissenbereich $-x_2 < x < +x_2$), um sich dann frei längs der ganzen x-Achse bewegen zu können, der Energiebetrag $|W_1| = |mgy_1|$ zugeführt werden. $|W|$ ist daher der Betrag der Bin-

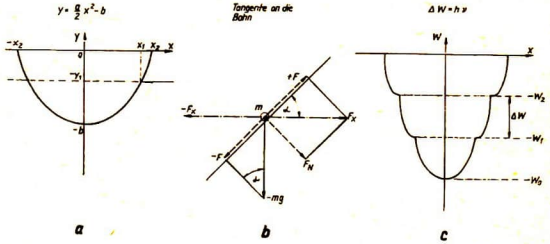


Bild 2. Veranschaulichung eines harmonischen Oszillatorpotentials
a) klassisch
b) zeigt die Kraftkomponenten im klassischen Fall
c) quantenmechanisch

dungsenergie $W(y)$ einer Masse m in der Höhe $-y$. $-y$ ist ein anschauliches Maß dafür. W selbst wählt man daher zweckmäßig ebenfalls negativ, indem man festsetzt: In der Höhe $y = 0$ ist $W(0) = 0$. Das Teilchen ist dort eben nicht mehr gebunden, die Bindungsenergie ist Null[1].

Trägt man nun anstelle der Koordinate y (x) in diesem Schaubild die Bindungsenergie $W(x)$ auf, so ändert sich an der Kurvenform praktisch nichts. Das Bild gibt nun eine Darstellung des Bindungspotentials unserer Bodenvertiefung.

Von der mehrdimensionalen Bewegung unserer Masse m interessiert uns nur die x-Komponente. Wir nehmen deshalb an, auf die Masse können äußere Kräfte F_x nur in x-Richtung einwirken. Um ihr Energie zuzuführen, muß daher eine Komponente von F_x die Hangabtriebskraft $-F = -mg \cdot \sin\alpha$ überwinden, wobei α der Anstiegswinkel der Tangente an die Bahn im Berührungspunkt der Masse ist. Die andere Komponente wirkt als Normalkraft F_N senkrecht zur Bahn. Daher ergibt sich (Bild 2b)

$$F_x = \frac{F}{\cos\alpha} = mg \tan\alpha = mg \cdot \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}$$

Gemäß (3) gilt $y = \frac{a}{2} x^2 - b$ und somit

$$F_x = mgax \tag{4}$$

Ähnlich wie bei einer gespannten Feder mit der Federkraft $F = -kx$ wirkt natürlich auch in unserem Falle der äußeren Kraft F_x eine entgegengerichtete Eigenkraft F_{-x} des Systems (hervorgerufen im wesentlichen durch die Hangabtriebskraft) entgegen

$$F_{-x} = -mgax \tag{5}$$

Genau wie die Federkraft bewirkt auch sie beim Fehlen äußerer Kräfte eine harmonische Schwingung der Masse m. (Sie müssen sich darunter wieder nur die x-Komponente der tatsächlich in einer solchen Vertiefung ablaufenden Schwingbewegung vorstellen.) Bei der Feder ergibt sich (Lbf. 3) die Frequenz $\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$. In unserem Falle müßte entsprechend gelten

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{ga} \tag{6}$$

---

[1] Auch in der elementaren Mechanik kann man den Nullpunkt der potentiellen Energie in eine beliebige Höhe legen. Befindet sich eine Masse dann unterhalb dieses Bezugspunktes, so ist ihre potentielle Energie eben negativ. Am Energieunterschied zwischen zwei Höhenlagen ändert sich dadurch nichts.

(Der Federkonstanten k im Kraftgesetz für die Feder entspricht bei uns gerade der Ausdruck mga). Die Schwingungsfrequenz ist also auch bei uns nur von besonderen Konstanten des Systems (Erdbeschleunigung g und Kurvenform a) abhängig, nicht aber z. B. von der Amplitude. Man kann daher von einer **Eigenfrequenz** des Systems sprechen.

Nach Planck muß man sich nun dieses Bild, das noch völlig den Verhältnissen der klassischen Physik entspricht, etwa so abgeändert denken, daß die Wände ringförmige Stufen enthalten (Bild 2c), auf denen sich die Masse aufhalten kann, ohne Energie abzugeben oder aufzunehmen. (Aber sie kann auf ihnen z. B. ohne Energieverlust kreisen!) Zwischen den Stufen soll ein Aufenthalt unmöglich sein. Die Stufenhöhe ist dabei so bemessen, daß der Energieunterschied zwischen zwei benachbarten stabilen Zuständen der Eigenfrequenz ν des Systems proportional ist.

Diese grundsätzlich neue Annahme über den Unterschied zweier möglicher Energiezustände für gebundene Teilchen

$$\boxed{\Delta W = h\nu} \tag{7}$$

führte in ihrer Konsequenz zum **Planckschen Strahlungsgesetz** für Temperaturstrahler, mit dem das entsprechende Spektrum richtig beschrieben wird und erwies sich dann als der entscheidende Schlüssel für die moderne Naturwissenschaft. Der von Planck hier eingeführte Proportionalitätsfaktor h ist als eine außerordentlich bedeutende Naturkonstante erkannt worden. Planck nannte sie **elementares Wirkungsquantum**. (Unter Wirkung versteht man in der Physik ein Produkt Energie mal Zeit). Heute bezeichnet man h häufig als die **Plancksche Konstante**

$$\text{(IV)} \quad \boxed{h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Ws}^2}$$

Ein Verfahren zur Messung dieser Größe werden wir Ihnen noch angeben.

Diese Planckschen Grundgedanken wurden später von vielen Physikern weiterentwickelt zu der heute allgemein anerkannten und bestätigten **Quantentheorie**.

Die Quantentheorie formuliert die physikalischen Gesetze, denen die Materie in atomaren Größenordnungen unterworfen ist.

So wie man bei Ladungen, die viel größer sind als die Elementarladung, von der Quantisierung der Ladung völlig absehen kann, so kann man die Fälle, deren Wirkungen das elementare Wirkungsquantum erheblich übertreffen, mit den Mitteln der „gewöhnlichen", der klassischen Physik, behandeln. Da h nur eine sehr kleine Wirkungsgröße ist, spielt sie bei der Betrachtung makroskopischer Vorgänge keine Rolle.

Das Wirkungsquantum h deutet daher auf eine untere Grenze hin, bis zu der die klassische Betrachtungsweise erlaubt ist.

Auch nach „oben" ist der Gültigkeitsbereich der klassischen Physik eingeschränkt. Wie Albert Einstein[1] im Jahre 1905 nachweisen konnte, ist die größte Geschwindigkeit, mit der Energien (und damit Wirkungen) in der Natur transportiert werden können, die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

$$\text{(V)} \qquad \boxed{c \approx 3 \cdot 10^8 \, \frac{\text{m}}{\text{s}}}$$

Aus dieser Erkenntnis, die wir in Abschnitt 1.2.5. näher untersuchen, mußte ebenfalls eine Reihe höchst bedeutsamer Folgerungen gezogen werden, die man in der inzwischen experimentell völlig gesicherten speziellen **Relativitätstheorie** zusammenfaßt.

Die spezielle Relativitätstheorie beschreibt die physikalischen Eigenschaften der Materie, die bei Bewegungen mit Geschwindigkeiten hervortreten, die der Vakuumlichtgeschwindigkeit nahekommen, und die daraus zu ziehenden Folgerungen.

Treten bei einem Vorgang Geschwindigkeiten auf, die an die Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit c heranreichen, dann muß die klassische Betrachtungsweise durch die relativistische ersetzt werden.

Ergebnisse der Quanten- und Relativitätstheorie werden wir mehrfach heranziehen müssen, wenn wir uns mit Gebieten aus der Physik der Atome und Elementarteilchen beschäftigen. Sie werden Ihnen im jeweiligen Zusammenhang erläutert werden.

Aufgabe 3:

Ein Neutron (Masse $m_n \approx 1{,}7 \cdot 10^{-27}$ kg) bewege sich $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-5}$ s lang in einem Uranstück mit der mittleren Geschwindigkeit $v \approx 2{,}2 \cdot 10^3 \, \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Kann dieser Vorgang noch mit den Mitteln der klassischen Physik behandelt werden? (Anleitung: Vergleichen Sie v mit c und die „Wirkung" mit h!).

Zusammenfassung:

Die Erscheinungen im Bereich der Atomphysik beschreibt man häufig durch **statistische Gesetze**. Aus **statistischen Schwankungserscheinungen** kann die **Avogadro-Konstante** berechnet werden.

[1] Albert Einstein (1879—1955), deutscher Physiker

Zwischen den Atomen sind **Bindungskräfte** wirksam. Die Energie, die **auf**gewandt werden muß, um ein gebundenes Teilchen aus der Bindung zu lösen, entspricht seiner **Bindungsenergie**. Die Ortsabhängigkeit der Bindungsenergie kann man durch ein Schaubild für das **Bindungspotential** darstellen.

Die Atome bestehen aus **Nukleonen** (**Protonen** und **Neutronen**) und **Elektronen**. Nukleonen und Elektronen gehören zu den **Elementarteilchen**. Hinsichtlich der Gültigkeit bestimmter Naturgesetze kann man die Bereiche **makroskopischer**, **atomarer** und **elementarer** Größenordnung unterscheiden.

Die **Quantentheorie** formuliert die physikalischen Gesetze, denen die Materie atomarer und elementarer Größenordnung unterworfen ist. Alle Vorgänge mit gebundenen Teilchen, deren Wirkungen nicht erheblich größer sind als das elementare Wirkungsquantum, verlaufen nach quantentheoretischen Gesetzen. Es existieren z. B. nur ganz bestimmte Beträge an Bindungsenergie. Zustandsänderungen können demzufolge nicht kontinuierlich ablaufen, sondern müssen in **Quantensprüngen** von einem möglichen Energiezustand zu einem anderen erfolgen.

Die spezielle **Relativitätstheorie** beschreibt die physikalischen Eigenschaften der Materie, die bei Bewegungen mit sehr **hohen Geschwindigkeiten** hervortreten. Die **Lichtgeschwindigkeit** im Vakuum ist die **höchste mit Energietransport verbundene Geschwindigkeit**.

1.2. Die Elektronenhülle des Atoms

Einführung: Das **Bohrsche**[1] **Atommodell** verwendet die Grundgedanken und -begriffe der Quantenphysik in einfacher, anschaulicher Form. Seine mathematische Behandlung und die Anwendung auf das Element Wasserstoff liefert allgemeine und zahlenmäßige Ergebnisse, die uns mit den **Größenordnungen** der Erscheinungen im Atom vertraut machen. Eine tiefergehende Betrachtung, wie sie für komplizierter gebaute Atome nahegelegt wird, müßte auf diese Anschaulichkeit weitgehend verzichten und bedarf noch zahlreicher Erweiterungen. Relativ groben Überblicken kann man aber die Bohrschen Vorstellungen auch weiterhin zugrunde legen. So lassen sich damit einige chemische Eigenschaften bestimmter Elemente und das hauptsächliche Verhalten der Licht- und Röntgenstrahlung anschaulich erklären.

Gewisse Erfahrungen, die man an schnell bewegten Elektronen gewinnen konnte, führten zu sehr wichtigen neuen Erkenntnissen über die Grundeigenschaften der Materie. Der Dualismus **Korpuskel—Welle** (die Existenz von **Materiewellen**), der in Abschnitt 1.2.5. erläutert wird, gehört zu den bedeutendsten wissenschaftlichen Entdeckungen des 20. Jahrhunderts!

---

[1] Niels Bohr (1885—1962), dänischer Physiker

1.2.1. Das Rutherford-Bohrsche Atommodell des Wasserstoffs

Zu Beginn unseres Jahrhunderts beschoß Rutherford[1] dünne Schichten eines festen Materials mit α-Strahlen. (Wir werden diese noch kennenlernen). Aus dem Verhalten dieser Strahlen beim Durchgang durch den Stoff wurde deutlich, daß die Atome weitgehend „leer" sind. Das von Rutherford entwickelte Atommodell ist Ihnen aus der Chemie bekannt: Negativ geladene Elektronen umkreisen — ähnlich wie Planeten die Sonne — einen positiv geladenen Atomkern, der fast die gesamte Masse des Atoms enthält.

Der Radius der Elektronenbahnen beträgt etwa 10^{-10} m, der der Kerne liegt bei 10^{-14} m bis 10^{-15} m. Die negative Ladung in der Elektronenhülle (Anzahl der Elektronen!) ist gleich der positiven des Kerns, so daß das Gesamtatom im Normalzustand elektrisch neutral erscheint. Die Kreisbahnen kommen dadurch zustande, daß die elektrostatische Anziehung zwischen negativer Ladung der Elektronen und positiver Ladung des Kerns als Zentralkraft wirkt und das Elektron dadurch in eine (angenäherte) Kreisbahn zwingt.

Wie die Elektrostatik lehrt, gilt für die Kraft F zwischen zwei elektrischen Ladungen Q_1 und Q_2, die sich im Abstand r voneinander befinden, das Coulombsche Gesetz

$$\boxed{F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}} \tag{8}$$

$$\text{(VI)} \quad \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9 \, \frac{\text{Vm}}{\text{As}}$$

Ein Elektron trägt die negative Elementarladung e, ein Kern die positive Ladung $Z \cdot e$, wobei die **Kernladungs-** oder **Ordnungszahl** Z mit der Anzahl der Elektronen übereinstimmt, die das Atom im Normalzustand besitzt. Mit der Gleichung für die Radialkraft (Lbf. 1 bis 3) läßt sich nun die Gleichgewichtsbedingung formulieren:

$$m_e \cdot \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z \cdot e^2}{r^2} \tag{9}$$

Dabei bedeuten m_e die Masse eines Elektrons und v seine Geschwindigkeit.

Dieses Bild vom Atomaufbau, das durch die Experimente Rutherfords nahegelegt wurde, ist mit den Gesetzen der klassischen Physik unvereinbar. Wenn Sie sich nämlich die Bewegung eines kreisenden Elektrons auf eine Ebene projiziert denken, die senkrecht zur Bahnebene steht, dann erscheint Ihnen das Atom mit einer zeitlich veränderlichen

[1] Ernest Rutherford (1871—1937), engl. Physiker

Ladungsverteilung, wie sie in Bild 3 dargestellt ist. Die Elektrodynamik nennt das einen schwingenden **Dipol**. Sie finden so etwas verwirklicht in jeder Sendeantenne, die, wie Sie wissen, Energie in Form elektromagnetischer Wellen abstrahlt. Der Sender hält die Amplitude dieser Schwingung aufrecht, indem er die abgestrahlte Energie dauernd nachliefert. Unser Elektron aber würde durch den Energieverlust gebremst werden, würde dadurch der Anziehung des Kerns nicht mehr widerstehen können und müßte schon nach etwa 10^{-8} s in den Kern stürzen. Ein solches Atom wäre also nicht stabil.

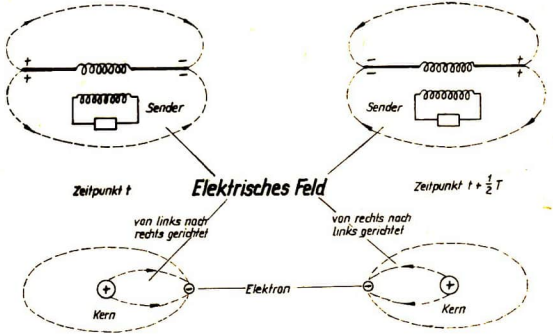


Bild 3. Analogie zwischen kreisenden Ladungen und einem schwingenden Dipol

Es gelang Niels Bohr, diese Schwierigkeit fürs erste zu beseitigen, indem er den Planckschen Gedanken der Energiequanten erstmalig auch in die Physik des Atoms einführte. Bohr arbeitete mit folgenden Hypothesen:

1. Ein Elektron kann im Atom auf ganz bestimmten „erlaubten" Bahnen kreisen, ohne Energie abzustrahlen.
2. Energieabgabe ist in Form elektromagnetischer Strahlung nur in ganz bestimmten Beträgen — Energiequanten — möglich, wenn ein Elektron von einer kernferneren (höheren) der erlaubten Bahnen auf eine kernnähere (niederere) übergeht.

Diese **Bohrschen Postulate** und ihre Konsequenzen wollen wir etwas näher betrachten.

Die erlaubten Bahnen (1. Postulat) sollen nach Bohr dadurch ausgezeichnet sein, daß das Produkt aus dem Impuls des kreisenden Elektrons und dem Umfang der erlaubten Kreisbahn, das die Dimension einer Wirkung hat, ein ganzzahliges Vielfaches n des elementaren Wirkungsquantums h ist. **Bohrsche Quantenbedingung:**

$$m_e v \cdot 2\pi r = n \cdot h; \qquad n = 1, 2, 3 \cdots \tag{10}$$

Die Gleichungen (9) und (10) stellen ein Gleichungssystem für die beiden unbekannten Größen v und r dar, dessen Lösung (nachrechnen!) für die n-te erlaubte Bahn lautet.

$$v = \frac{Z \cdot e^2}{2\,\varepsilon_0\, n\, h} \tag{11}$$

$$r = \frac{\varepsilon_0}{\pi} \cdot \frac{n^2 h^2}{m_e Z \cdot e^2} \tag{12}$$

Bei Anwendung auf Wasserstoff, das leichteste Element ($Z = 1$), ergibt sich für die innerste der erlaubten Bahnen ($n = 1$) $v \approx 10^6 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \approx 10^{-2} c$ (siehe IV) und $r \approx 10^{-10}$ m in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden.

Besonders wichtig ist die Energie, die ein Elektron auf einer n-ten Bahn besitzen müßte. Sie setzt sich aus einem potentiellen und einem kinetischen Anteil zusammen.

Die **Berechnung der potentiellen Energie** W_p erfolgt völlig analog zu der eines schweren Körpers auf der Erde mit Hilfe des Gravitationsgesetzes.

Wie Sie wissen, ist die potentielle Energie im Schwerefeld definiert als $W_p = Gh$. Das gilt jedoch nur, wenn das Gewicht als konstant angesehen werden kann. Da aber das Gewicht eine Funktion der Höhe h ist, gilt

$$\mathrm{d}W = G(h)\,\mathrm{d}h \quad \text{und} \quad W = \int G(h)\,\mathrm{d}h + C$$

In unserem Falle ist nicht das Gravitationsgesetz, sondern das Coulombsche Gesetz (8) für die Anziehung maßgebend:

$$W_p = \int F\,\mathrm{d}r = \int \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z e^2}{r^2}\,\mathrm{d}r = \frac{Z e^2}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\mathrm{d}r}{r^2} = -\frac{Z e^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r} + C$$

Die Integrationskonstante wählt man zweckmäßigerweise $C = 0$. Dann ist

$$W_p = -\frac{Z e^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \tag{13}$$

Beachtet man (12), so erhält man

$$W_p = -\frac{m_e Z^2 e^4}{4\,\varepsilon_0^2\, n^2 h^2} \tag{13a}$$

Somit besitzt zwar die potentielle Energie in der Nähe des Kerns einen negativen Zahlenwert, nimmt aber dessen ungeachtet zu (der negative Betrag nimmt ab!), wenn sich das Elektron vom Kern entfernt. Der Wert $W_p = 0$ wird erreicht für $r \to \infty$. (Vergl. Sie Abschn. 1.1.3.!)

Der **kinetische Anteil der Energie** berechnet sich nach $W_k = \frac{1}{2} m v^2$. Mit (11) wird

$$W_k = \frac{m_e Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 n^2 h^2} \tag{14}$$

Mit Hilfe von (13a) und (14) ergibt sich nun die Gesamtenergie eines Elektrons auf der n-ten Bohrschen Bahn

$$W = W_k + W_p = -\frac{1}{8} \frac{m_e Z^2 e^4}{\varepsilon_0^2 n^2 h^2} = -\frac{R'}{n^2} \tag{15}$$

mit

$$R' = \frac{1}{8} \frac{m_e e^4}{\varepsilon_0^2 h^2} \cdot Z^2 \tag{15a}$$

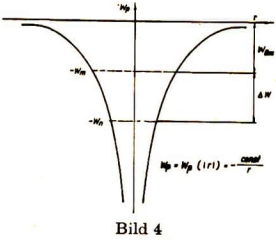


Bild 4
Schema eines Coulombpotentials

Wichtig sind vor allem die Gleichungen (10) und (15). Eine graphische Darstellung der Gesamtenergie $W = W(r)$ zeigen wir Ihnen schematisch in Bild 4. Man könnte sich die Figur wieder räumlich ergänzt als einen entsprechend geformten „Talkessel" vorstellen. Ein Körper, der sich in diesem Kessel befindet, kann desto höhere Punkte auf den Wänden erreichen, je größer seine kinetische und damit seine Gesamtenergie ist. Diese kann aber nach Gl. (15) nur ganz bestimmte, stets negative Werte annehmen, solange das Elektron an den Kern gebunden ist, da n nach der Quantenbedingung (10) stets ganzzahlig sein muß. Zwei solcher Zustände, die Energien W_m und W_n, haben wir Ihnen schematisch eingezeichnet. Der Betrag der negativen Gesamtenergie ist wieder gleich dem der Bindungsenergie W_B, mit der das Teilchen in dem Kessel festgehalten wird; denn gerade dieser Energiebetrag müßte ihm noch zugeführt werden, sollte es aus der Bindung des Kessels befreit werden. Da die Form dieses Bindungspotentials diesmal auf das Coulombsche Gesetz (8) zurückgeht, heißt es hier speziell **Coulombpotential**.

Geht ein Elektron von der m-ten erlaubten Bohrschen Bahn auf die n-te über, wobei m größer als n vorausgesetzt wird, dann muß nach dem 2. Postulat die Energiedifferenz ΔW, die das Elektron verloren

hat, als elektromagnetische Strahlung auftreten, als **Strahlungsquant (Photon)** (Bild 5). Die mitgeführte Energie W_q dient zur Charakterisierung der Größe dieses Quants.

Die Energiedifferenz zweier Bohrscher Bahnen ist nach (15):

$$\Delta W = W_m - W_n = -\frac{R'}{m^2} - \left(-\frac{R'}{n^2}\right) = R'\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad (16)$$

Da, wie eben festgestellt wurde, sich diese Energiedifferenz als Energie W_q des Strahlungsquants wiederfindet, gilt auch

$$W_q = R'\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad (16a)$$

Nach den Grundsätzen der Quantentheorie ist diese Energie einer bestimmten charakteristischen Frequenz ν des Systems proportional (vgl. (7)), so daß die Strahlungsquanten mit ganz bestimmten Frequenzen auftreten. Es gilt die **Frequenzbedingung für Strahlungsquanten**

$$\boxed{W_q = h\nu} \qquad (17)$$

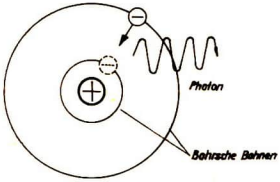


Bild 5
Schematische Darstellung der Emission des Photons im Bohrschen Atommodell

Aus (17) und (16a) ergibt sich

$$\nu = \frac{R'}{h}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right); \quad n = 1, 2, 3 \cdots \qquad (17a)$$
$$m > n, \text{ ganzzahlig}$$

Wir betrachten nun speziell den Wasserstoff. Wir setzen in Formel (15a) $Z = 1$ ein, erhalten so R'_H und bilden damit die sogenannte Rydbergfrequenz[1]

$$R_H = \frac{R'_H}{h} \qquad (18)$$

Einsetzen der Werte gibt

$$\text{(VII)} \quad R_H \approx 3{,}3 \cdot 10^{15}\ \text{s}^{-1}$$

Nimmt man nun insbesondere Sprünge von höheren auf die zweite der erlaubten Bahnen an, so geht Gl. 17a über in die Balmerformel[2]

$$\nu = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right) \quad m = 3, 4, 5 \cdots \qquad (18a)$$

---

[1] Johannes Robert Rydberg (1854—1919), schwedischer Physiker
[2] Johann Jakob Balmer (1825—1898), Schweizer Physiker

Diese Gleichung beschreibt genau die Frequenzen, die im optischen Linienspektrum des Wasserstoffs auftreten (vgl. Lbf. 7). Balmer und Rydberg hatten sie lange vor Bohr empirisch auf Grund experimenteller Ergebnisse erhalten, ohne eine Erklärung für ihr Zustandekommen angeben zu können.

Die theoretische Begründung der Balmerformel und die Berechnung der gemessenen Rydbergfrequenz war der größte Erfolg des Bohrschen Modells, der ihm zunächst allgemeine Anerkennung einbrachte.

Wiederholen Sie nun diesen Abschnitt und machen Sie sich mit den dargelegten Prinzipien vertraut. Sie bilden die Grundlage für das Verständnis sehr vieler weiterer Erscheinungen!

Eine Bestätigung für die Richtigkeit der Bohrschen Überlegungen stellt auch der folgende Versuch dar. Hallwachs[1] und später Lenard[2] ließen Licht auf eine Metallplatte einwirken, die sich in einem Hochvakuum befand. Sie stellten fest, daß dabei *freie Elektronen* aus dem Metall in das Vakuum treten. Deren Nachweis gelingt, wenn man dem Metall, der **Photokatode**, eine zweite Elektrode gegenüberstellt, die als Anode die freien Elektronen auffangen kann (Bild 6). Verbindet man die beiden Elektroden außerhalb des Vakuumraumes über ein empfind-

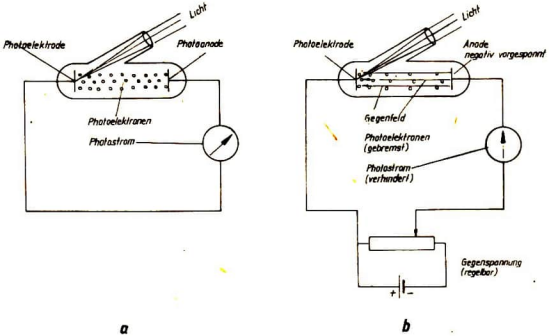


Bild 6. Schema einer Photozelle
a) mit Photostrom
b) mit Gegenfeld

[1] W. Hallwachs (1859—1922), Professor in Dresden
[2] Ph. Lenard (1862—1947), Professor in Heidelberg

liches Galvanometer, so läßt sich bei Belichtung der Katode ein sogenannter **Photostrom** nachweisen. Die Erscheinung heißt **äußerer lichtelektrischer Effekt**, das Hochvakuumgefäß ist eine **Photozelle**. (Heute werden solche Geräte zur technischen Nutzung des Photoeffektes hergestellt, z. B. als Belichtungsmesser). Um die Austrittsgeschwindigkeit der **Photoelektronen** zu bestimmen, legt man nach Lenard eine regelbare Gleichspannung U so an die Elektroden, daß die Photoelektronen gegen ein elektrisches Feld anlaufen müssen, um zur Auffangelektrode zu gelangen. Dabei werden sie gebremst, und nur den jeweils schnellsten gelingt es noch, die Elektrode zu erreichen. Erhöht man die Spannung bis zu einem bestimmten Wert U_0, so hört der Stromfluß auf, weil die kinetische Energie auch der energiereichsten Elektronen nun nicht mehr ausreicht, um die Bremswirkung zu überwinden.

U_0 ist daher ein Maß für den Maximalwert der aufgetretenen kinetischen Energien der Photoelektronen (**Gegenfeldmethode**).

Zur *Energiebilanz* dieses Vorganges:

Ein Teilchen mit der Ladung Q erhält beim Durchlaufen eines elektrischen Feldes zwischen 2 Elektroden, an die die Spannung U angelegt ist, die Energie $W = Q \cdot U$ (vgl. Lbf. 8!). Die Energie ist also im elektrischen Feld unabhängig von der Masse und dem Weg der Teilchen, sie hängt nur von der Ladung Q und der Spannung U ab. Damit wird die Energieaufnahme eines Elektrons mit der Ladung e beim Durchlaufen einer Spannung U gleich

$$W = e \cdot U \tag{19}$$

In unserem Falle muß die kinetische Energie der Elektronen diesen Betrag haben, um den bremsenden Einfluß des Gegenfeldes gerade noch zu überwinden. Damit aber ist die Geschwindigkeit v der Elektronen bestimmt, sobald man U_0 gemessen hat.

$$\frac{m_e}{2} v^2 = e\, U_0 \qquad (20) \qquad\qquad v = \sqrt{\frac{2\,e}{m_e} U_0} \qquad (20\text{a})$$

Nach den damals vorliegenden Erfahrungen war zu erwarten, daß die gemessenen Geschwindigkeits- bzw. Energiewerte von der Intensität der auf die Photokatode auffallenden Lichtstrahlung abhängen. Die Versuche Lenards zeigten aber etwas anderes. Die Maximalenergie der Photoelektronen war eindeutig direkt proportional der Frequenz des einfallenden Lichtes (Bild 7) und ließ sich durch die Gleichung

$$e\, U_0 = h\,(\nu - \nu_0) \tag{21}$$

beschreiben, wobei h die Plancksche Konstante bedeutet.

Das **Versuchsergebnis** läßt sich wie folgt interpretieren: Ein Lichtquant der Energie $W_q = h\,\nu$ fällt auf die Photokatode und leistet dort

an einem Photoelektron Ablösearbeit vom Betrage $A = h\,\nu_0$. A muß natürlich kleiner sein als W_q. Der Energieüberschuß $\Delta W = W_q - A$ steht dem Elektron dann als kinetische Energie zur Verfügung. Die der Grenzfrequenz ν_0 entsprechende Wellenlänge $\lambda_0 = c/\nu_0$ heißt **langwellige photoelektrische Grenze**, weil der Photoeffekt mit Licht niederer Frequenzen (größerer Wellenlänge) offenbar nicht möglich ist. (W_q wäre dann kleiner als A).

Dieser Versuch stellt eine schöne Möglichkeit her, die Plancksche Konstante h als Anstiegsfaktor im Diagramm $W(\nu)$ mit makroskopischen Mitteln zu messen. Er bestätigt damit eindeutig die Bohrschen Grundvorstellungen.

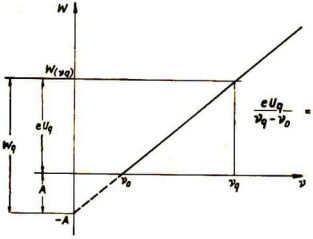


Bild 7
Austrittsenergie der Photoelektronen als Funktion der Photonenfrequenz
(Energiebilanz für ein Lichtquant $W_q = h\,\nu_q$)

Die Gleichung (19) wird noch verwendet, um eine den atomaren Verhältnissen angepaßte Energieeinheit zu gewinnen. Man definiert

Ein **Elektronenvolt** (eV) ist die Energie, die ein Elektron beim Durchlaufen der Spannung 1 Volt aufnimmt.

$$1\ \text{eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{As} \cdot 1\ \text{V} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{VAs} \equiv 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Ws}$$

$$\text{(VIII)} \qquad \boxed{1\ \text{eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Ws}}$$

Auch Vielfache des eV werden mit den gesetzlichen Vorsätzen (Kilo-, Mega-, Giga-) gebildet.

Aufgabe 4:

Die Wellenlängen des sichtbaren Lichtes liegen etwa zwischen $\lambda_1 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ m (violett) und $\lambda_2 \approx 8 \cdot 10^{-7}$ m (rot). Schätzen Sie ab, welche Energien die Strahlungsquanten mit sich führen. Geben Sie diese Werte in Elektronenvolt an!

Aufgabe 5:

Berechnen Sie die Rydbergfrequenz des Wasserstoffs aus den Gleichungen (15a) und (18)!

Aufgabe 6:

Die Plancksche Konstante läßt sich auch in der Einheit Elektronenvoltsekunde angeben. Rechnen Sie nach, daß

$$\text{(IX)} \qquad \boxed{h = 4{,}13 \cdot 10^{-15}\ \text{eVs}}$$

1.2.2. Hinweise auf die neuere Quantenmechanik. Leider konnte die im Falle des Wasserstoffs so überzeugende Übereinstimmung der Bohrschen Theorie mit dem Experiment bei komplizierter gebauten Atomen nicht festgestellt werden. Ganz abgesehen von den mathematischen Schwierigkeiten, die auftreten, wenn drei oder mehr Körper in Wechselbeziehungen miteinander stehen, erwiesen sich die Bohrschen Modellvorstellungen trotz mancher Korrekturversuche als zu grob, zu „anschaulich". Makroskopisch selbstverständliche Begriffe, wie „Bahn" eines Elektrons, „Rotationsgeschwindigkeit" usw. sind schematisch auf atomare Größen übertragen worden. Tatsächlich liegen die Dinge aber doch etwas anders! Die einzige wirklich nachweisbare Realität sind die Strahlungsquanten, deren Energie und Frequenz bestimmt werden können. Daher verzichtet die moderne Quantentheorie auf die genannten anschaulichen Begriffe und verwendet lediglich die **Energiezustände**, die ein Elektron im Atom einnehmen kann und die in einfachen Fällen nach Gl. (15) zu berechnen sind. Auch wir werden künftig anstatt von „Bohrschen Bahnen" exakter von **Energieniveaus** sprechen.

Mit dieser Klarstellung sind die Schwierigkeiten allerdings nicht überwunden. Ein tieferes Eindringen in die Situation ist aber für unsere Übersicht nicht erforderlich. Wir werden uns auch weiterhin des Bohrschen Modells als Vorstellungshilfe bedienen, müssen dann aber gelegentliche Ergänzungen in Kauf nehmen, die das Bohrsche Modell nicht erklären kann.

Auch schon für den Wasserstoff mußte die Bohrsche Theorie korrigiert werden. Es wurde z. B. nachgewiesen, daß die Nummer n der Bohrschen Bahn, die sogenannte **Hauptquantenzahl**, noch mit „Nebenquantenzahlen" verknüpft ist, die unter bestimmten Bedingungen kleiner Korrekturen der Energieniveaus entsprechen. Diese korrigierten Energiezustände werden durch die Symbole s (für den Grundzustand), p, d, f, usw. bezeichnet, die man der Hauptquantenzahl n noch hinzufügt. $2\,s$ ist also der unkorrigierte Energiezustand 2, das Niveau $2\,p$ liegt etwas höher als $2\,s$.

Außerdem stellt die Quantentheorie fest, daß „gequantelte" Größen statistischen Schwankungen unterliegen, so daß z. B. ein Energieniveau niemals ganz scharf definiert ist. Der Bahnradius r z. B., der nach Gl. (12) eine ganz bestimmte Größe zu sein scheint, tritt in der Natur immer mit einer gewissen „Unsicherheit" Δr auf. Die Elektronen bewegen sich also gar nicht auf „ganz bestimmten Bahnen" mit dem Abstand r vom Kern, sondern innerhalb eines Abstandsbereiches $r \pm \frac{1}{2}\,\Delta r$ (Bild 8). Auch die **Unbestimmtheit** Δr unterliegt bestimmten quantenmechanischen Gesetzen (vgl. auch 1.2.4., Bild 10).

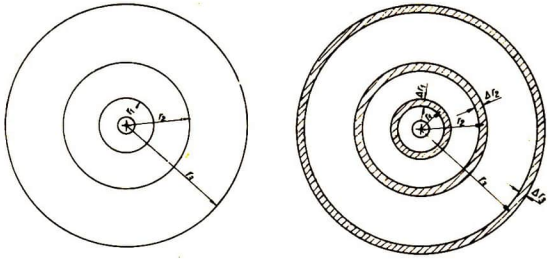


Bild 8. Schema der statistischen Korrektur der Bohrschen Bahnen

1.2.3. Prinzipien für den Aufbau der Elektronenhülle der Atome

Die quantenmechanischen Energieniveaus der Elektronenhülle der Atome beschreiben zunächst nur mögliche Elektronenzustände, ohne etwas darüber auszusagen, ob und wie viele Elektronen sich tatsächlich darin befinden. So ist bei normalem Wasserstoff sicher nur ein einziges Elektron vorhanden, während die Anzahl der möglichen Niveaus nicht begrenzt ist. n kann jede ganze Zahl annehmen.

Für die Besetzung der Niveaus mit Elektronen gelten in der Quantenmechanik folgende Grundregeln:

1. Jedes Elektron ist bestrebt, einen *möglichst niedrigen Energiezustand* zu besetzen.
2. Jeder Energiezustand darf *höchstens mit zwei Elektronen* besetzt werden.

Die erste Regel ist Ihnen geläufig. Im Schwerefeld der Erde besteht auch für makroskopische Körper die Tendenz, möglichst viel potentielle Energie abzugeben, also herunterzufallen so weit es geht. Die zweite einschränkende Regel heißt **Pauliprinzip**[1]. Will man sie anwenden, so muß man allerdings berücksichtigen, daß die bisher betrachteten Hauptzustände die in 1.2.2. erwähnten „Unterzustände" umfassen, die gesondert gezählt werden müssen. Eine eingehendere Untersuchung dieser Situation führt auf die **maximale Besetzungszahl des *n*-ten Hauptniveaus**

$$z_0 = 2 \cdot n^2 \tag{22}$$

[1] Wolfgang Pauli (1900—1958), Schweizer Physiker
Das Pauliprinzip ist hier sehr vereinfacht formuliert!

Das unterste Niveau, $n = 1$, kann also mit höchstens 2, die nächste Stufe mit bestenfalls 8 Elektronen besetzt sein. Die Gesamtzahl der in ein normales Atom eingebauten Elektronen muß mit der Ordnungsnummer des Atoms im periodischen System der Elemente übereinstimmen. Wir werden das in Kapitel 2 näher begründen.

Sind alle Elektronen eines Atoms gemäß diesen Regeln richtig eingeordnet, so daß keines von ihnen mehr Energie abgeben kann, dann befindet sich das Atom im **Grundzustand**. **Angeregt** nennt man ein Atom, in dessen Elektronenhülle ein Zwischenplatz unbesetzt geblieben ist, so daß ein höher gelegenes Elektron unter Energieabgabe in diesen Zustand übergehen kann.

Diejenigen Atome, die soviel Elektronen besitzen, daß sie im Grundzustand irgendein Hauptniveau gerade auffüllen, ohne daß Elektronen übrigbleiben, die auf nur teilweise gefüllten Niveaus untergebracht werden müßten, gehören zu den Edelgasen. Sie sind chemisch sehr inaktiv. Natrium dagegen, ein Alkalimetall, besitzt gerade ein Elektron mehr, als auf den beiden inneren Niveaus unterzubringen sind; dem Halogen Fluor mit 7 Elektronen auf dem 2. Niveau fehlt dagegen gerade eines, um das Niveau aufzufüllen. Wie Sie wissen, reagieren Halogene und Alkalien chemisch sehr heftig miteinander. Offenbar besteht also in der Natur eine Tendenz, die Hauptniveaus der Elektronenhülle der Atome gerade vollständig anzufüllen. Eine Reihe chemischer Eigenschaften der Stoffe sind so zu verstehen. Betrachten Sie dazu das Periodensystem der Elemente und vergleichen Sie in einfachen Fällen (leichte Elemente mit wenigen Elektronen) die Ihnen bekannten „Wertigkeiten" mit diesen Erkenntnissen. Weitere Einzelheiten und Besonderheiten bei höheren Besetzungsstufen gehören zum Stoff der Chemie.

Für viele Zwecke ist es vorteilhaft, die bei einem Atom auftretenden Energieniveaus in einem **Niveauschema** graphisch zu veranschaulichen. Wir bringen als Beispiel in Bild 9 das einfache Schema des Wasserstoffs, wie es sich aus Gl. (15) ergibt, und daneben das des Lithiums, wo die erwähnten Korrekturen wichtig werden. Der Zustand $n = 1$ konnte beim Lithium nicht gezeichnet werden, da er weit außerhalb der Darstellung liegt. Über die praktische Bedeutung solcher Bilder werden wir Sie im nächsten Abschnitt informieren.

Aufgabe 7:

Berechnen Sie die hauptsächlichen Energieniveaus des Wasserstoffatoms! Prüfen Sie Ihre Ergebnisse mit Hilfe des Bildes 9a! (Wir empfehlen, R'_H mit Hilfe der Rydbergfrequenz aus Gl. (18) zu bestimmen.)

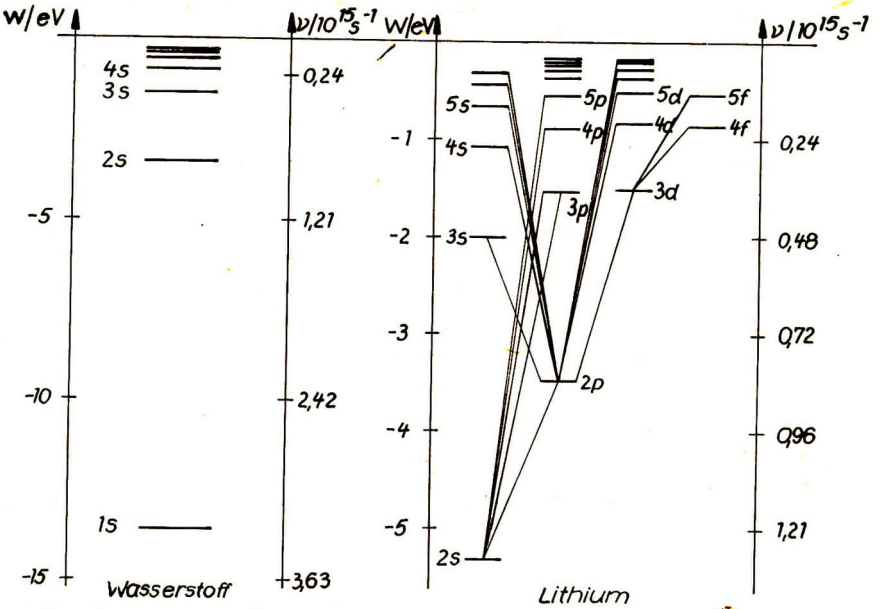


Bild 9. Niveauschema von Wasserstoff und Lithium (2 p bedeutet z. B. Hauptquantenzahl $n = 2$ mit Feinkorrektur vom Typ „p". „s"-Zustände entsprechen den unkorrigierten Hauptniveaus)

1.2.4. Licht und Röntgenstrahlung

In Abschnitt 1.2.1. wurde Ihnen mit Gl. (17) ein Ausdruck nach der vereinfachten Bohrschen Theorie abgeleitet, der die Frequenzen angibt, mit denen Strahlungsquanten das Atom verlassen, falls Elektronen aus höheren in niedere Zustände übergehen. Es war betont worden, daß Bohr mit seiner Theorie eine Erklärung für das Linienspektrum des Wasserstoffs gefunden hatte. Die im sichtbaren Bereich liegenden Linien der Balmer-Serie kommen danach durch Elektronensprünge zustande, die auf der 2. der Bohrschen Bahnen enden. Diese Tatsache ist leicht aus dem Niveauschema des Wasserstoffs (Bild 9) zu erklären. Die Wellenlängen des sichtbaren Lichtes liegen (vgl. Aufg. 4) zwischen $\lambda_1 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ m und $\lambda_2 \approx 8 \cdot 10^{-7}$ m. Die zugehörigen Frequenzen sind $\nu_1 \approx 0{,}75 \cdot 10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$ und $\nu_2 \approx 0{,}38 \cdot 10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$ und die Energien der Photonen $W_{q1} \approx 3{,}1$ eV und $W_{q2} \approx 1{,}5$ eV.

Sie erkennen aus Bild 9, daß die Energiebeträge, die bei Übergängen auf das erste Niveau frei werden, größer, bei solchen auf das dritte aber erheblich kleiner sind als im Falle des zweiten Niveaus. Für diese Übergänge ergeben sich somit Frequenzen, die außerhalb des Bereichs des sichtbaren Lichtes liegen: Ultraviolettfrequenzen für $n = 1$; $m = 2, 3, 4, \ldots$ und Infrarotstrahlung für $n = 3$; $m = 4, 5, 6, \ldots$ Dieses theoretisch ermittelte unsichtbare Linienspektrum des Wasserstoffs im UV- und Infrarotgebiet existiert wirklich. Erneut werden die Grundannahmen der Quantentheorie bestätigt.

Wir erwähnten bereits, daß die Dinge bei Atomen, die komplizierter gebaut sind als das Wasserstoffatom, nicht durch diese einfachen Vorstellungen beschrieben werden können. Qualitative Abschätzungen aber sind auch in diesen Fällen mit Hilfe Bohrscher Vorstellungen möglich. Aus Gl. (15a) erkennt man z. B., daß die Rydbergfrequenz der höheren Elemente mit dem Quadrat der Kernladungszahl anwächst. Entsprechend nehmen auch die Niveauabstände und mit ihnen die Frequenzen der Strahlungsquanten zu. Die für sichtbares Licht benötigten Werte können dann aber nur bei ganz außen stattfindenden Niveauübergängen auftreten, weil alle tieferliegenden Niveaus zu große Abstände aufweisen. Abgesehen davon werden die inneren Elektronen gar nicht ohne weiteres Zustandsänderungen ausführen können, weil alle niedrigeren Energieniveaus schon von anderen Elektronen voll besetzt sind und das Pauliprinzip gilt.

Einem Niveauschema (Bild 9) kann man entnehmen, welchen Energiebetrag die Strahlungsquanten mit sich führen, die bei einem bestimmten Elektronenübergang frei werden. Infolge der Frequenzbedingung (Gl. (17)) kann man aber die Ordinatenachse der Darstellung auch gleich in Frequenzeinheiten eichen, wie das im rechten Teil unseres Bildes geschehen ist. Speziell in diesem Fall nennt man die Darstellung ein **Termschema**.

Wir weisen Sie noch darauf hin, daß gewisse Auswahlregeln und Übergangsverbote die denkbaren Übergangsmöglichkeiten zwischen den einzelnen Zuständen (Termen) einschränken. Im Bild sind die häufigsten Übergänge eingezeichnet.

Aus dem Lehrbrief „Optik" wissen Sie, daß Linienspektren nur von leuchtenden Gasen und Metalldämpfen, also von ungebundenen Atomen ausgesandt werden. Es bleibt die Frage offen, wie **Glühlicht**, das kontinuierliche Spektrum leuchtender Festkörper, entsteht. Ohne auf Einzelheiten näher eingehen zu können, deuten wir Ihnen lediglich an, daß die Energieniveaus der Atome, die trotz der in Bild 8 erläuterten Korrektur noch recht „scharf" sind, also verhältnismäßig schmale erlaubte Energiebereiche darstellen, eine erhebliche *Verbreiterung* erfahren, sobald sich der Abstand *a* zweier oder mehrerer Atome vermindert. Die Erscheinung ist desto ausgeprägter, je höher das betrachtete Niveau liegt. Aus Bild 10, in dem wir Ihnen die Situation schematisch dargestellt haben, können Sie erkennen, daß z. B. beim Übergang vom 4. zum 3. Niveau innerhalb der Grenzen ΔW_1 und ΔW_2 alle möglichen Energiebeträge ΔW *stufenlos* auftreten können.

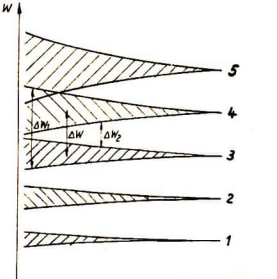


Bild 10
Niveauverbreiterung bei kleinem Atomabstand (schematisch)

Da im Festkörper nur eng benachbarte, allseitig gebundene Atome vorhanden sind, gibt es auch kaum *ganz bestimmte* äußere Energieniveaus mehr, in denen sich Elektronen befinden könnten. Bei Energieänderungen treten folglich auch keine bestimmten scharfen Frequenzlinien auf, sondern es ergeben sich kontinuierliche Spektren mit allen möglichen Frequenzen. Da in diesem Falle die Bezeichnung „Energieniveau" wenig treffend ist, nennt man die zugelassenen Energiebereiche im Festkörper **Energiebänder**. Die Elektrotechniker unter Ihnen werden sie speziell als Valenz- und Leitfähigkeitsband bei der Theorie der Elektrizitätsleitung in Festkörpern (Halbleitern) wiederfinden und genauer untersuchen müssen.

Ein Atom, das sich im Grundzustand befindet, kann nichts abstrahlen, weil alle Elektronen schon den niedrigsten möglichen Energiezustand angenommen haben. Es muß erst zur Strahlung **angeregt** werden, d. h., durch Energiezufuhr muß eines der Elektronen auf eine höhere Stufe gehoben werden. Geht es dann wieder in den Grundzustand über, so steht der aufgenommene Energiebetrag jetzt für die Abstrahlung zur Verfügung. Für diesen Vorgang kommen praktisch die thermische, elektrische und Photoanregung in Frage.

Thermische Anregung: Bei Zimmertemperatur leuchtet ein Körper normalerweise nicht. Die Molekularbewegung ist gering, so daß die gegenseitige Wechselwirkung (Stöße der Moleküle oder Atome) höchstens ausreicht, um sehr kleine Niveauunterschiede anzuregen. Die Strahlung kann nur im Infrarotgebiet liegen, d. h., es liegt Wärmestrahlung vor. Die zunehmende Molekularbewegung bei Temperatursteigerung hebt bei den nun kräftigeren Stößen ein Elektron mit größerer Wahrscheinlichkeit auf ein höheres Niveau, so daß zunächst neben der Wärmestrahlung rotes Licht (mit relativ niedriger Frequenz), später aber auch der übrige Spektralbereich auftreten wird. Das Auge nimmt Weißglut wahr.

Diese Anregungsart ist besonders bei Festkörpern und Flüssigkeiten wichtig (Heizwendel der Glühlampe, Metallschmelzen).

Photoanregung: In bestimmten Fällen ist es möglich, Lichtenergie zu speichern. Zu diesem Zweck wird ein geeigneter Körper hell beleuchtet, d. h., es werden viel Photonen eingestrahlt[1]. Ein Teil davon kann seine Energie an ein Hüllenelektron abgeben und es dadurch anregen. Der Vorgang ist etwa die Umkehrung der Lichtemission: Strahlungsquanten werden absorbiert und heben Hüllenelektronen auf ein höheres Niveau.

Gehen die angeregten Atome sofort nach der Anregung wieder in den Grundzustand über, leuchtet der Körper also nur, solange er bestrahlt wird, dann spricht man von **Fluoreszenz**. (Man sieht das häufig bei sogenannten Leuchtfarben für Werbezwecke.) Kehren die angeregten Atome aber erst im Laufe einer längeren Zeit nacheinander in den Grundzustand zurück, so daß man eventuell noch nach einigen Stunden oder Tagen ein schwaches Nachleuchten feststellt, dann liegt **Phosphoreszenz** vor. (Denken Sie an das Leuchtzifferblatt Ihres Weckers!) Wichtig ist dabei, daß die Frequenz des abgestrahlten Lichtes normalerweise nicht größer sein kann als die Frequenz der anregenden Strahlung. Es können eben keine höheren Energieniveaus angeregt werden, als die Strahlungsenergie W_q des eingestrahlten Quants erlaubt. Es können aber energiereiche Anregungen auch in zwei Stufen wieder abgegeben werden. Das Elektron, das wegen der großen Anregungsenergie ein oder mehrere Energieniveaus übersprungen hat, gibt seine Anregungsenergie nicht auf einmal wieder ab, sondern hält sich kurze Zeit auf einem zwischenliegenden Energieniveau auf. So kann z. B. eingestrahltes UV-Licht in sichtbares umgewandelt werden.

Ob ein Stoff der Photoanregung überhaupt unterliegt, ob er fluoresziert oder phosphoresziert, hängt von den speziellen Bindungsverhältnissen seiner Atome oder Moleküle ab, ist also eine Materialeigenschaft.

---

[1] Zu Ihrer Orientierung: Das empfindlich eingestellte menschliche Auge kann Lichtleistungen bis herab zu etwa 100 Photonen pro Sekunde gerade noch erkennen.

Elektrische Anregung: In den Gasentladungslampen werden die Atome des Füllgases und eventuell noch eine Leuchtstoffschicht von elektrisch beschleunigten freien Elektronen und Ionen getroffen und dadurch angeregt. Der Nutzeffekt solcher Lampen liegt günstiger als bei thermischer Anregung der Festkörper, weil man es so einrichten kann, daß im wesentlichen nur Strahlungsquanten des sichtbaren Lichtes ausgesandt werden. Außerdem kann man die spektrale Zusammensetzung des emittierten Lichtes weitgehend den Bedürfnissen anpassen, indem man geeignete Füllgase und Leuchtschichten verwendet. („Neon"-röhren für Werbezwecke, „Tageslicht"lampen zur Raumbeleuchtung).

Natürlich ist es auch möglich, durch die genannten Effekte einem Elektron im Atom mehr Energie zuzuführen, als zur Anregung irgendeines höheren Zustandes benötigt wird. Wird die Bindungsenergie aufgebracht, dann wird das Elektron vom Atom gelöst, das Atom wird **ionisiert**. Auf der Grundlage der **Photoionisation** z. B. arbeiten die Photozellen. (Vgl. Abschn. 1.2.1.). Reicht die Strahlungsenergie im Gegensatz zum äußeren lichtelektrischen Effekt aber lediglich aus, um das Elektron zwar vom Atom zu lösen, nicht mehr aber, um es aus dem ganzen Atomverband, dem Festkörper, zu befreien, so kann der **innere lichtelektrische Effekt** eintreten. So „befreite" Elektronen können sich innerhalb des Körpers relativ ungehindert bewegen und erhöhen somit dessen elektrische Leitfähigkeit. Das macht sich besonders bei einigen Halbleitern bemerkbar. Auch diese Erscheinung — Widerstandsänderung eines Halbleiters durch Belichtung — wird vielfach technisch genutzt.

Der elektrische Widerstand eines Halbleiters sinkt auch, wenn man seine Temperatur erhöht. Das ist auf **thermische Ionisation** zurückzuführen. Wenn Atome eines Halbleiters mit erhöhter kinetischer Energie zusammenstoßen, dann besteht eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein äußeres Hüllenelektron genügend Energie übertragen bekommt, um die Bindung im Atom zu verlassen. Die Konzentration der „freien" Elektronen im Halbleiter wird erhöht und damit auch seine elektrische Leitfähigkeit.

Zusammenfassend merken wir uns:

Sichtbares Licht entsteht, wenn die **äußeren Elektronen** der Atome thermisch, elektrisch oder optisch **angeregt** werden.
Übersteigt die Anregungsenergie die erforderliche Ablösearbeit für diese Elektronen, so können diese Prozesse auch zur **Ionisation** führen.

Bei all den genannten Vorgängen sind vorwiegend Elektronen der äußeren Niveaus betroffen. Das liegt teils an den verhältnismäßig niedrigen Energiewerten, die sie zur Anregung oder Ionisation benöti-

gen, teils an dem Umstand, daß vornehmlich sie bei Stößen oder sonstigen Wechselwirkungsprozessen mit anderen Partnern beteiligt sind und sie ihrerseits die „inneren" Elektronen abschirmen.

Um auch die inneren Elektronen eines Atoms an Strahlungsvorgängen zu beteiligen, darf man daher nicht ganze Atome gegeneinander stoßen lassen, weil da hauptsächlich die äußeren Elektronen betroffen sind. Vielmehr muß man mit entsprechend kleinen Teilchen, am besten mit energiereichen freien Elektronen, versuchen, die inneren Atomelektronen zu beeinflussen.

Das gelingt in den **Röntgenröhren**[1] (Bild 11). In einem Hochvakuumgefäß werden mittels einer Glühkatode (G) freie Elektronen (K) erzeugt. Zwischen die Katode und eine Anode (A), die hier aus einem Material mit hoher Ordnungszahl Z und hohem Schmelzpunkt bestehen muß und deren Endfläche abgeschrägt ist, legt man eine hohe Spannung U, die die freien Elektronen zur Anode hin stark beschleunigt. (Vgl. (19) und (20)!). Sie können dort sehr tief eindringen, da sie gegenüber den Atomen des Anodenmaterials sehr klein und zudem sehr energiereich sind. Sehr wahrscheinlich treffen sie dabei auf irgendeines der (infolge des hohen Z-Wertes zahlreich vorhandenen) gebundenen inneren Elektronen der Atome des Anodenmaterials. Sie können es auf ein unbesetztes Außenniveau heben oder ganz ablösen, je nachdem, welchen Energiebetrag sie übertragen haben. Zur Auffüllung des entstandenen „Loches" folgt nun unter Einhaltung des Pauliprinzips eine ganze Lawine von Elektronenübergängen nach, die mit sehr hohen Energieabgaben verbunden sind. (In Gl. (15a) tritt Z^2 auf!) Die Frequenzen der entsprechenden Strahlungsquanten liegen in dem Gebiet, das wir **Röntgenstrahlen** nennen ($\nu \approx 10^{19}\ s^{-1}$). Röntgen entdeckte diese Strahlung bereits im Jahre 1895.

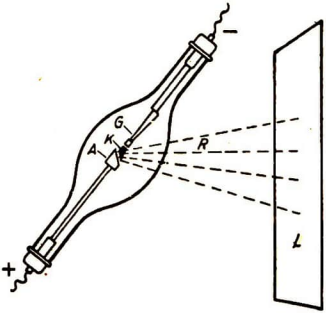


Bild 11. Schema der Röntgenröhre

Da die Niveaus der inneren Zustände gebundener Atome noch recht scharf sind (vgl. Bild 10), muß dieser Vorgang zu einem Linienspek-

[1] Wilhelm Konrad Röntgen (1845—1923), deutscher Physiker

trum für Röntgenstrahlen führen, das charakteristisch ist für das bestrahlte, angeregte Material, wenn nur die kinetische Energie der eingeschossenen Elektronen hoch genug ist, um die Anregung zu bewirken. Im Lehrbeispiel 1 wollen wir die Verhältnisse für Wolfram ($Z = 74$), ein technisch für Röntgenzwecke sehr brauchbares Material, abschätzen.

Lehrbeispiel 1

Die Energiedifferenz zwischen zwei Bohrschen Bahnen ergibt sich prinzipiell aus Gl. (16). Zu ihrer Auswertung brauchen wir zunächst die Rydbergfrequenz R'_W für Wolfram. Aus den Gln. (15a) und (18) folgt

$$R'_W = Z^2 \,.\, R'_H = Z^2\, h\, R_H \tag{23}$$

Setzt man die Werte aus (VII) und (IX) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} R'_W &= 74^2 \cdot 4{,}13 \cdot 10^{-15}\,\text{eVs} \cdot 3{,}3 \cdot 10^{15}\,\text{s}^{-1} \\ &= 7{,}5 \,.\, 10^4\,\text{eV} = 75\,\text{keV} \end{aligned}$$

Um also ein Elektron des Wolframs aus dem Zustand $n = 1$ auf eine weit außen gelegene Bohrsche Bahn (m sehr groß, $1/m$ vernachlässigbar) zu bringen, ist nach Gl. (16) und (23) eine Energie von 75 keV aufzuwenden. Die Definition der Einheit eV gestattet, sofort abzulesen, daß das eingeschossene Elektron mit einer Spannung von mindestens 75 Kilovolt beschleunigt werden muß, um die Anregung vollbringen zu können.

Tritt an die Stelle des herausgeschossenen Elektrons ein anderes aus dem Zustand $n = 2$, so ergibt sich nach Gl. (16a) und (17a) ein Strahlungsquant der Energie und Frequenz

$$W_q \approx 75\,\text{keV}\left(\frac{1}{1} - \frac{1}{4}\right) \approx 56\,\text{keV}; \quad \nu = \frac{W_q}{h} \approx 1{,}36 \,.\, 10^{19}\,\text{s}^{-1}$$

Vergleichen Sie das mit Lichtquanten! (Aufg. 4)

Wird ein Röntgenspektrum experimentell ermittelt, so zeigt sich neben den eben behandelten **charakteristischen Linien**, die den Energieniveaus mit ihren verschiedenen Korrekturen entsprechen, ein **kontinuierlicher** Untergrund, der bei einer bestimmten **Grenzfrequenz** abbricht (Bild 12). Dieser Effekt rührt daher, daß nicht alle eingeschossenen Elektronen zur Anregung dienen, sondern häufig auch anderen Bremserscheinungen unterliegen. Bei der Bremsung wird die kinetische Energie der Elektronen in andere Energiearten (Strahlungsenergie $h\,\nu$, Wärmeenergie Q) umgesetzt. Die Energiebilanz lautet für diesen Fall

$$\frac{1}{2}\, m_e\, v^2 = h\,\nu + Q$$

Die bei der Bremsung der freien Elektronen abgestrahlte Strahlungsenergie $h\nu$ wird Bremsstrahlung genannt. Die höchste Frequenz (die **Grenzfrequenz** ν_g) ergibt sich für den Fall, daß die gesamte kinetische Energie des Elektrons in Strahlung umgesetzt wird ($Q = 0$). Dann ist

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = h \nu_g$$

Beachtet man, daß die Elektronen die kinetische Energie beim Durchlaufen der Spannung U im elektrischen Felde erhalten, so gilt wieder Gl. (20)

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = e U$$

Es folgt

$$e U = h \nu_g$$

Die Grenzfrequenz ergibt sich damit zu

$$\boxed{\nu_g = \frac{e U}{h}} \qquad (24)$$

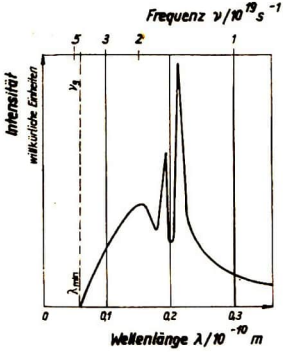


Bild 12
Beispiel eines Röntgenspektrums

Das ist die höchste Frequenz, die im Röntgenspektrum einer mit der Spannung U betriebenen Röhre auftreten kann.

Wir merken uns:

> Die **charakteristische Röntgenstrahlung** entsteht, wenn die in einem Atom auf den **inneren Bahnen gebundenen Elektronen** durch von außen eingeschossene freie Elektronen angeregt werden. Bremsvorgänge an diesen **freien Elektronen** führen zur sogenannten **Röntgenbremsstrahlung.**

Die Eigenschaften der Röntgenstrahlen, insbesondere ihre gute Durchdringungsfähigkeit, gestatten zahlreiche technische Anwendungen, die sich im wesentlichen in die Röntgengrob- und -feinstrukturanalyse gliedern lassen. Im ersten Falle handelt es sich vor allem um eine zerstörungsfreie Untersuchung, die auf der unterschiedlichen Absorptionsfähigkeit verschiedener Stoffe und Materialdicken beruht. Nach demselben Prinzip wird auch das medizinische „Durchleuchten" durchgeführt. Die Feinstrukturuntersuchung ist eine angewandte Interferenzoptik mit Röntgenstrahlen, die über die Kristallstruktur des Prüflings

Auskunft erteilt. Man kann damit z. B. auch Spannungszustände von Bauteilen während der Belastung untersuchen, indem man die Atomabstände im Kristallgitter bestimmt. Neben diesen beiden Möglichkeiten wird auch der Einfluß der Röntgenstrahlen auf die durchstrahlten Stoffe, z. B. ihre biologische Wirkung, angewandt (vgl. dazu die Abschnitte 3.2.2. und 4.2.1.). Auf Einzelheiten der Röntgentechnik muß aber im Rahmen dieses Lehrbriefes verzichtet werden.

Aufgabe 8:

Mit welcher Gleichspannung wurde die Röntgenröhre betrieben, die das in Bild 12 dargestellte Röntgenspektrum lieferte?

1.2.5. Die relativistische Massenveränderlichkeit und der Dualismus Korpuskel-Welle (Materiewellen)

Bei Versuchen mit stark beschleunigten Elektronen hat man schon im vorigen Jahrhundert einige recht überraschende Feststellungen treffen müssen. Es zeigte sich nämlich, daß der Widerstand, den ein Elektron seiner Beschleunigung entgegensetzt, also seine Trägheit, mit zunehmender Geschwindigkeit ansteigt. Das Trägheitsmaß eines Körpers ist seine Masse m (Lbf. 1). Die Masse der Elektronen ist also nicht konstant, sondern abhängig vom Bewegungszustand der Elektronen. Wendet man Gl. (20) auf die Versuchsergebnisse an, so ergibt sich z. B. der in Tabelle 1 dargestellte Zusammenhang.[1] (Beachten Sie insbesonders die letzte Spalte!)

Tabelle 1. Massenzunahme beschleunigter Elektronen

Beschleunigende Spannung, in Volt	Erreichte Elektronengeschwindigkeit in m/s	in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c	Elektronenmasse in kg
10^2	$5{,}94 \cdot 10^6$	0,020	$9{,}1 \cdot 10^{-31}$
10^3	$1{,}88 \cdot 10^7$	0,063	$9{,}1 \cdot 10^{-31}$
10^4	$5{,}86 \cdot 10^7$	0,196	$9{,}3 \cdot 10^{-31}$
$4 \cdot 10^4$	$1{,}14 \cdot 10^8$	0,380	$9{,}9 \cdot 10^{-31}$

[1] Um die beiden Unbekannten m_e und $\bar{v}$ in Gl. (20) zu bestimmen, braucht man noch einen weiteren Zusammenhang zwischen diesen Größen. Man erhält ihn aus Versuchen, bei denen die Elektronen durch Magnetfelder abgelenkt werden.

Es gelang später Albert Einstein in der Relativitätstheorie, diesen experimentellen Befund theoretisch zu deuten und zu verallgemeinern. Danach gilt prinzipiell für *alle* Massen folgende Gleichung:

$$\boxed{m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}} \tag{25}$$

Hier bedeuten

c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und m_0 den Ihnen geläufigen (konstanten) Massenwert, den ein Körper im Ruhezustand ($v = 0$) besitzt. Man nennt ihn daher die **Ruhmasse** des Körpers. m ist die bei einem mit der Geschwindigkeit v bewegten Körper auftretende sogenannte **Impulsmasse**.

Sie können sich leicht davon überzeugen (Rechnen Sie, aber vergleichen Sie auch Tabelle 1!), daß sich m und m_0 bei den von einem makroskopischen Körper bisher erreichten Geschwindigkeiten ($v < 10^3$ m/s) kaum unterscheiden. Das Verhältnis $(v/c)^2$ ist in diesem Falle viel zu klein, um ins Gewicht zu fallen. Daher ist uns der grundsätzliche Zusammenhang (25) im täglichen Leben und der mit ihm verbundenen Technik bisher verborgen geblieben. In der Elektronik aber — denken Sie z. B. an die Röntgen- oder Fernsehtechnik — muß man ihn unbedingt beachten, wenn man Fehler vermeiden will. Infolge der kleinen Ruhmasse m_0 der Elektronen sind deren Geschwindigkeiten bei den technisch verwendeten Energiebeträgen schon sehr hoch, so daß sich die **relativistische Massenveränderlichkeit** hier besonders schnell bemerkbar macht. Prinzipiell aber gilt sie auch für alle anderen Körper, sowohl im makroskopischen, als auch im Bereich der Elementarteilchen.

> Die Masse eines Körpers ist keine konstante Größe, sondern nimmt mit der Geschwindigkeit des Körpers zu!

Aus der Gleichung (25) müssen noch weitere sehr wichtige Folgerungen gezogen werden. Wir betrachten sie anhand eines einfachen Beispiels. Um die mathematische Behandlung zu vereinfachen, führen wir vorübergehend die Abkürzung $\beta = (v/c)^2$ ein. Sie erkennen, (indem Sie (25) differenzieren), daß eine kleine Änderung $\mathrm{d}\beta$ dieses Geschwindigkeitsverhältnisses β zu der kleinen Massenänderung

$$\mathrm{d}m = \frac{1}{2}\,\frac{m_0}{(1-\beta)^{3/2}}\,\mathrm{d}\beta \tag{25a}$$

führt.

Nun wollen wir die kinetische Energie W_k berechnen, die ein frei beweglicher Körper mit der Ruhmasse m_0 unter Berücksichtigung von

(25) annimmt, falls an ihm Beschleunigungsarbeit geleistet wird. Zu diesem Zweck müssen wir das dynamische Grundgesetz in exakter Form, wie es von Newton ausgesprochen wurde, heranziehen. Es lautet: Die auf einen freibeweglichen Körper wirkende Kraft verursacht eine zeitliche Änderung seines Impulses.

$$F = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m v) = \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} \cdot v + m \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \tag{26}$$

(Für konstante Masse ($\mathrm{d}m/\mathrm{d}t = 0$) erkennen Sie darin die Ihnen geläufige Form dieses Gesetzes $F = m\,a$.)

Wird an einem Körper Beschleunigungsarbeit verrichtet, so erhöht die aufgebrachte Leistung (bekanntlich gegeben durch $P = F\,v$) dessen kinetische Energie. Daher gilt in jedem Augenblick die Beziehung

$$\frac{\mathrm{d}W_k}{\mathrm{d}t} = F v = v\left[\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} \cdot v + m \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}\right] \tag{27}$$

Unter Verwendung der Gleichungen (25) und (25a), der Erweiterung mit c^2, der Zusammenfassung beider Glieder auf einen Hauptnenner und der Umformung

$$v \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}v^2}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2}c^2\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}t}$$

(die Sie „rückwärts" durch Differentiation bestätigen können), läßt sich (27) auf folgende Form bringen

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}W_k}{\mathrm{d}t} &= v^2 \cdot \frac{1}{2}\frac{m_0}{(1-\beta)^{3/2}}\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}t} + \frac{m_0}{(1-\beta)^{1/2}} v \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \\ &= \frac{m_0 c^2}{2}\left[\frac{\beta}{(1-\beta)^{3/2}} + \frac{1}{(1-\beta)^{1/2}}\right]\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}t} \\ &= \frac{m_0 c^2}{2} \cdot \frac{\mathrm{d}\beta/\mathrm{d}t}{(1-\beta)^{3/2}}\end{aligned}$$

Ändert sich demnach das Verhältnis β um den kleinen Wert $\mathrm{d}\beta$, so verursacht das eine Änderung des Betrages der kinetischen Energie um

$$\mathrm{d}W_k = \frac{m_0 c^2}{2}\frac{\mathrm{d}\beta}{(1-\beta)^{3/2}}$$

Integriert man diese Gleichung, so erhält man

$$W_k = \frac{m_0 c^2}{2}\int_0^{\beta}\frac{\mathrm{d}\beta}{(1-\beta)^{3/2}} = \frac{m_0 c^2}{2} \cdot 2\left[\frac{1}{(1-\beta)^{1/2}} - 1\right]$$

$$\| \; W_k = m c^2 - m_0 c^2 \; \| \tag{28}$$

In einer physikalischen Gleichung können nur gleichartige physikalische Größen addiert oder subtrahiert werden. Demzufolge müssen auch die Größen $m\,c^2$ und $m_0\,c^2$ Energien sein. Wir folgern:

> Jeder Körper der Masse m, der die Ruhmasse m_0 hat, besitzt außer seiner kinetischen Energie W_k die **Ruhenergie** $m_0 c^2$. Beide addieren sich zur **Gesamtenergie** $m\,c^2$ des Körpers.

$$\boxed{W_G = m\,c^2} \tag{29}$$

Setzt man m nach Gleichung (25) ein und entwickelt die Wurzel nach Potenzen von $\frac{1}{c^2}$, so ergibt das:

$$W_G = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} = m_0 c^2 \left(1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$= m_0\,c^2 + \frac{m_0}{2}\,v^2 + \frac{1}{c^2}\,\frac{m_0}{4}\,v^4 + \dots$$

Das erste Glied der rechten Seite ist die Ruhenergie. Das zweite Glied stimmt mit der nichtrelativistischen kinetischen Energie überein. Die höheren Glieder dieser Entwicklung enthalten die durch die Relativitätstheorie bedingten Abweichungen vom Verhalten eines nichtrelativistischen Teilchens.

Gleichung (29) stellt die Einsteinsche Gleichung von Masse und Energie dar. Einstein erklärte wörtlich:

> „Die Masse eines Körpers ist ein Maß für dessen Energieinhalt; ändert sich die Energie um ΔE, so ändert sich die Masse in demselben Sinne um $\frac{\Delta E}{c^2}$.
>
> Es ist nicht ausgeschlossen, daß bei Körpern, deren Energieinhalt in hohem Maße veränderlich ist (z. B. bei den Radiumsalzen), eine Prüfung der Theorie gelingen wird."[1]

In der Tat wurde die von Einstein aufgestellte Äquivalenz (29) durch das Experiment hervorragend bestätigt. (Vgl. Kap. 2).

Nunmehr wenden wir die Gleichung (29) auf Strahlungsquanten (Photonen) an, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen ($v = c$) und insgesamt die Quantenenergie $W_q = h\,\nu$ haben. Nach (29) muß ihnen eine Impulsmasse m_q und ein Photonenimpuls p_q zugesprochen werden.

---

[1] A. Einstein. Ann. Physik 17 (1905)

Unter Verwendung der Beziehung $\nu\lambda = c$ aus der Wellenlehre ergibt sich

$$m_q = \frac{W_q}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c \cdot \lambda} \tag{30}$$

$$p_q = m_q c = \frac{h}{\lambda} \tag{30a$_1$}$$

Solche Feststellungen überraschen zunächst. Wahrscheinlich haben Sie sich bisher Licht, also elektromagnetische Wellen, masselos vorgestellt. Tatsächlich aber ist an der Existenz der Photonenmasse und ihrem Impuls nicht zu zweifeln. Für ein einzelnes Strahlungsquant sind die Werte nach (30) und (30a$_1$) allerdings recht klein. Der Gesamtimpuls einer intensiven Strahlung, die Summe aller Einzelimpulse der Quanten, kann aber doch recht erheblich sein. Trifft eine solche Strahlung auf eine Fläche auf, so müssen die einzelnen Strahlungsquanten ähnlich wie die Moleküle eines Luftstromes einen Druck ausüben. Der **Strahlungsdruck** der Sonne z. B. ist bei der Schweifbildung der Kometen beteiligt. Da die Strahlungsquelle beim Ausschleudern der Quanten nach dem Impulssatz einen Rückstoß erfahren muß, hofft man, in ferner Zukunft einmal Weltraumschiffe mit **Photonenantrieb** ausrüsten zu können. Man müßte sie entgegen der Flugrichtung sehr intensiv Licht ausstrahlen lassen. Die gegenwärtig technisch realisierbaren Strahlungsquellen gestatten eine Nutzung dieses Effektes aber noch nicht.

Beachten Sie, daß Photonen zwar Masse besitzen, aber keine Ruhmasse haben können! Da sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, kann ihre Masse m nach (25) nur dann den endlichen Wert nach (30) haben, wenn $m_0 = 0$ ist. Andere Körper mit endlicher Ruhmasse können dagegen die Lichtgeschwindigkeit nie erreichen. Beschleunigt man sie, dann wächst m bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit über alle Grenzen, und es müßte ihnen schließlich für eine weitere Beschleunigung unendlich viel Energie zugeführt werden.

Der Franzose de Broglie[1] stellte nun als erster Physiker die Hypothese auf, daß der uns bei den Photonen so zwiespältig erscheinende Doppelcharakter — ihr Auftreten einmal mit typischen Teilchen-, ein andermal mit ebenso ausgeprägten Welleneigenschaften — möglicherweise eine allgemeingültige Eigenschaft der Natur sein könne. Danach müßten die Gleichungen (29) und (30) in der Form

$$\boxed{(29a) \quad W = m c^2 \qquad m = \frac{W}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}} \quad \text{und} \quad \boxed{(30a_2) \quad p = \frac{h}{\lambda} \qquad \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m v}}$$

[1] Louis Victor de Broglie, geb. 1892, franz. Physiker.

prinzipiell auf jede Erscheinungsform der Materie im physikalischen Sinne anwendbar sein und besonders bei Elementarteilchen[1] geprüft werden können. So wie man z. B. bei Lichtquanten eine Masse und einen Impuls findet, so müßten beispielweise auch Elektronen — die Sie sich doch sicher als bewegte Masseteilchen vorstellen — eine Wellenlänge und eine Frequenz haben.

Diese Vermutung hat sich ganz einwandfrei bestätigt! Elektronenstrahlen zeigen Beugungs- und Interferenzerscheinungen genau wie Licht- oder Röntgenstrahlen. Da der Elektronenimpuls $m \cdot v$ zudem noch von der beschleunigenden Spannung U abhängt (vgl. Tab. 1), kann man nach ($30a_2$) die Wellenlänge eines Elektronenstrahls in weiten Grenzen beliebig variieren, indem man geeignete Spannungswerte wählt. Auch diesem Umstand ist es zu danken, daß die technische Disziplin der **Elektronenoptik** heute schon recht weit entwickelt ist. **Mit Elektronenmikroskopen** (Bild 13), die den Lichtmikroskopen analog aufgebaut sind, nur daß man hier eben „elektronische Linsen", geeignete elektrische oder magnetische Felder, verwenden muß, kann man z. B. ein gegenüber dem Licht 10^3fach höheres Auflösungsvermögen erreichen, da sich die Elektronenwellenlänge entsprechend klein halten läßt.[2]

Sichtbar machen kann man die „elektronischen Bilder" z. B., indem man die abbildenden Elektronenstrahlen auf geeignete Bildschirme auftreffen läßt, deren Atome sie zu sichtbarer Strahlung anregen können (Elektrische Anregung).

Die de Broglieschen **Materiewellen** sind außer bei Elektronen auch in vielen anderen Fällen nachgewiesen worden. Die Materie weist also eine dialektische Doppelnatur auf. Alle „Teilchen" haben die Eigenschaften von „Wellen" und umgekehrt. Das wird ganz besonders bei Elementarteilchen deutlich.

Um Sie mit diesen Verhältnissen und den dabei auftretenden Größenordnungen etwas vertraut zu machen, berechnen wir Ihnen im folgenden Lehrbeispiel 2 einige Daten, wie sie in der Situation nach Aufg. 8 vorliegen.

Lehrbeispiel 2

a) Mit welcher Geschwindigkeit treffen die Elektronen nach klassischer Rechnung auf die Anode auf? ($U = 165$ kV).

---

[1] Setzen Sie in (30a) z. B. die Masse eines makroskopischen Körpers ein, so werden die Wellenlängen unbeobachtbar klein.

[2] Vgl. Lbf. 7, Mikroskop. Die dort erwähnten Störungen durch Beugung nehmen mit kleiner werdender Wellenlänge ab, so daß mit geeignet kurzen Elektronenwellen auch sehr kleine Objekte noch *ungestört* betrachtet werden können.

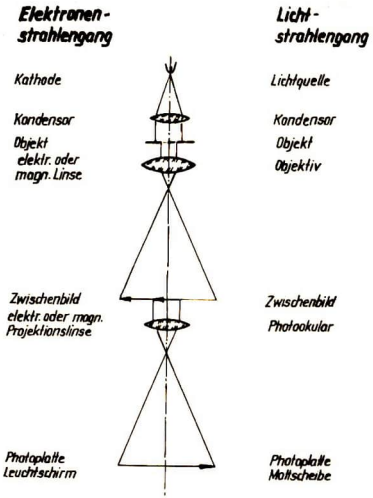


Bild 13a. Strahlengang eines Durchstrahlungs-Elektronenmikroskops (rechts die entsprechenden Teile des Lichtmikroskops)

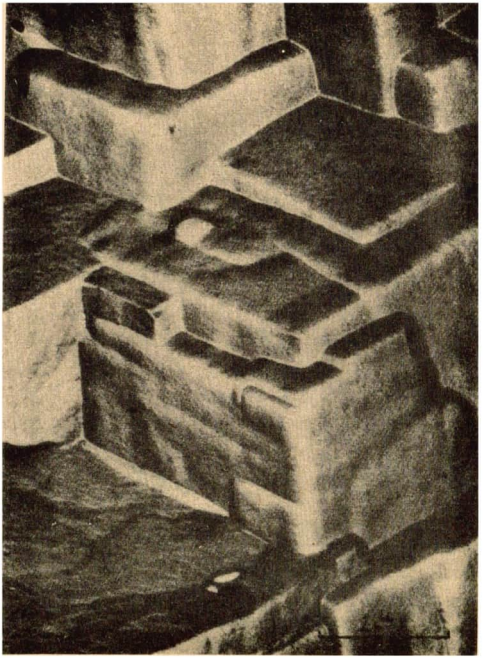


Bild 13b (rechts). Elektronenmikroskopische Abbildung der Oberfläche einer mit Salzsäure geätzten Aluminium - Magnesium - Legierung

aus: Mahl/Gölz Elektronenmikroskopie

Gl. (20)

$$\frac{m_0}{2} v_0^2 = e\,U; \quad v_0 = \sqrt{\frac{2\,e\,U}{m_0}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{As} \cdot 1{,}65 \cdot 10^5\,\mathrm{V}}{9{,}11 \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg}}}$$

$$= 2{,}4 \,.\, 10^8\,\mathrm{m/s} = \underline{\underline{0{,}8\,c}}$$

b) Der relativistischen Rechnung muß man die Gleichung (28) zugrunde legen und dabei (25) berücksichtigen. Für W_k, die den freien Elektronen zugeführte Energie, wäre nach (19) $W_k = e\,U$ einzusetzen. Dann bleibt $(v/c)^2$ die einzige Unbekannte in der Gleichung. Es ergibt sich: (rechnen Sie das nach!)

$$e\,U = \frac{m_0\,c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} - m_0\,c^2$$

$$v = c\sqrt{1-\frac{1}{\left(1+\frac{e\,U}{m_0 c^2}\right)^2}} = \sqrt{\frac{2\,e\,U}{m_0}} \cdot \frac{\sqrt{1+\frac{e\,U}{2\,m_0\,c^2}}}{1+\frac{e\,U}{m_0 c^2}}$$

$$= v_0\,\frac{\sqrt{1+\frac{1}{4}\left(\frac{v_0}{c}\right)^2}}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{v_0}{c}\right)^2}$$

$$v = 0{,}8\,c\,\frac{\sqrt{1+\frac{1}{4}(0{,}8)^2}}{1+\frac{1}{2}(0{,}8)^2} \approx \underline{\underline{0{,}65\,c}}$$

Sie erkennen, daß v nur im Falle $U = 0$ ($v_0 = 0$) exakt mit v_0 übereinstimmt. Im Falle großer Beschleunigungsspannungen $U \to \infty$ ($v_0 \to \infty$) geht v gegen c. Darauf hatten wir Sie bereits hingewiesen. Überzeugen Sie sich von diesem Sachverhalt, indem Sie entsprechende Zahlenwerte in diese Gleichungen einsetzen!

c) Die „klassisch" errechnete (falsche) Elektronengeschwindigkeit v_0 weicht von der „relativistisch" bestimmten (richtigen) um den Betrag

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_0 - v}{v} = \frac{0{,}15\,c}{0{,}65\,c} = 0{,}23 = \underline{\underline{23\,\%}}\ \text{ab.}$$

Bei etwas höheren Beschleunigungsspannungen würde der Fehler sehr schnell noch größer werden.

Sie erkennen:

> Die technische Elektronik kann auf die relativistische Rechnung nicht mehr verzichten, wenn sie nicht sehr grobe Fehler begehen will.

d) Die Elektronen könnten auch zu Beugungs- und Interferenzversuchen verwendet werden. Die Wellenlänge ihrer Materiewellen ergibt sich dabei zu

$$\lambda = \frac{h}{m\,v} = \frac{h\sqrt{1-(v/c)^2}}{m_0\,v}$$

$$= \frac{6{,}6\cdot 10^{-34}\,\mathrm{Ws}^2\cdot\sqrt{1-(0{,}65)^2}}{9{,}11\cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg}\cdot 0{,}65\cdot 3\cdot 10^8\,\mathrm{m/s}}$$

$$= 2{,}8\cdot 10^{-12}\,\mathrm{m} \approx 10^{-5}\,\lambda_{\mathrm{Licht}}$$

> Die Wellenlänge der Materiewellen liegt meist erheblich unter der des sichtbaren Lichtes!

Zusammenfassung

Im **Rutherfordschen Atommodell** laufen die Elektronen auf Kreisbahnen um. Dabei wirkt die elektrostatische Anziehung als Radialkraft. Nach den Gesetzen der **klassischen Physik** müßte dabei dauernd Energie abgestrahlt werden. Dadurch wäre das Modell instabil.

Bohr wandte auf dieses Modell die Quantentheorie an, indem er zwei **Postulate** aufstellte:

1. Auf Bahnen, bei denen das Produkt aus Elektronenimpuls und Bahnlänge ein ganzzahliges Vielfaches des elementaren Wirkungsquantums ist, können Elektronen strahlungslos um den Atomkern kreisen.
2. Energieabgabe der Elektronen kann nur in Form von **Strahlungsquanten (Photonen)** erfolgen, wenn sie von kernferneren auf kernnähere Bahnen übergehen.

Dieses anschauliche Atommodell erwies sich für einfache Atome als grundsätzlich richtig. Für exakte Berechnungen muß dieses anschauliche Modell aufgegeben werden. Die zulässigen **Energiezustände** können in einem **Niveauschema** dargestellt werden.

Die **Hülle** eines vollständigen **Atoms** wird von so vielen **Elektronen** gebildet, wie die **Kernladungszahl**, die mit der Ordnungszahl des Elements im Periodensystem der Elemente übereinstimmt, angibt. Ihre **Verteilung** auf die möglichen Energiezustände erfolgt **gesetzmäßig** und bestimmt weitgehend das chemische Verhalten der Elemente.

Befindet sich die Hülle in einem Zustand, bei dem kein Elektron mehr Energie abgeben kann, so ist das Atom im **Grundzustand**. Werden die

äußeren Elektronen eines Atoms **angeregt**, d. h. auf ein höheres Energieniveau gehoben, so wird bei ihrer Rückkehr in den Grundzustand **sichtbares Licht** abgestrahlt. **Quantensprünge** der **inneren Hüllenelektronen**, die durch schnelle **freie Elektronen** angeregt werden können, führen zu dem **Linienspektrum** der **charakteristischen Röntgenstrahlung**. Die **kontinuierliche Röntgenbremsstrahlung** ist eine Folge des Bremsprozesses, den die eingeschlossenen **freien Elektronen** erfahren.

Bei Elementarteilchen wird eine der makroskopischen Erfahrung fremde **dialektische Doppelnatur** deutlich, indem sie sich unter bestimmten Bedingungen wie **Teilchen**, in anderen Fällen wie **Wellen** verhalten (**Materiewellen**). Diese bereits technisch genutzte Eigenschaft führt im Zusammenhang mit relativistischen Überlegungen auf neue Erkenntnisse beim Energie- und Massebegriff. Man hat zu unterscheiden zwischen der **Ruh-** und **Impulsmasse**, sowie der **Ruh-** und **Gesamtenergie** eines Teilchens. Energie und Masse sind durch die **Einsteinsche Gleichung** $W = m\,c^2$ gesetzmäßig miteinander verknüpft, Masse und Geschwindigkeit durch $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$.

Aufgabe 9:

Wie groß ist die Impulsmasse eines Röntgenquants bei einer Beschleunigungsspannung von 56 kV höchstens? Vergleichen Sie mit der Ruhmasse von Elektronen!

Aufgabe 10:

Berechnen Sie nach Gleichung (29) die Gesamtenergie eines Teilchens der Masse $m = 1$ g in der Einheit Kilowattstunde sowie die Impulsmasse, die der Gesamtenergie $W_G = 1$ eV zugesprochen werden muß. Vergleichen Sie mit der Ruhmasse der Elektronen!

1.3. Der Atomkern

Einführung: Eine Systematisierung der in der Natur vorkommenden Atomkerne gibt wesentliche Hinweise auf die Gesetze, denen diese Kerne unterliegen. Besonders wichtig für das Verständnis des weiteren Lehrstoffes ist der Abschnitt 1.3.2. (Massendefekt und Bindungsenergie).

1.3.1. Systematik der Kerne

Der Hauptteil des Atoms ist sein Kern. Obwohl er nur einen verschwindend kleinen Bruchteil des Atomvolumens einnimmt ($V_{\text{Kern}} \approx 10^{-12}\, V_{\text{Atom}}$), enthält er doch nahezu die gesamte Masse des Atoms, da ihm gegenüber die Elektronenmassen ohne Bedeutung sind. Diese Tatsachen gingen aus Rutherfords Streuversuchen (Abschn. 1.1.1.) einwandfrei hervor.

Der Kern besteht aus **Nukleonen**. Die Anzahl Z seiner Protonen heißt **Kernladungszahl**. Da jedes Proton eine positive Elementarladung trägt, ist durch Z auch die Anzahl der Elektronen festgelegt, die zu dem neutralen Atom gehören, und damit auch sein Platz im periodischen System der Elemente.

> Z allein bestimmt also eindeutig das chemische Element, dem der Kern zuzuordnen ist. Z wird daher auch **Ordnungszahl** genannt.

Die im Kern vorhandene Anzahl von Neutronen, die **Neutronenzahl** N, bestimmt zusammen mit der Kernladungszahl Z die **Massenzahl** A eines Kerns,

$$\boxed{A = Z + N} \tag{31}$$

die offenbar die Anzahl der im Kern enthaltenen Nukleonen angibt.

> Kernladungszahl Z und Massenzahl A sind die Hauptmerkmale eines Atomkerns.

Zur Kennzeichnung des Kerns einer bestimmten Atomart, eines **Nuklids**, wie der Fachausdruck lautet, haben sich Symboliken eingebürgert, die diese beiden Kenngrößen angeben. Wir wollen Ihnen einige anhand der Beispiele in Tabelle 2 erläutern. Die Angabe der Ordnungszahl Z neben dem chemischen Symbol ist an sich entbehrlich (Weshalb ?). Wenn man sie dennoch gelegentlich angibt, so hat das rein praktische Gründe.

Tabelle 2. Beispiele für die Symbolik zur Kennzeichnung von Nukliden:

Element	Kernladungszahl Z	Massenzahl A	Symbole a)	Symbole b)
H	1	1	H 1	$^{1}_{1}\mathrm{H}$
He	2	4	He 4	$^{4}_{2}\mathrm{He}$
As	33	75	As 75	$^{75}_{33}\mathrm{As}$
U	92	235	U 235	$^{235}_{92}\mathrm{U}$
U	92	238	U 238	$^{238}_{92}\mathrm{U}$

Gelegentlich werden Sie auch andere, davon abweichende Formen finden.

In diesem Lehrbrief wird von der Schreibweise a) Gebrauch gemacht. Nur in den Fällen, in denen die Kernladungszahl besonders hervorgehoben werden soll, wird die Symbolik b) verwendet.

Wie Sie aus Tabelle 2 ersehen können, steht bei den leichten Kernen die Neutronenzahl ($N = A - Z$) zur Kernladungszahl Z im Verhältnis 1 : 1. Dieses Verhältnis steigt mit wachsender Massenzahl an. Für Arsen erhält man $N/Z = 1{,}27$, für U 238 $N/Z = 1{,}54$. Dieses Verhalten ist nicht zufällig, sondern es konnte aus tiefergehenden quantenphysikalischen Überlegungen das Ergebnis gefolgert werden, daß Kerne, also „Nukleonenverbindungen", nur existieren können, wenn sie in einem bestimmten, A-abhängigen Verhältnis aus Neutronen und Protonen zusammengesetzt sind. Man kann z. B. von vornherein einsehen, daß reine „Protonenkerne" nicht möglich sein werden[1]. Ihre gegenseitige elektrische Abstoßung würde die Protonen sofort auseinandertreiben. Aber auch für Neutronen gelten solche Überlegungen. Aus quantentheoretischen Rechnungen ergibt sich dann, daß eine Nukleonenverbindung nur dann „stabil" sein, also einen Kern bilden kann, wenn angenähert die Bedingung

$$\frac{N}{Z} \approx 1 + 0{,}015\, A^{2/3} \quad \text{und} \quad A < 250 \tag{32}$$

erfüllt ist.

Das Verhältnis (32) gibt Ihnen einen Anhaltspunkt für die naturgesetzlich möglichen Kernzusammensetzungen.

Beachten Sie dabei, daß N, Z, und A nur *ganze* Zahlen sein können und die Bedingung (32) nur *angenähert* erfüllt zu sein braucht. Wir kommen später auf diese Gleichung wiederholt zurück!

Wir erläutern Ihnen noch einige wichtige Begriffe: *Isobare* Nuklide oder kurz **Isobare**[2] haben Kerne mit gleicher Massenzahl A. So ist z. B. $^{210}_{82}\mathrm{Pb}$ ein Isobar zu $^{210}_{83}\mathrm{Bi}$. Atome mit jeweils gleicher Kernladungszahl Z heißen isotope Nuklide oder kurz **Isotope**[3]. In Tabelle 2 sind die beiden Uranisotope U 235 und U 238 angeführt. Beachten Sie bitte:

„Isobar" und „isotop" sind relative Begriffe! U 235 ist nicht „ein Isotop" schlechthin, sondern ein Isotop *des Urans*, also zu $Z = 92$. Leider wird dieser Begriff auch in der Literatur recht häufig unexakt gebraucht. Man sagt nicht selten „Isotope", wenn man „Nuklide" meint.

---

[1] Das gilt natürlich nicht für den Wasserstoffkern H 1, der mit dem Proton identisch ist und daher keine Verbindung darstellt.

[2] isobar (griech.) gleich schwer

[3] isotop (griech.) am *gleichen Platz* (im Periodensystem)

Die in der Natur vorkommenden Mengen chemischer Elemente sind meist Isotopengemische. U. a. erklären sich daraus auch die Abweichungen der relativen Atommasse der Elemente von ganzen Zahlen.

Im Wasserstoff sind z. B. neben den „normalen" Atomen, deren Kern aus 1 Proton besteht, geringe Beimengungen von „schwerem" Wasserstoff, auch *Deuterium* (D) genannt, enthalten. D-Kerne (**Deuteronen**) bestehen aus 1 Proton und 1 Neutron ($^2_1$D). Mit chemischen Methoden kann man nur die relative Atommasse der „Mischung", den „Durchschnittswert" ermitteln.

1.3.2. Massendefekt und Bindungsenergie

Für die folgenden Überlegungen ist es zweckmäßig, die Masse in einer Einheit anzugeben, die der Größenordnung der Elementarteilchen angepaßt ist. Man wählt $\frac{1}{12}$ der Masse des Kohlenstoffisotops C 12 und bezeichnet diesen Wert als die **atomare Masseneinheit** (Kurzzeichen ME):

$$\text{(X)} \qquad \boxed{1\ \text{ME} = 1{,}6592 \cdot 10^{-27}\ \text{kg}}$$

In dieser Einheit ergeben sich die folgenden Massenwerte:

(XI)	Proton:	$m_p = 1{,}00726_7$ ME
(XII)	Neutron:	$m_n = 1{,}00861_7$ ME
(XIII)	Elektron:	$m_e = 0{,}000548_8$ ME

Wenn ein Kern aus Z Protonen und N Neutronen besteht, dann erwartet man natürlich zunächst, daß man seine Kernmasse m_K berechnen kann, indem man die Protonenmasse m_p mit Z, die Neutronenmasse m_n mit N multipliziert und die Ergebnisse dann addiert. Beim Heliumkern $^4_2$He z. B. führt diese Rechnung auf

$$Z\, m_p + N\, m_n = 2\,(1{,}007267 + 1{,}008617)\ \text{ME} = 4{,}031768\ \text{ME}$$

Demgegenüber wurde experimentell die Masse dieses Kerns zu $m_K = 4{,}001459$ ME festgestellt.

Die Differenz Δm (hier 0,03031 ME) heißt **Massendefekt**. Da solche Massendefekte bei allen Nukliden festgestellt werden, kann man allgemein schreiben

$$\Delta m = Z\, m_p + N\, m_n - m_K \tag{33}$$

Kernmassen kann man sehr genau bestimmen. Daher kann an der Existenz des Massendefektes nicht gezweifelt werden. Diese Tatsache hatte neben den physikalischen auch lebhafte philosophische Unter-

[illegible]ungen zur Folge. Wir kommen darauf in Abschnitt 1.3.4. zurück. [illegible]ichst machen wir uns die Erscheinung des Massendefektes physi[illegible]sch klar.

[illegible] sich Elementarteilchen, z. B. Elektron und Proton in Atomen, [illegible]nander nähern, werden Strahlungsquanten frei. Bei Niveauwechsel [illegible] kernferneren Elektronen wird Licht emittiert, die kernnäheren [illegible]ergänge führen auf Röntgenquanten, denen etwa 10^4fach höhere [illegible]nergiebeträge entsprechen. In Kapitel 2 erfahren Sie, daß ähnliche [illegible]einungen auch bei der Annäherung von Nukleonen auf Entfer[illegible]gen in der Größenordnung des Kernradius beobachtet werden. Die [illegible]hlungsenergie ist jedoch in diesem Falle noch viel größer als die der [illegible]ntgenstrahlung. (Beachten Sie, daß die Strahlung immer energie[illegible]cher wird, je „enger" die Bindung der Teilchen erfolgt: Lichtquan[illegible] — UV-Quanten — Röntgenquanten — Strahlung aus Atomkernen!).

[illegible]ch Gl. (30) führen die Strahlungsquanten hoher Energie auch eine [illegible]rkliche Impulsmasse mit. Beim Aufbau eines Kerns aus Nukleonen [illegible] diese Impulsmasse in die Massenbilanz einbezogen werden. Sie [illegible]rd dem Kernsystem offenbar entzogen und bildet darum die Ursache [illegible] den Massendefekt.

Schließen sich Nukleonen zu einem Atomkern zusammen, so entstehen Strahlungsquanten, deren Impulsmasse dem Kern dann fehlt. Dieser Verlust heißt Massendefekt.

[illegible]ch diesen Überlegungen ist der Massendefekt eines Kerns ein Maß [illegible] die bei seinem Aufbau ausgestrahlte Energie. Ist dieser Defekt [illegible]ß, dann muß dem Kern entsprechend viel Energie zugeführt wer[illegible]n, falls er wieder in seine Bestandteile zerlegt werden soll. Wir können [illegible]her feststellen:

Der Massendefekt Δm entspricht der Bindungsenergie W_B der Kerne. Beide Größen sind durch die Einsteinsche Gleichung miteinander verbunden:

$$|W_B| = c^2 \cdot \Delta m \qquad (34)$$

[illegible]nlich ist die Situation bei einem Meteoriten, der sich der Erde nähert, von [illegible] angezogen und eingefangen wird. Beim Eintritt in die Atmosphäre wird [illegible]ne Bewegungsenergie in Licht- und Wärmestrahlung umgewandelt und [illegible] T. in den Weltraum ausgestrahlt. Der Himmelskörper wird dabei in den [illegible]nergetisch tiefsten Zustand" — Ruhe auf der Erdoberfläche — über[illegible]ben. Erde und Meteorit bilden nun ein „gebundenes System". Wollte man [illegible]sen Bestandteile wieder trennen, so müßte dem Meteoriten die verloren[illegible]gangene Energie beispielsweise mit Trägerraketen wieder zugeführt [illegible]rden.

[illegible]er Massendefekt des Deuterons ^2_1D wurde zu $\Delta m_D = 3{,}96 \cdot 10^{-30}$ kg [illegible]estimmt. Nimmt man an, daß bei der Bildung eines Deuterons aus

einem Proton und einem Neutron ein einziges Strahlungsquant entsteht, dann müßte dieses neben der Impulsmasse

$$m_q = 3{,}96 \cdot 10^{-30}\,\mathrm{kg} \approx 4{,}35\, m_e$$

die Energie

$$W_q = |W_B| = c^2 \cdot \Delta m \approx 9 \cdot 10^{16}\,\frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{s}^2} \cdot 3{,}96 \cdot 10^{-30}\,\mathrm{kg}$$

$$\approx 35{,}6 \cdot 10^{-14}\,\mathrm{Ws} \approx 2{,}2 \cdot 10^6\,\mathrm{eV} \equiv 2{,}2\,\mathrm{MeV}$$

besitzen. In dieser Größenordnung liegen tatsächlich Energie und Impulsmasse der beobachteten Strahlungsquanten aus Atomkernen (Kap. 2).

Die Massendefekte aller Nuklide sind recht gut bekannt; daher sind es auch ihre Bindungsenergien. Von praktischer Bedeutung ist daneben noch die mittlere **Bindungsenergie pro Nukleon**, die man erhält, wenn man die gesamte Bindungsenergie W_B eines Kerns durch die Anzahl A seiner Nukleonen dividiert. Trägt man die Ergebnisse graphisch über A auf, so zeigt sich ein sehr wichtiges Ergebnis (Bild 14):

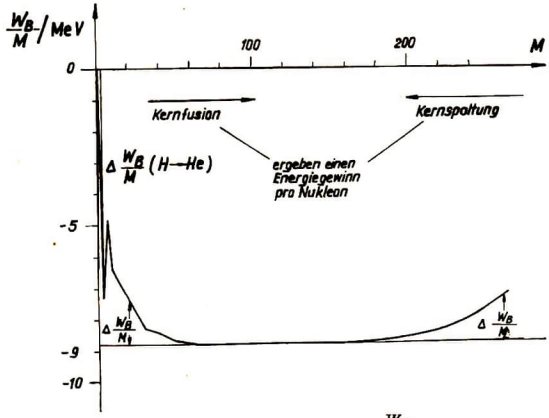


Bild 14. Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon $\frac{W_B}{A}$ als Funktion der Massenzahl A. (Im Gegensatz zum Text ist im Bild die Massenzahl mit M bezeichnet worden).

Spaltet man einen schweren Kern so auf, oder setzt man leichte Kerne derart zusammen, daß Nuklide mit mittleren Massenzahlen entstehen, dann wird in beiden Fällen pro Nukleon ein bestimmter Energiebetrag frei.

Es muß nämlich für jedes Nukleon Energie abgegeben worden sein, wenn der Betrag seiner Bindungsenergie vergrößert worden ist.

Dieser physikalische Umstand gibt die Richtung an, in der technische Möglichkeiten gesucht werden müssen, um **Kernenergie** zu gewinnen. Entsprechend entwickelt man **Spaltungs-** bzw. **Fusions**[1]**reaktoren**, die wir in Kapitel 4 besprechen.

Aufgabe 11:

Wie groß ist die Bindungsenergie pro Nukleon für den Kern des Heliumisotops He 4, genannt α-Teilchen?

1.3.3. Hinweis auf Kernkräfte

Aus Streuversuchen ähnlich denen Rutherfords (Abschn. 1.2.1.) erkannte man, daß die Atomkerne nahezu Kugelform mit dem Kernradius

$$r_K \approx r_0 \sqrt[3]{A} \qquad A\text{: Massenzahl Gl. (31)}$$
$$r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-15}\ \mathrm{m}$$

besitzen. Das bedeutet, daß die **Dichte der Kernsubstanz** für alle Nuklide ungefähr gleich groß ist. Mit $m_N \approx 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg als der Masse eines Nukleons und r_0 kann man sie leicht abschätzen (dabei kann man den Massendefekt natürlich vernachlässigen!):

$$\varrho_K = \frac{m}{V} \approx \frac{A \cdot m_N}{\frac{4\pi}{3} r_K^3} = \frac{3\, m_N}{4\pi r_0^3} = 1{,}45 \cdot 10^{17}\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$$

$$\text{(XIV)} \qquad \varrho_K = 1{,}45 \cdot 10^8\ \frac{\mathrm{t}}{\mathrm{cm}^3}$$

Eine solche Dichte ist kaum vorstellbar! Gelänge es, die gesamte Erde auf diese Dichte zu komprimieren, so würde der Erdradius noch etwa 210 m betragen. Ein 10000-t-Dampfer hätte in einem Würfel von 0.4 mm Kantenlänge Platz!

Physikalisch ergibt sich daraus sofort die Frage, von welcher Art die Kräfte sind, die derart hohe Dichten in so kleinen Raumbereichen herbeiführen, wie sie Atomkerne einnehmen. Offensichtlich sind solche **Kernkräfte** in der makroskopischen Welt unbekannt. Ihre wesentlichen Eigen-

[1] Fusion: Verschmelzung

schaften hat man aus der Systematik der natürlich vorkommenden **Kerne** und aus Messungen an verschiedenen Nukliden gefolgert. Man kann **aber** nicht davon sprechen, daß die Frage der Kernkräfte völlig geklärt wäre. Man muß nur annehmen, daß sie ähnlich wie die homöopolaren oder besser die metallischen Bindungskräfte in der Chemie auf einem **quantenphysikalischen Austauscheffekt** beruhen, der nur mit genauerer Kenntnis der Quantentheorie verstanden werden kann. Dabei deutet sich allerdings an, daß die normale Quantentheorie, mit der die klassische Physik beim Übergang von makroskopischen zu atomaren Dimensionen so erfolgreich ergänzt wurde, für die Physik der Atomkerne und Elementarteilchen auch schon nicht mehr auszureichen scheint.

Als brauchbares Modell für den Aufbau der Atomkerne (wegen der Bedeutung des „Modellbegriffs" verweisen wir Sie auf unsere früheren Ausführungen!) hat sich u. a. das **Schalenmodell** erwiesen:

Innerhalb des Kerns befolgen die Nukleonen Regeln ähnlich denen, die für das Verhalten der Hüllenelektronen im Coulombpotential des Atoms (Abschn. 1.2.) schon bekannt sind. Gebundene Nukleonen

a) können nicht beliebige, sondern nur bestimmte ausgewählte Energiezustände annehmen (vgl. Bohrsche Quantenbedingung. Der Name dieses Kernmodells rührt daher, daß sich die Nukleonen wie Bohrsche Elektronen ebenfalls nur in bestimmten „Schalen" befinden können);
b) können jedes Niveau mit höchstens 2 Exemplaren von jeder Nukleonenart besetzen (Pauliprinzip);
c) streben in jedem Fall das niedrigste freie Energieniveau an und können sich zur Erreichung dieses Zieles sogar ineinander umwandeln, wobei sie positive oder negative Elektronen abstoßen (1. Grundregel, Abschn. 1.2.3.).

1.3.4. Zur philosophischen Deutung des Massendefektes

Die Erscheinung des Massendefektes und die Einsteinsche Gleichung (29) werden häufig aus philosophischer Sicht erörtert. Insbesondere behauptet man gelegentlich, der Massendefekt demonstriere das „Verschwinden der Materie" und die Paarbildung (vgl. Abschn. 2.2.4.1.), eine Erscheinung, bei der aus einem Strahlungsquant je ein negatives und ein positives Elektron gebildet werden, ihre „Entstehung". Die Materie sei also nicht unvergänglich und daher die Voraussetzung des Materialismus falsch.

Eine solche Ansicht zeugt von der dogmatischen Einstellung ihrer Verfechter. Der Materiebegriff ist bei ihnen noch stark in klassisch-makroskopischen Vorstellungen verhaftet. Sie unterscheiden nicht zwischen den Begriffen „Stoff" und „Materie" und können dann den Begriff der Strahlungsquanten, die elektromagnetische Wellenfelder sind, in ihrem Begriffssystem nicht unterbringen.

Tatsächlich ist beim Massendefekt jedoch lediglich eine Erscheinungsform der Materie in eine andere übergegangen. „Stoff" in Form eines Teils der Nukleonenmasse ist in das „Feld" der Strahlungsquanten mit der entsprechend großen Impulsmasse verwandelt worden. Insofern ist die Erscheinung des Massendefektes und die Erweiterung des Energie- und Massenbegriffs, wie sie durch die Einsteinsche Gleichung zum Ausdruck kommt, eine direkte Bestätigung der materialistischen Auffassung von der Unvergänglichkeit der Materie. Entsprechend ist der Paarbildungseffekt zu interpretieren.

Man kann Mißverständnisse, die bei entsprechenden Diskussionen gelegentlich dadurch entstehen, daß man sich nicht über die Bedeutung und Definition der verwendeten Worte und Begriffe verständigt hat, eventuell vermeiden, wenn man festlegt:

> Materie im physikalischen Sinne tritt auf als eine objektiv vorhandene dialektische Einheit der beiden Erscheinungsformen „stoffartig" (oder „Stoff"), wie sie bei Atomkernen, Nukleonen und Elektronen in den Vordergrund tritt, und „feldartig" (oder „Feld"), wie sie bei Strahlungsquanten vorherrscht. Eine scharfe Grenze zwischen beiden Formen besteht nicht. (Vgl. 1.2.5.). Je nach den Umständen tritt die eine oder andere dieser beiden Erscheinungsformen deutlicher hervor.

Masse des Stoffes und Energie bzw. Frequenz des elektromagnetischen Wellenfeldes sind dabei durch die verschiedenen Formen der Gln. (29) und (30) miteinander verknüpft.

Zusammenfassung

Die Massenzahl eines Kerns ist gleich der Summe aus **Kernladungszahl** und **Neutronenzahl**.

Isotope Nuklide haben Kerne gleicher **Kernladungszahl**,

Isobare Nuklide haben Kerne gleicher **Massenzahl**.

Bei der Bindung von Nukleonen, die nur in bestimmten **Neutron—Protonverhältnissen** erfolgen kann, entsteht eine energiereiche, hochfrequente Strahlung, deren Quanten eine merkliche Impulsmasse mit sich führen. Die Summe der so dem Kernsystem verlorengegangenen Massen äußert sich als **Massendefekt** des Systems. Der Massendefekt ist mit der **Bindungsenergie** über die Einsteinsche Gleichung verknüpft. Die **mittlere Bindungsenergie pro Nukleon** ist der Quotient aus der Bindungsenergie des Kerns und der Anzahl seiner Nukleonen. Bei **Spaltung schwerer Kerne** und bei **Fusion leichter Kerne** wird **Kernenergie** gewonnen.

Kernkräfte beruhen auf einem quantenphysikalischen Austauscheffekt. Auch **Nukleonen** können im Kern nur **bestimmte Energiezustände** annehmen (**Schalenmodell**). Es gilt auch im Kern das **Pauliprinzip**.

Die Materie existiert in den beiden **Erscheinungsformen „Stoff“** und **„Feld“**. Eine scharfe Grenze zwischen beiden Formen besteht nicht.

2. Kernreaktionen

2.1. Die Radioaktivität

Einführung:

Im Abschnitt 2.1. lernen Sie die Radioaktivität als eine natürliche Eigenschaft bestimmter Nuklide kennen. Unter Emission von Strahlung (α-, β-, γ-Strahlung) verändert sich der Kern. Der radioaktive Zerfall unterliegt den Gesetzen der Statistik.

Zwischen Strahlung und Stoff bestehen Wechselwirkungsprozesse, die sowohl den Stoff als auch die Strahlung beeinflussen.

2.1.1. Grundtatsachen, Zerfallstheorie

Im Jahre 1896 entdeckte der Franzose Becquerel[1], daß von gewissen Uransalzen eine bis dahin unbekannte durchdringende Strahlung ausgeht, die u. a. photographische Schichten durch schwarzes Papier hindurch belichtet. Ihnen dürfte bekannt sein, daß die eingehende Erforschung dieser Erscheinung, der **Radioaktivität**, untrennbar mit dem Namen des Ehepaares Pierre[2] und Marie Curie[3] verbunden ist. Insbesondere die wissenschaftliche Leistung und menschliche Größe der „Madame Curie“, die das gemeinsame Lebenswerk nach dem frühen Tode ihres Mannes allein weiterführte, haben Anerkennung und Bewunderung in der ganzen Welt gefunden. Wir empfehlen Ihnen, sich anhand einer der zahlreichen literarischen Veröffentlichungen mit dem Lebensweg dieser großen Patriotin und vorbildlichen Forscherin vertraut zu machen.

Die radioaktive Strahlung läßt sich durch Veränderung der Umweltbedingungen nicht beeinflussen. Ob man die Strahlungsquelle extrem hohen oder niederen Drücken aussetzt, oder ihren Aggregat- bzw. chemischen Bindungszustand ändert, das alles hat keinen Einfluß auf den Ablauf des Strahlungsprozesses. Daraus muß man folgern, daß der Ursprung der Radioaktivität offenbar nicht in makroskopisch oder

---

[1] Henri Becquerel (1852—1908), franz. Physiker
[2] Pierre Curie (1859—1906), franz. Physiker
[3] Marie Curie, geb. Skladowska (1867—1934), poln. Physikerin

chemisch beeinflußbaren Bereichen zu suchen ist, sondern nur innerhalb der Atomkerne selbst.

Radioaktivität ist eine Erscheinung der Kernphysik!

Die natürliche radioaktive Strahlung läßt sich durch den Einfluß eines starken elektrischen Feldes in 3 Komponenten aufspalten (Bild 15). Ein Teil wird von negativen, ein anderer von positiven Ladungen angezogen, ein dritter Teil geht unbeeinflußt durch das Feld hindurch. Zur Unterscheidung der drei Strahlenarten führte man die Bezeichnung α-, β-, und γ-Strahlung ein.

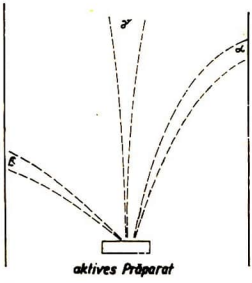


Bild 15. Komponenten der natürlichen radioaktiven Strahlung im elektrischen Feld

Weitergehende Untersuchungen ergaben dann:

α-Strahlen, die man auch α-Teilchen nennt, bestehen aus doppelt positiv geladenen Heliumionen, d. h. den Kernen des Nuklids $^{4}_{2}He$.

β-Strahlen sind schnell bewegte freie Elektronen (Symbol: $_{-1}e$).

γ-Strahlen sind elektromagnetische Strahlungsquanten, ähnlich den Röntgenquanten, aber mit wesentlich höherer Frequenz und Energie.

Vor allem diese drei Strahlungstypen traten auch auf, als man gelernt hatte, Radioaktivität experimentell, künstlich, hervorzurufen. (Über die Methoden berichten wir in Abschn. 2.2.). Daneben fand man noch die β^+-Strahlung, bei der **Positronen** (Symbol $_{+1}e$), das sind Elektronen mit positiver Ladung, ausgesandt werden. (Zur Unterscheidung wird die Strahlung, die aus „gewöhnlichen" Elektronen besteht, jetzt häufig als β^--Strahlung bezeichnet.

Wir wollen versuchen, Anhaltspunkte dafür zu finden, welche Nuklide radioaktiv sein werden und welche spezielle Strahlungsart wir bei ihnen erwarten können. Dazu erinnern wir uns der Gleichung (32) und des zugehörigen Textes, wonach beim Aufbau eines Kerns ein ganz bestimmtes N/Z-Verhältnis angestrebt wird. Kerne mit N/Z-Kombinationen, die sehr weit von diesem Idealwert entfernt liegen, können nicht existieren. Aber auch Kerne, deren N/Z-Verhältnis in der Nähe dieses Wertes liegt, werden nicht ohne weiteres stabil sein, sondern vielmehr das Bestreben zeigen, den energetisch günstigeren Zustand einzuneh-

men. Diese Tendenz wird um so stärker auftreten, je weiter sie vom Idealverhältnis entfernt sind.

Ein Kern mit zu großem Neutronenüberschuß ist demnach bestrebt, ein Neutron *weniger* und ein Proton *mehr* zu besitzen. Dieses Ziel wird erreicht, wenn sich ein Neutron unter Abgabe eines negativen Elektrons in ein Proton umwandelt. Eine derartige gegenseitige Umwandlung ist bei Nukleonen möglich.

> Kerne mit zu großem Neutronenüberschuß zeigen eine Tendenz zur β^--Strahlung.

Für den betreffenden Kern bedeutet das, daß seine Kernladungszahl Z um den Wert 1 zunimmt, während seine Massenzahl A gleich bleibt. Das Ergebnis einer β^--Umwandlung ist also ein Isobar des Ausgangskerns.

Bsp.: $^{90}_{38}\mathrm{Sr} \rightarrow {}^{90}_{39}\mathrm{Y} + {}_{-1}\mathrm{e}$

Entsprechende Überlegungen gelten natürlich auch für die Positronenstrahlung. Hier sind zunächst weniger Neutronen vorhanden, als für den Idealzustand vorgeschrieben sind. Um das Stabilitätsverhältnis zu erreichen, wandelt sich ein Proton durch Abgabe eines positiven Elektrons in ein Neutron um.

> Kerne mit zu geringem Neutronenüberschuß zeigen eine Tendenz zur β^+-Strahlung.

Dabei nimmt die Kernladungszahl um 1 ab, während die Massenzahl wie bei β^--Strahlung erhalten bleibt. Bsp.: $^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\mathrm{Ne} + {}_{+1}\mathrm{e}$.

Wir halten fest:

> Kerne, deren N/Z-Verhältnis Abweichungen vom Normalwert aufweist, zeigen eine Tendenz zur β-Aktivität, d. h., ihre Nukleonen wandeln sich durch Abgabe positiver oder negativer Elektronen so um, daß möglichst das richtige Verhältnis entsteht. Dabei ändert sich die Kernladungszahl um 1, während die Massenzahl erhalten bleibt. Der neu gebildete Kern gehört also zu einem anderen chemischen Element als der alte, ist aber ein Isobar von ihm.

Lassen Sie sich durch diese Erläuterung nicht zu der Annahme verleiten, daß „Nukleonen aus Elektronen bestehen". Elektronen können aus quantentheoretischen Gründen im Kern unmöglich existieren! Der geschilderte Umwandlungsprozeß ist vielmehr eine der spezifischen Eigenheiten von Elementarteilchen, für die es in unserer täglichen Erfahrung keine Parallele gibt.

Strahlt ein Kern α-Teilchen aus, so muß sich seine Massenzahl A um vier und seine Kernladungszahl Z um zwei Einheiten vermindern. Das

bedeutet, daß auch die Neutronenzahl um zwei Einheiten abnimmt. Umfangreiche Rechnungen zeigen, daß α-Strahlen nur bei Kernen mit sehr hoher Massenzahl A auftreten können (etwa $A \geqq 200$).

> Nur sehr schwere Kerne zeigen α-Aktivität. Dabei vermindert sich ihre Massenzahl um vier und ihre Kernladungszahl um zwei Einheiten.

Bsp.: $^{210}_{84}\mathrm{Po} \rightarrow {}^{206}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{4}_{2}\alpha$

Die **γ-Strahlung** tritt sehr häufig als Begleiterscheinung des α- oder β-Zerfalls, gelegentlich aber auch in anderem Zusammenhang auf. Eine genauere Untersuchung der γ-Quanten ergibt, daß ihre Größenordnung genau den Werten entspricht, die wir in Abschn. 1.3.2. für die Wechselwirkung von Nukleonen abgeschätzt haben. Die Strahlung, von der wir bei der Erklärung des Massendefekts der Atomkerne sprachen, ist also mit der γ-Strahlung identisch.

Nuklide, die γ-Strahlung zeigen, erfahren innere Umsetzungen der Nukleonen. Wird z. B. in einem β^--aktiven Kern ein Neutron in ein Proton umgewandelt (vgl. Schalenmodell, Abschn. 1.3.3.), dann wird das neugebildete Proton sofort einen der freien Protonenplätze einnehmen, deren Energieniveau tiefer liegt als das des Neutrons. Die freiwerdende Energie wird zum Teil von dem Elektron mitgenommen, ein anderer Teil wird in Form eines γ-Quants abgestrahlt. Entsprechendes gilt bei α-Zerfall.

Man kann sich aber auch vorstellen, daß ein Atomkern durch irgendwelche Prozesse (Abschn. 2.2.) **angeregt** wurde, d. h., irgendein Nukleon ist auf ein höheres Energieniveau gehoben worden. Der angeregte Kern gibt die Anregungsenergie beim Zurückfallen als γ-Quant wieder ab. Manchmal erfolgt solch ein Übergang schrittweise, d. h. in zwei oder mehreren Stufen. Dabei werden ebenso viele γ-Quanten unterschiedlicher Energie ausgesandt. Die Situation entspricht also völlig den Strahlungsprozessen in der Elektronenhülle.

Wir empfehlen Ihnen daher, den Abschnitt 1.2.4. zu wiederholen!

> γ-Strahlung ist das Ergebnis energetischer Umsetzungsprozesse der Nukleonen im Kerninnern. Der Kern geht aus angeregten Zuständen in weniger angeregte oder in den Grundzustand über. Kernladungs- und Massenzahl ändern sich dabei nicht.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

> Ein Kern kann nur dann radioaktiv sein, wenn er durch einen Strahlungsakt einen niedrigeren Energiezustand erreichen kann. Der Energieverlust des Kerns liefert die Strahlungsenergie für den radioaktiven Prozeß.

Ähnlich einem Niveauschema der Elektronenhülle gibt man für Kerne ein **Zerfallsschema** an, dem alle wissenswerten Einzelheiten wie Strahlenart, Energie der Strahlung und — falls mehrere Zerfallsmöglichkeiten bestehen — die Häufigkeit des jeweiligen Übergangs zu entnehmen sind. Wir geben Ihnen in Bild 16 einige Beispiele an. Sie erkennen

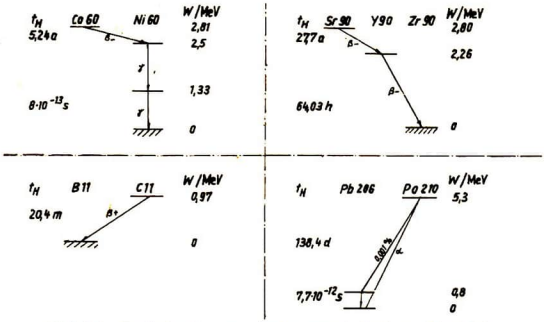


Bild 16. Zerfallsschemata (etwas vereinfachte Beispiele)

daraus, daß ganze **Zerfallsreihen** bestehen können, d. h., ein radioaktives Nuklid geht über eine Folge von Zwischenzuständen in das stabile Endnuklid über. Die Zerfallsreihen der natürlichen radioaktiven Strahler, dargestellt in einem N/Z-Diagramm, zeigt Ihnen Bild 17. Die Nuklide sind hier teilweise durch heute nicht mehr gebräuchliche Symbole bezeichnet. Überzeugen Sie sich durch Umrechnung, daß die Reihen alle bei Isotopen des Elements Blei enden!

In Bild 16 und Bild 17 sind auch die **Halbwertszeiten** der dargestellten Vorgänge angegeben. Diesen Begriff erläutern wir Ihnen im nächsten Abschnitt.

Aufgabe 12:

Welche Art von Radioaktivität erwarten Sie bei dem Rhodiumisotop $^{106}_{45}$Rh und dem Isotop des Silbers $^{106}_{47}$Ag?

Aufgabe 13:

Berechnen Sie unter Verwendung des Bildes 16, welchen Massenverlust das Atom mit dem Kern $^{11}_{6}$C beim Strahlungsvorgang erleiden wird.

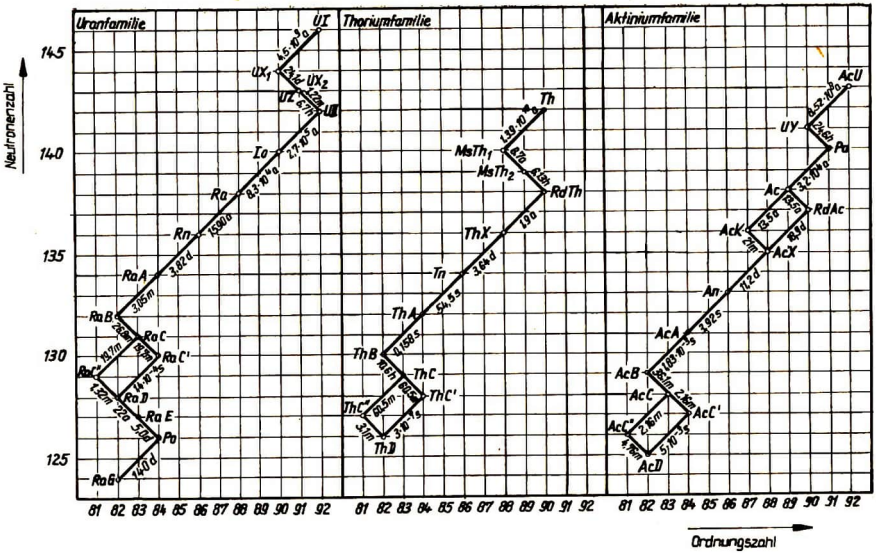


Bild 17. Zerfallsreihen der radioaktiven Familien im Protonen-Neutronen-Schema

Aufgabe 14:

Weshalb zerfällt ein α-Teilchen nicht weiter in seine Bestandteile, die einzelnen Nukleonen, oder wenigstens in zwei Deuteronen?

2.1.2. Statistik des Zerfalls

Wir haben uns bisher mit dem Verhalten *einzelner* Kerne befaßt. In Wirklichkeit aber hat man es stets mit einer sehr großen Anzahl von Kernen zu tun. Einen einzelnen Strahlungsakt kann man nur mit Hilfe sehr empfindlicher und präziser Nachweismethoden (vgl. Kapitel 3) erfassen. Viel häufiger interessiert das statistische Verhalten eines ganzen **radioaktiven Präparates**, das vielleicht aus 10^{20} bis 10^{23} Kernen besteht. Will man z. B. eine auftretende Strahlung technisch nutzen, so ist es völlig belanglos, von welchem Kern das einzelne Quant herstammt. Da nicht alle Kerne einer vorgelegten Substanz ihren Strahlungsakt zu gleicher Zeit vollziehen, braucht man ein Gesetz, das das **statistische Verhalten** des Präparates beschreibt. Wir wollen Ihnen dieses Zerfallsgesetz ableiten.

Liegt zum Zeitpunkt t in einem bestimmten isolierten radioaktiven Präparat eine Anzahl N radioaktiver Kerne vor, dann wird diese Zahl während des folgenden Zeitelements $\mathrm{d}t$ infolge des Zerfalls um $\mathrm{d}N$ abnehmen. Die Anzahl $\mathrm{d}N$ solcher Zerfallsakte ist sicher der Anzahl N der vorhandenen aktiven Kerne und der Zeitdauer $\mathrm{d}t$ der Beobachtung proportional. Der Proportionalitätsfaktor wird dabei von der Art des betrachteten Nuklids abhängen. Er ist eine Materialgröße und heißt **Zerfallskonstante** λ. Nach diesen Überlegungen kann man ansetzen

$$\mathrm{d}N = -\lambda N \,\mathrm{d}t$$

(Das Minuszeichen deutet lediglich an, daß es sich dabei um eine *Abnahme* des Vorrates N handelt).

Diese Gleichung läßt sich umformen und integrieren, wobei man die Integrationskonstante zweckmäßig in der Form $C = \ln c$ schreibt.

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = -\lambda \,\mathrm{d}t \tag{35}$$

$$\int \frac{\mathrm{d}N}{N} = \int -\lambda \,\mathrm{d}t = -\lambda \int \mathrm{d}t$$

$$\ln N = -\lambda t + \ln c; \qquad \ln \frac{N}{c} = -\lambda t$$

$$N = c \cdot \mathrm{e}^{-\lambda t}$$

Bezeichnet man mit N_0 die Anzahl der aktiven Kerne, die zur Zeit $t = 0$ vorlagen, als man mit der Beobachtung des Präparates begann, und setzt man diese **Anfangsbedingung** in das Ergebnis der Rechnung

ein, so zeigt sich, daß N_0 mit der Integrationskonstanten c übereinstimmt. Es folgt das **Zerfallsgesetz**:

$$\boxed{N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}} \tag{36}$$

Das Zerfallsgesetz gibt für jeden Zeitpunkt t die Anzahl N der noch vorhandenen aktiven Kerne an, falls λ und N_0 gegeben sind.

Die **Zerfallskonstante** λ eines radioaktiven Materials sagt aus, **welcher Bruchteil** $\frac{\Delta N}{N}$ einer vorhandenen Menge N aktiver Kerne **in der Zeitspanne** Δt **zerfällt**. Das erkennen Sie sofort, wenn Sie Gl. (35) geeignet umformen und die differentiellen Größen durch kleine Differenzen ersetzen.

$$\lambda = -\frac{\mathrm{d}N/N}{\mathrm{d}t} \approx -\frac{\Delta N/N}{\Delta t} \qquad [\lambda] = \mathrm{s}^{-1} \tag{35a}$$

Wenn Sie sich des Verlaufs der Exponentialfunktion erinnern, so werden Sie aus dem Zerfallsgesetz (36) vielleicht folgern, daß die Zeitspanne t, nach der alle Kerne eines Präparates zerfallen sind, nach der N also null wird, unabhängig von der Anfangsmenge N_0 unendlich groß sein muß. Dieser Schluß ist aber falsch!

Das Zerfallsgesetz ist ein statistisches Gesetz! Es gilt nur für das Verhalten eines großen Kollektivs von Einzelkernen.

Wenn nur noch eine kleine Anzahl aktiver Kerne vorliegt, kann man es nicht mehr anwenden. Dann haben wir *prinzipiell keine Möglichkeit* vorauszusagen, wann ein einzelner bestimmter Kern zerfallen wird. Vergleichen Sie damit das Verhalten der Teilchen in einem Flüssigkeitstropfen (Abschn. 1.1.1.) oder in einem Rauch (Abschn. 1.1.2.)!

Oder stellen Sie sich die Situation bei einem Würfelspiel vor! Es ist völlig unsicher, welche Augenzahl a zwischen 1 und 6 Sie mit einem bestimmten Wurfe erreichen. Sicher ist aber, daß die Summe s_1 der Augen aller x-Würfe, die Sie vollführt haben, das Gesetz $s = 3{,}5\,x$ desto besser befolgt, je größer die Zahl x wird. Die Zahl s_1, die Sie bei der Durchführung des Experimentes erhalten, wird von dem theoretischen Wert s etwas abweichen (**Schwankung** $\Delta s = |s_1 - s|$), aber die *relative* **Schwankung** $\Delta s/s$ nimmt bei großen x-Werten mit wachsendem x stets ab. Überzeugen Sie sich davon, indem Sie den Würfelversuch durchführen und auswerten!

War N_0 in Gl. (36) eine so große Zahl, daß das Zerfallsgesetz gut erfüllt wird, dann ist das auch für $N_0/2$ noch der Fall.

Die Zeit t_H, nach der von irgendeiner vorgegebenen Menge N_0 radioaktiver Kerne wegen des Zerfalls nur noch die Hälfte vorhanden ist, heißt **Halbwertszeit**.

Setzt man $t = t_H$ und $N = \frac{N_0}{2}$ in (36) ein, so ergibt sich

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \, e^{-\lambda t_H}$$

Daraus folgt (rechnen Sie das nach!):

$$\boxed{t_H = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}} \tag{37}$$

Die Halbwertszeit t_H und die Zerfallskonstante λ charakterisieren gleichermaßen die radioaktiven Eigenschaften eines Materials (Nuklids) und hängen über Gl. (37) miteinander zusammen. Für praktische Zwecke wird t_H häufiger verwendet als λ.

Die Halbwertszeiten der verschiedenen radioaktiven Strahler schwanken in sehr weiten Grenzen (z. B. 10^{16} Jahre für ${}^{124}_{50}\mathrm{Sn}$ und 10^{-17} Sekunden für ${}^{8}_{4}\mathrm{Be}$).

Die Strahlungsstärke eines radioaktiven Präparates kennzeichnet man durch seine **Aktivität** S.[1] Man versteht unter dieser Größe die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit. Sie läßt sich aus (35a) durch Multiplikation mit N berechnen.

Für die Aktivität gilt also

$$\boxed{S = \lambda \cdot N} \tag{38}$$

und mit Gl. (37) ergibt sich daraus

$$S = 0{,}693 \, \frac{N}{t_H} \tag{38a}$$

Daraus ist zu erkennen, daß die Aktivität eines Präparates der Anzahl der unzerfallenen Kerne direkt und der Halbwertszeit umgekehrt proportional ist. Sie nimmt im Laufe der Zeit ab, da ja N immer kleiner wird.

Die Aktivität wird in der **Einheit Curie** (Ci) gemessen.

Ein Präparat hat die Aktivität 1 Curie, wenn in ihm pro Sekunde $3{,}700 \cdot 10^{10}$ Zerfälle stattfinden:

$$\text{(XV)} \qquad \boxed{1 \text{ Ci} = 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}}$$

[1] Die Aktivität wird in der Literatur meist mit dem Symbol A bezeichnet. Hier wurde S gewählt, weil mit A die Massenzahl symbolisiert wurde.

Bei so großen Zahlen wirken sich statistische Schwankungen praktisch nicht mehr aus. 1 Curie ist etwa gleich der Aktivität von 1 g Radium.

Bemerkung: Die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit $\lambda \cdot N$ ist nur bei einer isolierten Substanz nach Gl. (35) gleich der zeitlichen Änderung der Teilchenzahl $-\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$. Die Teilchenzahl ändert sich nämlich nicht, wenn trotz großer Zahl von Zerfällen immer wieder neue Teilchen hinzukommen, wie das bei den Zerfallsreihen von der jeweils vorher zerfallenden Substanz her möglich ist.

Aufgabe 15:

a) Das künstlich hergestellte Radionuklid Kobalt 60 hat eine Halbwertszeit von rund 5 Jahren. Auf welchen Bruchteil und auf welche Aktivität geht die Stärke eines Kobaltpräparates von 3,2 Curie im Laufe von 30 Jahren zurück? Stellen Sie den Verlauf des Abklingens graphisch dar! (Auf der Ordinate eines Koordinatensystems tragen Sie die Aktivität in Curie, auf der Abszisse die Zeit in Jahren auf.)

b) Nach wieviel Tagen nimmt die Aktivität des Radons (t_H = 3,825 Tage) auf den zehnten Teil ab?

Aufgabe 16:

Berechnen Sie die Aktivität von 1 g Radium ($A = 226$), das eine Halbwertszeit von rd. 1600 Jahren hat! Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit der Bemerkung im letzten Abschnitt über die Größe von 1 Curie!

2.1.3. Hinweis auf einige Eigenschaften der Strahlungsquellen

Wir erläuterten Ihnen in Abschn. 2.1.1., daß die Radioaktivität eines Nuklids darauf zurückzuführen ist, daß der Kern einem energetisch günstigeren Zustand zustrebt. Radioaktivität ist daher stets mit Energieabgabe verbunden. Die **Umwandlungsenergie** eines Zerfallsaktes verteilt sich dabei gesetzmäßig auf das oder die ausgestrahlten Teilchen und den Restkern.

Die hauptsächlichen Erscheinungen und Besonderheiten bei den Quellen der einzelnen Strahlungsarten wollen wir kurz betrachten.

Tabelle 3.

Daten der α-Teilchen:

Symbole:	He 4, ${}^4_2\alpha$, α; $A = 4$, $Z = 2$, $N = 2$
Ruhmasse:	$m_\alpha = 6{,}64 \cdot 10^{-27}$ kg $= 4{,}00149$ ME
Ruhenergie:	$W_{\alpha 0} = 3.7 \cdot 10^3$ MeV
Ladung:	$Q_\alpha = +2\mathrm{e} = 3{,}2 \cdot 10^{-19}$ As

Tabelle 3 (Fortsetzung)

Energie und Halbwertszeit einiger α-Strahler

Nuklid	W/MeV	t_H	Bemerkungen
Po 210	5,3	138 d	d = Tage
Ra 226	4,79; 4,6	1622 a	a = Jahre;
U 234	4,76	$2{,}5 \cdot 10^5$ a	
U 238	4,18	$4{,}5 \cdot 10^9$ a	

Ist ein Nuklid K_1 α-aktiv, so geht es, wie Sie wissen, in ein anderes Nuklid K_2 über, dessen Massenzahl A um vier und dessen Kernladungszahl Z um zwei Einheiten kleiner sind. Man kann diesen Vorgang daher ähnlich wie eine chemische Gleichung darstellen:

$$ {}^{A}_{Z}K_1 \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}K_2 + {}^{4}_{2}\alpha \qquad (39) $$

Bei einer **nuklearen Reaktionsgleichung** stimmt die Summe der Massenzahlen, die auf den verschiedenen Seiten auftreten, überein. Auch die Summe der Ladungen bleibt erhalten, wobei man allerdings Vorzeichenunterschiede beachten muß.

Abgesehen davon aber kann eine solche Gleichung gleichzeitig als Massen- und als Energiebilanz des Strahlungsaktes aufgefaßt werden. Man muß nur den Symbolen die entsprechende Bedeutung geben. K_1, K_2 und α stellen demzufolge entweder die Impulsmassen oder die Gesamtenergien des Ausgangs- bzw. Endkerns und des α-Teilchens dar. (Mathematisch unterscheiden sich diese Größen nach Gl. (25) eben nur um einen Faktor c^2, der die Gültigkeit der Gl. (39) an sich gar nicht berührt).

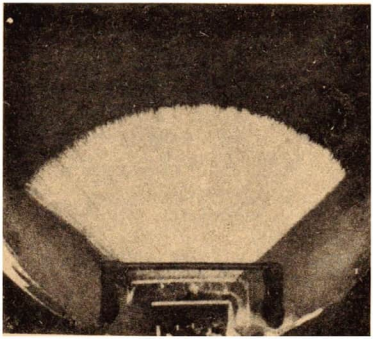


Bild 18

Aufnahme der Bahnen von Alpha-Teilchen in der Wilson-Kammer (zur Darstellung der Reichweite der Alphastrahlung)

aus: Westphal Physikalisches Wörterbuch

Kennt man die Ruhmassen der beteiligten Reaktionspartner (oder ihre Ruhenergien), so lassen sich aus der Reaktionsgleichung Angaben über die bei dem Prozeß freiwerdende kinetische Energie gewinnen (Impulsmasse minus Ruhmasse).

Die kinetischen Energien W_α aller α-Teilchen eines bestimmten Zerfallsvorganges sind nahezu gleich groß und weichen untereinander nur um wenige Prozent ab. Alle Teilchen haben daher nahezu die gleiche Wirkung, über die Sie in späteren Abschnitten Näheres erfahren, und die gleiche Reichweite. Bild 18 zeigt das typische Bild der Strahlung eines α-Präparates.

Für technische Zwecke kommen α-Strahler relativ selten zur Anwendung.

Tabelle 4

Daten der β-Teilchen:

Symbole	Elektronen: e^-; β^-; $_{-1}e$. Positronen: e^+; β^+; $_{+1}e$
Ruhmasse:	$m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg $= 0{,}548 \cdot 10^{-3}$ ME
Ruhenergie:	$W_{e0} = 0{,}511$ MeV
Ladung:	$Q_e = \pm e = \pm 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As

Energie und Halbwertszeit einiger β^--Strahler

Nuklid	W_{max}/MeV	t_H	Bemerkungen
Sr 90 — Y 90	2,2	28 a	Anmerkung[1]
Tl 204	0,77	4 a	
Kr 85	0,67	10 a	
Pm 147	0,22	2,6 a	
S 35	0,17	87 d	
C 14	0,15	5600 a	

Da natürlich die Umwandlungsenergie auch bei β-Zerfall einen ganz bestimmten Wert besitzt, müßte man erwarten, daß alle β-Teilchen eines Zerfallsprozesses mit völlig einheitlicher Energie auftreten (Linienspektrum der Energien). Tatsächlich aber sind die wirklich aufgefundenen β-Spektren kontinuierlich (Bild 19)! Dabei treten Elektronen auch mit geringer Energie auf, während Positronen nur relativ hochenergetisch vorkommen.

[1] Sr 90 zerfällt mit $t_H \approx 28$ a zu Y 90. Y 90 seinerseits zerfällt dann sofort ($t_H \approx 64$ h) weiter und liefert die Energie 2,2 MeV. Die Nuklide stehen im **radioaktiven Gleichgewicht**; d. h., es können nur so viele Y-90-Kerne zerfallen, wie vorher aus Sr 90 entstanden sind (vgl. Bild 16).

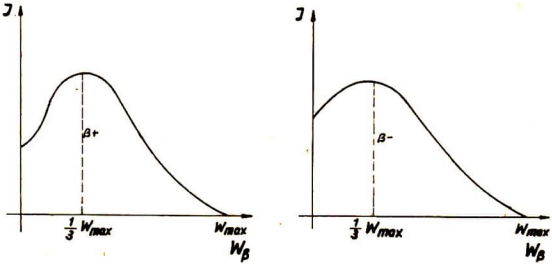


Bild 19

Schematische Darstellung der β-Spektren. Dargestellt ist die Intensität I der Strahlung als Funktion der Energie W_β der Strahlungsteilchen

Die zuletzt genannte Tatsache ist leicht zu erklären. Die (negativen) Elektronen, die den Kern mit einer gewissen Geschwindigkeit verlassen haben, werden von der positiven Kernladung angezogen und können daher merklich gebremst werden, während die (positiven) Positronen eine zusätzliche Beschleunigung erfahren.

Den kontinuierlichen Charakter des β-Spektrums aber kann man nur verstehen, wenn man annimmt, daß gleichzeitig mit dem Positron oder Elektron ein weiteres Teilchen, das **Neutrino**, den Kern verläßt. Es nimmt einen wechselnden Teil — durchschnittlich $^2/_3$ — der Umwandlungsenergie auf und entzieht sie damit der technischen Nutzung. Die Ruhmasse m_ν des Neutrinos ist wahrscheinlich null, auch besitzt es keine Ladung. Aus diesen Gründen kann man es nicht ohne weiteres beobachten. Es ist erst 1956 einwandfrei nachgewiesen worden.

Die exakte Reaktionsgleichung des β-Zerfalls muß also ein Glied mehr enthalten als Gl. (39):

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{K}_1 \rightarrow {}_{Z\pm 1}{}^{A}\mathrm{K}_2 + \mathrm{e}^{\mp} + \nu \qquad (40)$$

Oft aber läßt man ν einfach weg.

Da β-Strahlen nicht mit eindeutiger Energie auftreten, gibt man in Tabellen die Maximalenergie des β-Spektrums $W_{\beta\,\max}$ an. Das Maximum der spektralen Verteilung liegt etwa bei einem Drittel dieser maximalen Energie.

β-Strahler finden bereits vielfach Verwendung in der Technik.

Tabelle 5

Daten der γ-Quanten

Symbol: γ; Ruhmasse und Ladung: $m_{\gamma 0} = 0$; $Q_\gamma = 0$
Gesamtenergie: $W_\gamma = h\nu$;

Energie und Halbwertszeit einiger γ-Strahler: (Es wird die jeweils energiereichste Komponente angegeben).

Nuklid	$W_{\gamma\,max}$/MeV	t_H	Bemerkungen
Ra	2.4	1600 a	Natürliches Gemisch der Isotope (zusätzlich α u. β)
Co 60	1,33	5,3 a	zusätzlich β
Cs 137	0,66	33 a	zusätzlich β
Ir 192	0,61	74 d	zusätzlich β
Se 75	0,40	127 d	
Tm 170	0,08	129 d	

Ein γ-Spektrum ist eindeutig linienhaft; d. h. alle Quanten, deren Entstehung auf den gleichen Kernumwandlungsprozeß zurückgeht, treten mit gleichen Energien auf.

Massenzahl und Kernladungszahl des Ausgangskerns ändern sich beim γ-Prozeß nicht. Bezeichnet man daher ein angeregtes Isomer des Nuklids K_1 durch K_1^* so läßt sich die folgende Reaktionsgleichung für den γ-Prozeß formulieren:

$$^{A}_{Z}K_1^* \rightarrow {}^{A}_{Z}K_1 + \gamma \qquad (41)$$

Unter den Symbolen können wieder die Impulsmassen oder Gesamtenergien der Kerne und des γ-Quants verstanden werden.

γ-Strahlung ist die gegenwärtig technisch am stärksten genutzte Form der Radioaktivität.

2.1.4. Wechselwirkung zwischen Strahlung und Stoff

Trifft eine radioaktive Strahlung auf Stoffe, so treten die Träger der Strahlung (Teilchen oder Quanten) mit den Atomen des Stoffs in Wechselwirkung. Dabei muß man unterscheiden zwischen dem Einfluß, den die Strahlung durch den Stoff erfährt, und den Veränderungen, die der Stoff durch die Strahlung erleidet. Diese an sich recht umfangreiche und interessante Problematik können wir Ihnen nur andeuten. Wir erläutern einige Begriffe und erwähnen bestimmte Strahlungseigenheiten, ohne dabei Vollständigkeit anstreben zu können. Die Wirkungen der Strahlung auf den Stoff besprechen wir im Zusammenhang mit den entsprechenden Anwendungen im Abschnitt 4.2.

2.1.4.1. *Einige Wechselwirkungsprozesse*

Wenn elektrisch *geladene Teilchen* in einen Stoff eindringen, so üben sie in den meisten Fällen eine Wirkung auf die Elektronenhülle der Atome aus. Sie leisten z. B. Ablösearbeit an einem Hüllenelektron und verlieren dadurch an Energie. Dieser Vorgang heißt **Ionisationsbremsung**. Wenn *γ-Strahlung*, die aus energiereichen Photonen $h\nu$ besteht, beim Durchdringen eines Stoffes Elektronen ablöst und Atome ionisiert, so nennt man diesen Vorgang **Photoeffekt**. Dieser hat schon weitgehende technische Anwendung gefunden.

Daneben haben bei der γ-Strahlung die Erscheinungen besonderes Interesse gefunden, die unter dem Namen **Comptoneffekt** und **Paarbildung** bekannt geworden sind. Beide lassen sich im Rahmen der klassischen Physik nicht verstehen, vielmehr sind auch sie wieder überzeugende Beweise für den dialektischen Doppelcharakter der Materie.

Wenn eine energiereiche Strahlung von γ-Quanten auf einen Stoff einwirkt, so kann es vorkommen, daß ein Photon dabei auf ein nur lose gebundenes Hüllenelektron trifft. Das hat zur Folge, daß das Elektron einen Teil der Photonenenergie aufnimmt und als sogenanntes **Comptonelektron** von seinem Atom wegfliegt. Interessanterweise wirkt sich das bei dem stoßenden Strahlungsquant genau so aus, als habe ein elastischer Stoß zweier Teilchen stattgefunden. Das heißt, das Photon fliegt mit nunmehr geringerer Energie und Frequenz — aber natürlich noch immer mit Lichtgeschwindigkeit — in eine neue Richtung davon, die dadurch festgelegt ist, daß für diesen Stoßvorgang der Energiesatz und der Impulssatz gültig sind (**Comptonstreuung**). Der neue Photonenimpuls (und damit Impulsmasse und neue Wellenlänge) kann also aus dem Impulssatz berechnet werden. Der **Comptoneffekt** ist damit erneut ein experimentell gesicherter Beweis für den Teilchen-Welle-Doppelcharakter der Elementarteilchen (Strahlungsquanten), der uns im makroskopischen Bereich so unverständlich erscheint.

Die **Paarbildung** kann als eine Art Umkehrung der Strahlungsbremsung aufgefaßt werden (vgl. Röntgenbremsspektrum). Kommt nämlich ein γ-Quant, dessen Energie größer ist als die doppelte Ruhenergie eines Elektrons, in ein starkes elektrisches Feld (z. B. das eines Atomkerns in unmittelbarer Kernnähe), so kann es umgewandelt werden in ein Elektron-Positron-Paar, dessen Gesamtenergie gleich der ursprünglichen γ-Energie ist. Die beiden Teilchen verlassen den Bereich des Kernfeldes in unterschiedlicher Richtung, und das Photon existiert nicht mehr. Während sich hier Quantenenergie in Teilchenenergie umwandelt, wurde bei der Strahlungsbremsung die Gesamtenergie eines Teilchens vermindert und dafür Quantenenergie gewonnen. Wieder finden Sie die Vorstellungen aus Abschn. 1.2.5. bestätigt.

Wir merken uns:

Beim **Comptoneffekt** verhalten sich Strahlungsquanten gegenüber Elektronen wie korpuskulare Teilchen bei einem elastischen Stoß.

Beim **Paarbildungseffekt** wandelt sich ein Strahlungsquant in ein Elektron-Positron-Paar um.

2.1.4.2. *Der Einfluß des Stoffes auf die Strahlung*

a) γ-Strahlung

γ-Strahlung wird im wesentlichen durch den Photoeffekt, den Paarbildungs- und den Comptoneffekt beeinflußt. Die beiden erstgenannten ändern die Anzahl der vorhandenen Quanten, der letzte ihre Energie und Richtung. Daher kompliziert der Comptoneffekt die Verhältnisse im Stoff etwas. Es ist zu verstehen, daß der Einfluß der einzelnen Effekte abhängt von der Energie der einfallenden γ-Strahlung und dem Material, in das sie eindringt. Legt man sich aber zunächst einmal auf eine ganz bestimmte Strahlungsenergie und einen bestimmten Stoff fest, so besteht für jedes einzelne Quant einer großen Anzahl die gleiche Wahrscheinlichkeit, im Stoff einen Wechselwirkungsprozeß zu erleiden. Die Anzahl $\mathrm{d}N$ der Quanten, die dann auf einem Wegstück $\mathrm{d}x$ aus der Strahlung ausfallen, ist der Anzahl N der vorhandenen Quanten und der Weglänge $\mathrm{d}x$ proportional. Führt man als Proportionalitätsfaktor den **linearen Schwächungskoeffizienten** μ ein, der eine energieabhängige Materialgröße ist, so kann man mit guter Näherung ansetzen

$$\mathrm{d}N = -\mu\, N\, \mathrm{d}x \tag{42a}$$

Die Gleichung (42a) hat die gleiche mathematische Form wie Gl. (35). Deshalb führt auch das gleiche Integrationsverfahren zum Ziel. Das Ergebnis ist das Absorptionsgesetz für γ-Strahlung in einer vorläufigen Form

$$N = N_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu x} \tag{42}$$

Der Schwächungskoeffizient μ ist die Summe der Schwächungskoeffizienten, die sich aus dem Photoeffekt, der Paarbildung und dem Comptoneffekt ergeben. Er hängt von der Energie der γ-Strahlung und vom Material, auf das die γ-Strahlung einwirkt, ab:

$$\mu = \mu_{\mathrm{Photo}} + \mu_{\mathrm{Paar}} + \mu_{\mathrm{Compt}}$$

Definiert man als **Intensität** einer Strahlung

$$I = Y \cdot W_K \qquad \left([I] = \frac{1}{\mathrm{s}} \cdot \mathrm{MeV} = \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{s}}\right) \tag{43}$$

das Produkt aus der Teilchenstromstärke Y (Anzahl der Teilchen pro Sekunde[1]) und der kinetischen Energie W_K eines Teilchens, so kann man für praktische Zwecke aus den Gln. (42) und (43) die Intensitätsabnahme einer γ-Strahlung durch das **Absorptionsgesetz für γ-Strahlung** formulieren:

$$\boxed{I = I_0 \cdot e^{-\mu x}} \tag{44}$$

> Die Intensität einer γ-Strahlung nimmt beim Eindringen in einen Stoff exponentiell mit der Eindringtiefe ab.

Auch Gl. (44) ist ein statistisches Gesetz.

Mathematisch ähnlich wie der Begriff „Halbwertszeit" eines Strahlers ist der Begriff **Halb-** oder **Zehntelwertsdicke** einer Stoffschicht gebildet. Sie gibt an, wie dick eine Schicht eines Materials sein muß, um die Intensität einer einfallenden γ-Strahlung auf die Hälfte (bzw. ein Zehntel) ihres Einfallswertes zu vermindern. Sie verstehen, daß diesem Begriff z. B. bei Strahlenschutzproblemen große Aufmerksamkeit geschenkt werden muß. Aber auch bei anderen Anwendungen tritt er auf. Einige Beispiele finden Sie in Tabelle 6.

Der lineare Schwächungskoeffizient μ, der den Bruchteil $\Delta I/I$ der Intensitätsabnahme pro Längeneinheit der Eindringtiefe angibt (vgl. die Bedeutung von λ in Abschn. 2.1.2.), wird aus praktischen Gründen häufig noch etwas umgeformt, indem man den Exponenten der Gl. (42) bzw. (44) mit der Dichte ϱ des Materials erweitert:

$$\mu \cdot x = \frac{\mu}{\varrho} \cdot \varrho x$$

Der Quotient

$$\frac{\mu}{\varrho} = \mu'$$

heißt **Massenschwächungskoeffizient**, das Produkt

$$\varrho x = f$$

ist die **Flächendichte**. Sie besitzt die Dimension Masse/Fläche, praktisch also die Einheit g/cm². Sie gibt an, welche Masse die Fläche 1 cm² der betreffenden Schicht enthält und ist damit indirekt ein Maß für die Dicke der Schicht. Der der Flächendichte entsprechende Massenschwächungskoeffizient μ' ($[\mu'] = \text{cm}^2/\text{g}$) hat keine anschauliche Bedeutung, ist aber meßtechnisch oft bequem zu verwenden. Es gilt nämlich in guter Näherung bei energiereicher Strahlung die **Lenardsche Regel**

> Gleiche Flächendichten verschiedener Materialien absorbieren gleiche Strahlungsintensitäten.

Damit kann anstelle Gl. (44) auch geschrieben werden

$$I = I_0 \, e^{-\mu' f} \tag{45}$$

---

[1] Die Teilchenstromstärke Y ist dann gleich der Aktivität des Präparates, wenn 1. dessen gesamte Strahlung erfaßt wird und 2. pro Zerfallsakt nur ein Teilchen der betreffenden Strahlenart entsteht.

Tabelle 6
Halb- bzw. Zehntelwertsdicken für γ-Strahlung bei einigen Stoffen

W/MeV	$d_{1/2}$/mm			$d_{1/10}$/mm
	Al	Cu	Pb	H_2O
0,25	24	7,5	—	
0,5	31	10	4	300
1,0	42	14	8	400
1,5	52	17	14	
2,0	62	19	15	650
3,0	71	22	15	150 ($d_{1/2}$!)
4,0	81	23	15	

b) β-Strahlen

Im Gegensatz zu den γ-Quanten findet bei β-Teilchen im allgemeinen nicht nur ein einziger Wechselwirkungsakt statt. Sie unterliegen der Ionisationsbremsung. Daher nimmt ihre kinetische Energie längs ihres Weges laufend ab. Ihre Bahn ist nicht geradlinig (da sie von den Kernladungen abgelenkt werden), und außerdem treten sie von vornherein entsprechend dem kontinuierlichen Spektrum der Strahlungsquelle mit recht unterschiedlichen Energien in den Stoff ein. Aus all diesen Gründen ist es nicht möglich, ein einfaches übersichtliches Absorptionsgesetz für β-Strahlung theoretisch abzuleiten. Wir geben Ihnen lediglich einige empirisch gefundene Näherungsformeln an, die einen allgemeinen Überblick gestatten.

Faustregel:

$$\frac{f_{\max}}{\mathrm{g \cdot cm^{-2}}} \approx \frac{1}{2} \frac{W_{\max}}{\mathrm{MeV}} \tag{46a}$$

Absorptions„gesetz" für β-Strahlung[1]

$$I = I_0 \, \mathrm{e}^{-\mu' f} \tag{46b}$$

Gültig für $W_{\max} \leqq 2$ MeV

Tabelle 7
Halbwertsdicken und maximale Reichweiten einiger β-Strahler, gemessen in Aluminium

Nuklid	$f_{1/2}$/gm^{-2}	$f_{\max}$/gm^{-2}
Sr 90 — Y 90	1600	11000
Tl 204	330	3000
Kr 85	250	2700
Pm 147	45	530
S 35	25	300
C 14	20	300

[1] Natürlich unterscheidet sich das μ' für β-Strahlen nach (46b) von dem für γ-Strahlung nach (45).

c) α-Strahlen

Für praktische Anwendungen kommt die α-Strahlung wegen ihrer geringen Reichweite selten in Betracht. Als ganz grobe Merkregel für Absorption in Luft gilt hier

$$\frac{d_{\max}}{\text{cm}} \approx \frac{W_\alpha}{\text{MeV}} \tag{47}$$

Feste Stoffe absorbieren α-Strahlen praktisch schon vollständig bei Schichtdicken, die unter einem mm liegen.

d) Streuerscheinungen

Für die Praxis ist neben der erwähnten Absorption von Strahlung vor allem auch die **Streuung** von Bedeutung.

Bei Streuprozessen verschwinden die Strahlungsteilchen nicht, sondern werden nur — evtl. unter Energieverlust — in eine andere Richtung abgelenkt.

Während man dabei häufig den Einzelprozeß noch gut übersieht, werden die Verhältnisse durch **Mehrfachstreuung** (d. h. viele aufeinanderfolgende Streuprozesse) und Folgevorgänge recht unübersichtlich. Auf Einzelheiten gehen wir, soweit nötig, im Zusammenhang mit der technischen Nutzung ein, die vor allem auch die **Rückstreuung** verwendet. also solche Prozesse, bei denen die Strahlrichtung um mehr als 90° geändert wird.

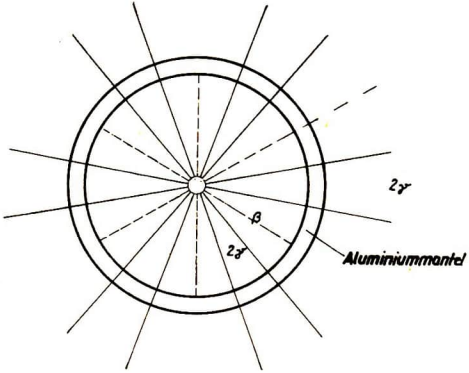


Bild 20. Schema einer γ-Quelle mit β-Filter

Als **Lehrbeispiel 3** berechnen wir folgendes Problem:

Gegeben ist ein Co 60-Präparat der Aktivität 1 mCi. Es soll derart in eine Aluminiumhülle eingeschlossen werden, daß die β-Komponente der Strahlung so weit „ausgesiebt" wird, daß sie nicht mehr als $p = 10\%$ der γ-Intensität beträgt (Bild 20). Schätzen Sie ab, wie dick die Aluminiumfolie für diesen Zweck gewählt werden muß. Verwenden Sie Bild 16 und die Zahlenwerte $\mu_\gamma' \approx 0{,}05\ \mathrm{cm^2/g}$; $\mu_\beta' \approx 2{,}55\ \mathrm{cm^2/g}$ und $\varrho_{\mathrm{Al}} \approx 2{,}7\ \mathrm{g\ cm^{-3}}$.

Nach Bild 16 gilt: $W_{\gamma 1} \approx W_{\gamma 2} \approx 1{,}25\ \mathrm{MeV}$

$W_\beta \approx 0{,}3\ \mathrm{MeV}$

Geforderte Bedingung: $I_\beta = p\ I_\gamma$

Gl. (46b): $I_\beta = I_{\beta 0} \cdot \mathrm{e}^{-\mu_\beta' f}$; Gl. (45) $I_\gamma = I_{\gamma 0} \cdot \mathrm{e}^{-\mu_\gamma' f}$

$$I_{\beta 0}\, \mathrm{e}^{-\mu_\beta' f} = p\ I_{\gamma 0}\, \mathrm{e}^{-\mu_\gamma' f}$$

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{I_{\beta 0}}{I_{\gamma 0}} = \mathrm{e}^{(\mu_\beta' - \mu_\gamma') f}; \qquad f = \frac{\ln \dfrac{I_{\beta 0}}{p\ I_{\gamma 0}}}{\mu_\beta' - \mu_\gamma'}$$

Gl. (43) in Verbindung mit der Fußnote S. 70

$$I_{\beta 0} = S\, W_\beta \qquad I_{\gamma 0} = 2\, S\, W_\gamma$$

$$x = \frac{f}{\varrho_{\mathrm{Al}}}; \qquad \underline{\underline{x = \frac{\ln W_\beta / 2\, p\, W_\gamma}{\varrho_{\mathrm{Al}} (\mu_\beta' - \mu_\gamma')}}}$$

Die erforderliche Dicke ist demnach unabhängig von der Aktivität des Präparates!

$$x = \frac{\ln 0{,}3/0{,}25}{2{,}7\ (2{,}55 - 0{,}05)}\ \mathrm{cm} \approx \underline{\underline{0{,}27\ \mathrm{mm}}}$$

Zur Aussiebung der β-Strahlung braucht man Aluminiumschichten von etwa 0,3 mm Dicke.

Zusammenfassung

Radioaktivität ist eine natürliche oder experimentell herbeigeführte Eigenschaft bestimmter Nuklide. Sie läßt sich durch Verändern der makroskopischen Umweltbedingungen nicht beeinflussen. Entscheidend dafür, ob ein Nuklid β^+-, β^--, α- oder γ-aktiv auftritt, sind gewisse Stabilitätsbedingungen.

α-Strahlen bestehen aus Heliumkernen, β^--Strahlen sind schnelle Elektronen, β^+-Strahlen bestehen aus Positronen, und γ-Strahlen sind elektromagnetische Strahlungsquanten.

Durch die verschiedenen Strahlungen ändern sich möglicherweise Kernladungs- und Massenzahl:

Art der Strahlung	Änderung der Kernladungszahl Z	Änderung der Massenzahl A
α	-2	-4
β^-	$+1$	± 0
β^+	-1	± 0
γ	± 0	± 0

Dargestellt werden die Strahlungseigenschaften der Nuklide durch ihr Zerfallsschema.

Der radioaktive Zerfall der Atomkerne, insbesondere das Zerfallsgesetz, unterliegt den Bedingungen der Statistik. Die Strahlungsstärke eines radioaktiven Präparates kennzeichnet man durch seine Aktivität, d. i. die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit. Ihre Einheit ist das Curie. In der Halbwertszeit geht die Aktivität eines Präparates auf die Hälfte zurück.

Nukleare Reaktionsgleichungen können als Massen- oder Energiebilanzen des Vorganges aufgefaßt werden. α- und γ-Strahlen treten meist mit energetischen Linienspektren auf, β-Spektren sind kontinuierlich.

Verschiedene Wechselwirkungsprozesse der Strahlungsteilchen mit Stoffen beeinflussen sowohl den Stoff als auch die Strahlung.

γ-Strahlen unterliegen einem Absorptionsgesetz. Für β-Strahlen wurden empirische Beziehungen gefunden.

2.2. Künstliche Kernreaktionen

Einführung: Alle **Kernreaktionen** außer der Radioaktivität werden durch äußere Einwirkungen auf den Kern ausgelöst. Dazu kann man **Kerngeschosse** in großer Anzahl auf ein **Targetmaterial**[1] schießen, wobei verschiedene **Reaktionen** auftreten, die in Gruppen eingeteilt werden können. Oft müssen die Geschosse hohe Energien besitzen. Sie werden deshalb in **Teilchenbeschleunigern** auf hohe Geschwindigkeit gebracht.

2.2.1. Charakteristik der Reaktionen und Einteilungsprinzipien

Unter Kernreaktionen im engeren Sinne versteht man im Gegensatz zu den spontanen Zerfallsprozessen der natürlichen Radioaktivität solche Prozesse und ihre Folgeerscheinungen, bei denen — oft bewußt (durch

[1] target (engl.): Zielscheibe

den Menschen) — von außen her auf den Kern eingewirkt wird. Um solche Reaktionen einzuleiten, muß man energiereiche Elementarteilchen oder Kerne in so großer Anzahl auf den Stoff, das **Targetmaterial**, einwirken lassen, daß trotz der „atomaren Leere" (vgl. Abschn. 1.3.1.; 1. Absatz) noch eine ausreichende Trefferwahrscheinlichkeit besteht.

Aus Kapitel 1 wissen Sie, daß sich die Radien eines Atoms und seines Kerns um 4 bis 5 Zehnerpotenzen unterscheiden. Stellen Sie sich den Kern z. B. als Kugel von etwa 1 cm Durchmesser vor, dann wäre das Atom 0,1 bis 1 Kilometer (!) groß! Zwischen den einzelnen Atomkernen im Stoff müssen demnach relativ sehr große Entfernungen bestehen. Daher ist es völlig aussichtslos, etwa mit einem bestimmten Strahlungsteilchen einen bestimmten Zielkern treffen zu wollen. Vielmehr muß man auch Kernreaktionen auf *statistische* Weise einleiten, d. h., es kommt darauf an, viele Geschosse auf eine große Anzahl von Zielkernen einwirken zu lassen. Irgendwo wird schon ein Treffer erzielt werden! Die Wahrscheinlichkeit dafür ist desto größer, je mehr Geschosse und Zielkerne vorhanden sind. Dessen ungeachtet beschreibt man aber den Reaktionsverlauf durch Gleichungen für einzelne Kerne, die im Sinne der Gln. (39) bis (41) zu verstehen sind und die diesen statistischen Charakter der Prozesse nicht erkennen lassen. Darüber muß man sich im klaren sein, wenn man eine nukleare Reaktionsgleichung liest.

Bewegt sich ein Kerngeschoß auf einen Zielkern zu, so kann eine Kernreaktion nur dann eintreten, wenn die kinetische Energie des Geschosses so groß ist, daß zunächst einmal eventuell vorhandene elektrische Abstoßungskräfte überwunden werden, das Teilchen dann aber auch noch in den Kern eindringt und eine Folgereaktion im Kern auslöst. Im allgemeinen ist diese Bedingung am besten zu erfüllen, wenn hochbeschleunigte Nukleonen oder leichte Kerne als Kerngeschosse verwendet werden.

Sehr viele Kernreaktionen verlaufen nach folgendem Schema:

$$a + K_1 \rightarrow K_2 + b \tag{48a}$$

Das bedeutet, daß ein Kerngeschoß a von einem Kern K_1 eingefangen wird (K_1 wurde von a, dem „Geschoß", „getroffen"), der sich dabei unter Emission eines Teilchens b in den Kern K_2 umwandelt. Oft wird diese Reaktion kürzer durch die Symbolik

$$K_1\,(a, b)\,K_2 \tag{48}$$

dargestellt.

Gelegentlich versteht man unter den angegebenen Symbolen die Ruhenergien der Reaktionspartner. Dann wird häufig durch eine Energieabgabe $\pm W$ noch angedeutet, welche Energietönung (im Sinne chemischer Reaktionen) der Prozeß besitzt.

Um die möglichen Kernreaktionen in ein System zu bringen, ordnet man sie entweder nach den verwendeten Kerngeschossen oder nach dem Reaktionsverlauf. So spricht man z. B. von α-, p-, γ- usw. Reaktionen, wenn man diese Teilchen (p : Proton, n : Neutron, d : Deuteron usw.) als Geschosse verwendet. Für den Reaktionsverlauf kommen vor allem folgende Typen in Betracht: (Symbolik nach (48)).

Einfangreaktionen, z. B. (p, —), (n, γ), sind solche, bei denen das Geschoß (Proton, Neutron) im Kern verbleibt und entweder nichts oder nur ein γ-Quant als sekundäres Teilchen erscheint.

Austauschreaktionen, z. B. (α, p), (d, n), treten am häufigsten auf. Ein Teilchen wird vom Kern absorbiert, ein anderes dafür emittiert.

Streureaktionen, z. B. (n, n), (α, α'). Hier erscheint nach der Reaktion das gleiche Teilchen (oder ein anderes der gleichen Art) entweder mit derselben Energie (n) oder mit veränderter (α').

Kernphotoeffekt, z. B. (γ, n), (γ, p). Durch Einwirkung von γ-Strahlung auf den Kern wird ein Nukleon (Proton oder Neutron) aus dem Kern ausgestoßen. Das γ-Quant wird absorbiert.

Kernspaltung. Der Kern wird durch die Einwirkung des Geschosses in zwei Teile vergleichbarer Größe zerlegt. (Bild 21).

Spallation. Geschosse extrem hoher Energie können einen Zielkern zum „Explodieren" bringen, d. h., der Kern zerfällt in sehr viele kleine Bruchstücke (Kernzersplitterung) (Bild 29).

Wir weisen darauf hin, daß von besonderer Bedeutung für jede Kernreaktion ihr **Wirkungsquerschnitt** ist.

Der Wirkungsquerschnitt σ_R einer Kernreaktion gibt an, welcher Bruchteil $\mathrm{d}N/N$ der Kerngeschosse in einem Targetmaterial der Kernkonzentration n_T (Anzahl der Kerne pro Volumeneinheit, $[n_T] = \mathrm{cm}^{-3}$) beim Durchlaufen der Strecke $\mathrm{d}x$ diese Reaktion einleiten wird und ist damit ein **Maß** für die Wahrscheinlichkeit der Reaktion.

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \sigma\, n_T\, \mathrm{d}x \qquad [\sigma] = \mathrm{cm}^2 \tag{49}$$

Wirkungsquerschnitte werden experimentell bestimmt. Nur in wenigen Fällen kann man sie berechnen. In der Kernphysik ist die Einheit 1 barn $= 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$ für die Angabe von Wirkungsquerschnitten gebräuchlich. Die beobachteten Werte liegen zwischen null und 10^6 barn. Aber auch in anderen Fällen, z.B. Elektronenreaktionen in der Atomhülle wird der Begriff des Wirkungsquerschnittes angewandt.

Wenn man sich auch anschaulich vorstellen kann, daß der Wirkungsquerschnitt σ_R eine Art Zielfläche darstellt, so darf er doch nicht mit dem geometrischen Querschnitt der Kerns gleichgesetzt werden. Er ist lediglich ein — anschaulich gedeutetes — Maß für die Reaktionswahrscheinlichkeit; zudem ist er abhängig von der Energie der Reaktionsteilchen.

Kadmium zeigt eine für meßtechnische Zwecke sehr interessante Eigenschaft. Langsame Neutronen werden von den Cd-Kernen sehr stark, schnelle dagegen relativ wenig absorbiert. Diesen Sachverhalt z. B. beschreibt man quantitativ durch die Angabe $\sigma_{Cd} \approx 2500$ barn für $W_n < 0{,}2$ eV; $\sigma_{Cd} \approx 5$ barn für $W_n > 1$ eV.

2.2.2. Beispiele für Kernreaktionen

Die **erste experimentell eingeleitete Kernreaktion** gelang Rutherford im Jahre 1919. Er ging von der Überlegung aus, daß die Trägheit schwerer Teilchen genügen müsse, um die relativ geringe Abstoßung bei leichten Kernen zu überwinden. So setzte er Stickstoff der natürlichen α-Strahlung des Poloniumisotops Po 214 aus, damals noch RaC′ genannt, und erreichte auf diese Weise die Kernreaktion

$$\mathrm{N}\ 14\ (\alpha, \mathrm{p})\ \mathrm{O}\ 17; \qquad W = -1{,}26\ \mathrm{MeV} \tag{50}$$

Sie stellt gleichzeitig die erste experimentelle Umwandlung eines chemischen Elementes in ein anderes dar. Der Reaktionsnachweis erfolgte durch die Beobachtung energiereicher Protonen in dem ursprünglich chemisch reinen Stickstoff. (Protonen sind *Wasserstoffkerne*!). Der Einzelprozeß erfordert einen Energieaufwand $W = 1{,}26$ MeV; d. h., die Energie des α-Teilchens war um diesen Betrag größer als die des sekundären Protons.

Die umfangreiche experimentelle und theoretische Arbeit, die seither von der Wissenschaft auf dem Gebiet der Kernreaktionen geleistet worden ist, kann hier nicht im entferntesten angedeutet werden. Wir wollen lediglich anhand einiger Beispiele auf die wichtigsten Etappen dieser Entwicklung und technische Nutzungsmöglichkeiten verweisen.

Während im Anschluß an den Erfolg Rutherfords weitere (α, p)-Reaktionen an vielen leichten Kernen erreicht und untersucht wurden, gelang es erst 1930 einen weiteren Reaktionstyp, die Einfangreaktion (α, γ), am Beryllium zu finden. Weitere Forschungen auf diesem Gebiete, an denen das Ehepaar Joliot-Curie[1] und der Engländer Chadwick[2] hervorragenden Anteil hatten, führten 1932 zur **Entdeckung des Neutrons** bei der folgenden Reaktion:

$$\mathrm{Be}\ 9\ (\alpha, \mathrm{n})\ \mathrm{C}\ 12; \qquad W = +5{,}65\ \mathrm{MeV} \tag{51}$$

Dieser Prozeß ist mit einem Energiegewinn verbunden.

Fermi[3] nutzte als erster die günstigen Eigenschaften der Neutronen als Kerngeschosse. Wegen ihrer elektrischen Neutralität werden Neu-

---

[1] Irene Curie, Tochter von Marie Curie-Skladowska, der Entdeckerin des Radiums,
Frederic Joliot, der bekannte französische Physiker und Friedenskämpfer, (1900—1958)

[2] James Chadwick (1891 geb.)

[3] Enrico Fermi (1901—1954), ital. Physiker (in USA tätig gewesen)

tronen vom Targetkern nicht abgestoßen und können daher mit ihrer gesamten kinetischen Energie ungestört auf ihn einwirken. Daher sind nun die Experimente nicht mehr auf leichte (wenig abstoßende) Kerne beschränkt. Neben gewissen Besonderheiten einiger Wirkungsquerschnitte für Neutronenreaktionen liegt darin die große Bedeutung der Neutronenexperimente und ihrer Anwendungen. In Kap. 4 kommen wir darauf zurück.

Die Reaktion (51) verwendet man neben einigen anderen heute noch, um technische Neutronenquellen herzustellen. Man mischt Be-Pulver mit etwas natürlich radioaktivem Ra oder Po, und der Vorgang läuft dann ohne weiteres ab.

Während bei den bisher erwähnten Reaktionen die Geschosse mit ihrer normalen Energie verwendet wurden, gelang Cockkroft[1] und Walton[2] 1932 die erste Reaktion mit künstlich beschleunigten Protonen:

$$\mathrm{Li}\,7 + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{Be}\,8 \rightarrow 2\,\alpha \qquad W = +\,17{,}2\ \mathrm{MeV} \tag{52}$$

und damit die *erste* **Kernspaltung**. Seit diesen ersten Anfängen ist die Technik der Teilchenbeschleuniger bis zur Gegenwart mit großem Aufwand, aber auch sehr großem wissenschaftlichen Nutzen weiterentwickelt worden. Wir berichten davon kurz im nächsten Abschnitt.

Mit der Reaktion (52) konnte auch der Massendefekt gut bestätigt werden. Die Ruhmassen zweier α-Teilchen sind um $\Delta m = 0{,}01852$ ME kleiner als die Summe der Massen des Li 7-Kernes und des Protons. Das entspricht nach Gl. (34) gerade dem Energiegewinn $\Delta W = 17{,}2$ MeV, der sich natürlich in der Impulsmasse der α-Teilchen widerspiegelt.

F. Joliot und I. Curie erzeugten 1934 die erste **künstliche Radioaktivität**, indem sie Kerne mit α-Teilchen bestrahlten. Unter Neutronenabgabe entstanden neue Kerne, die ihrerseits radioaktiv waren. Sie zeigten die bis dahin nur aus der kosmischen Strahlung bekannte Positronenstrahlung (β^+). Die entsprechenden Reaktionsgleichungen lauten

$$\begin{aligned}
&\text{a)}\ \mathrm{B}\,10\ (\alpha, \mathrm{n})\ \mathrm{N}\,13; \quad \mathrm{N}\,13 \xrightarrow[t_H = 10\ \mathrm{min}]{} \mathrm{C}\,13 + \beta^+ \\
&\text{b)}\ \mathrm{Mg}\,24\ (\alpha, \mathrm{n})\ \mathrm{Si}\,27; \quad \mathrm{Si}\,27 \xrightarrow[5\ \mathrm{s}]{} \mathrm{Al}\,27 + \beta^+ \\
&\text{c)}\ \mathrm{Al}\,27\ (\alpha, \mathrm{n})\ \mathrm{P}\,30; \quad \mathrm{P}\,30 \xrightarrow[2{,}2\ \mathrm{min}]{} \mathrm{Si}\,30 + \beta^+
\end{aligned} \tag{53}$$

(α, n)-Prozesse führen fast immer zu β^+-Aktivität, weil sich dadurch der relative Neutronenüberschuß des Targetkerns vermindert. Entsprechend ergibt Neutronenbeschuß sehr häufig β^--Strahlung. Zu den Ausnahmen gehört der (α, n)-Prozeß am Uranisotop U 238, dessen

[1] Sir John Douglas Cockkroft (geb. 1897), engl. Physiker
[2] Ernest Thomas Finton Walton (geb. 1903), engl. Physiker

Folge **künstliche Elemente** mit der Kernladungszahl $Z > 92$ sind. Man nennt sie **Transurane**.

$$^{238}_{92}\mathrm{U}\,(\alpha, \mathrm{n})\ ^{241}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow[10\,\mathrm{a}]{\beta^-} {}^{241}_{95}\mathrm{Am} \xrightarrow[490\,\mathrm{a}]{\alpha} {}^{237}_{93}\mathrm{Np} \longrightarrow$$

$$\xrightarrow[2.2\cdot 10^6\,\mathrm{a}]{\alpha} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow[27\,\mathrm{d}]{\beta^-} {}^{233}_{92}\mathrm{U} \qquad (54)$$

Die Zerfallsreihe setzt sich noch über viele weitere Glieder fort und endet schließlich beim stabilen Pb 207.

Die für eine solche Bildung von Transuranen erforderliche Erhöhung des relativen Neutronenverhältnisses kann natürlich auch durch Neutronenbeschuß direkt erfolgen. Auch dadurch wird der U-Kern zu β^--Aktivität angeregt. In Kernreaktoren z. B. spielt die Reaktion

$$^{238}_{92}\mathrm{U}\,(\mathrm{n}, \gamma)\ ^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu} \qquad (54\mathrm{a})$$

eine große Rolle. (Abschn. 4.1.1.)

1938 gelang Hahn[1], Straßmann[2] und Meitner[3] die **Kernspaltung des U 235** (Bild 21)

$$\mathrm{n} + \mathrm{U}\,235 \longrightarrow \mathrm{X} + \mathrm{Y} + 3\,\mathrm{n}, \qquad W \approx 200\ \mathrm{MeV} \qquad (55)$$

In dieser Gleichung sind X und Y zwei verschiedenartig auftretende, meist β^--aktive **Spaltprodukte** mittlerer Massenzahl (z. B. Xe 135 und Y 97).

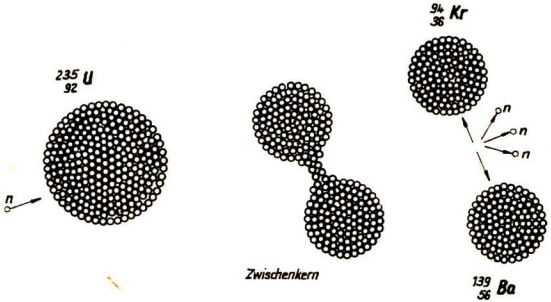


Bild 21. Schematische Darstellung der Spaltung eines Uranatomkerns

[1] Otto Hahn (geb. 1879), deutscher Chemiker
[2] Fritz Straßmann (geb. 1902), deutscher Physiker
[3] Lise Meitner, deutsche Physikerin

Die Bedeutung dieser Reaktion liegt neben der Tatsache, daß hier zunächst einmal pro Spaltakt sehr viel Energie frei wird, vor allem darin, daß einem primär benötigten Neutron zwei bis drei sekundär entstehende Neutronen gegenüberstehen, die ihrerseits erneut solche Reaktionen einleiten können. Das deutet die Möglichkeit einer **Kettenreaktion** mit Energiegewinn an. Wenn die Reaktion an irgendeiner Stelle des Targetmaterials „gezündet" hat, dann kann sie sich möglicherweise lawinenartig in diesem Material ausbreiten (Bild 22). Die

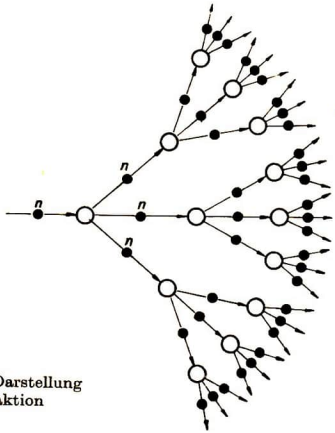


Bild 22.
Schematische Darstellung einer Kettenreaktion

bisher betrachteten Reaktionen waren dagegen gewissermaßen Zufallstreffer. Je nach dem Wirkungsquerschnitt wurde nur ein sehr kleiner Teil der Geschosse tatsächlich für die Reaktion ausgenützt, so daß der gesamte Energieaufwand für alle Geschoßteilchen zusammen selbst im Falle eines Energiegewinns pro Einzelreaktion nicht wieder gedeckt werden konnte. Wenn man sich der Gl. (32) erinnert, dann erkennt man übrigens ohne weiteres, daß bei der Spaltung eines schweren Kerns mit großem relativen Neutronenüberschuß in zwei mittlere auf jeden Fall Neutronen „übrigbleiben" müssen.

Auf Einzelheiten der praktischen Durchführung und der technischen Nutzung der Reaktion (55) als Kettenreaktion gehen wir in Kapitel 4 näher ein.

Gegenwärtig arbeitet man in der ganzen Welt sehr intensiv daran, den Prozeß der **Wasserstoff-Fusion**[1] experimentell und technisch zu steuern. Diese Reaktion ist die wichtigste Energiequelle der Natur! Der größte Teil der Energie, die von Fixsternen freigesetzt wird, auch unsere Sonnenstrahlung, rührt von solchen Prozessen her.

Innerhalb der Fixsterne, in denen extrem hohe Temperaturen herrschen, überwiegen hochenergetische Protonen vor allen anderen Nukliden. Dabei reicht die Geschwindigkeit, die sie infolge der hohen Temperatur besitzen, völlig aus, um bei der Annäherung zweier Teilchen die gegenseitige Abstoßung zu überwinden und eine Kernreaktion auszulösen. Der Energiegewinn, der dabei möglicherweise erzielt wird, hält nun wieder die erforderliche Reaktionstemperatur aufrecht. In solch einem Fall spricht man zum Unterschied gegenüber der Kettenreaktion von **thermo-nuklearen Reaktionen**.

Für einen thermo-nuklearen Reaktionszyklus kommt hauptsächlich die Verschmelzung von 4 Protonen (H-Kernen) zu einem α-Teilchen (He 4-Kern) in Betracht. Das kann z. B. in dem sogenannten **D-He 4-Prozeß** erfolgen. Zwei Protonen, die mit hoher Geschwindigkeit aufeinander stoßen, können im Augenblick ihrer Berührung als He 2-Kern aufgefaßt werden, der sofort wieder in zwei Protonen zerfällt. Manchmal aber wird im Augenblick der Berührung ein β^+-Teilchen emittiert, und es bleibt ein stabiler D 2-Kern (Deuteron) zurück. (Der He 2-Kern ist gewissermaßen β^+-aktiv infolge des zu geringen Neutron-Proton-Verhältnisses). Die Verhältnisse im Sterninneren mit ihrer hohen Reaktionswahrscheinlichkeit führen zur Aufnahme eines weiteren Protons, wobei sich der D 2-Kern in He 3 verwandelt. Diese Isotope unterliegen im Falle ihres Zusammenstoßes der Gleichung

$$\mathrm{He\,3} + \mathrm{He\,3} \rightarrow \mathrm{He\,4} + 2\,\mathrm{p}$$

Damit aber ist das α-Teilchen aus 4 Protonen gebildet, und es sind im Verlaufe des Prozesses 2 Positronen neu entstanden.

Neben einigen anderen Reaktionsfolgen findet dieser Prozeß auch in der Sonne statt. Die Energiebilanz der Wasserstoff-Helium-Fusionsprozesse lautet in allen Fällen

$$4\,\mathrm{H\,1} \rightarrow \mathrm{He\,4} + 2\,\mathrm{e}^+ + W_F$$

Für 1 Mol He 4 — also etwa 4 g! — ergibt sich die Fusionsenergie

$$W_F \approx 2{,}5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{Ws} \approx 700\,\mathrm{MWh} \qquad (56)$$

Dieser außerordentlich hohe Energiebetrag zeigt die große Bedeutung, die Fusionskraftwerke einmal besitzen können. Auch über die Probleme, die der Nutzung dieser Energiequelle gegenwärtig noch entgegenstehen, berichten wir in Kapitel 4.

---

[1] Fusion: Vereinigung, Verschmelzung

Zum Schluß erwähnen wir wegen des technischen Interesses noch folgende Reaktionen:

Erzeugungsreaktion für Co 60

Co 59 (n, γ) Co 60 (57)

Co 60 ist ein vielfach verwendeter γ-Strahler (Tabelle 5)

Erzeugungsreaktion für C 14

C 13 (n, γ) C 14 oder N 14 (n, p) C 14 (58)

C 14 findet als langlebiger β^--Strahler Verwendung (Tabelle 4)

Neutronennachweisreaktion

B 10 (n, α) Li 7 (59)

Die Reaktion dient zum Nachweis einer Neutronenstrahlung (vgl. Käp. 3)

Aufgabe 17:

Beschreiben Sie ausführlich die Vorgänge, die sich bei folgenden Kernumwandlungen abspielen:

a) $^{222}_{86}\mathrm{Rn} \rightarrow {}^{218}_{84}\mathrm{Po} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$

b) $^{214}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{214}_{83}\mathrm{Bi} + \mathrm{e}^-$

c) $^{238}_{92}\mathrm{U} + {}^{12}_{6}\mathrm{C} \rightarrow {}^{246}_{98}\mathrm{Cf} + 4\,\mathrm{n}$

d) $^{25}_{12}\mathrm{Mg} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{27}_{13}\mathrm{Al}$; $\quad {}^{27}_{13}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{26}_{13}\mathrm{Al} + \mathrm{n}$

e) $^{209}_{83}\mathrm{Bi}$ (d, 2 n) $^{209}_{84}\mathrm{Po}$

2.2.3. Hinweis auf Teilchenbeschleuniger

In Abschnitt 2.2.2. deuteten wir Ihnen an, daß gewisse Kernreaktionen, insbesondere solche, die sehr hohe Energien der Kerngeschosse erfordern, nur dann verwirklicht werden können, wenn die Geschoßteilchen vorher sehr stark bescheunigt worden sind. Die modernen, z. T. recht aufwendigen Beschleunigungsanlagen kann man prinzipiell einteilen in **Linear-** und **Kreisbeschleuniger**, je nachdem, ob die Geschoßteilchen auf einer geraden Strecke oder einem Kreisbogen auf hohe Energien gebracht werden. Es ist nicht abzusehen, welcher der beiden Typen in Zukunft der Vorrang zukommen wird. Gegenwärtig erreicht man mit letzteren Energien von etwa 10^4 MeV. Das liegt zwar weit über den Werten der „gewöhnlichen" Kernprozesse, aber nur bei etwa dem 10^5ten Teil der Beträge, die man bei verschiedenen Teilchen der kosmischen Strahlung gefunden hat. Bereits jetzt aber muß man schon Magnetfelder und Bahndurchmesser von rund 100 m Ausdehnung bei

genauester Justierung anwenden, und die Entwicklung geht weiter in Richtung auf noch größere Typen! Wir wollen Ihnen mit diesem Hinweis die technische Problematik etwas andeuten, die gelegentlich bei der einfachen Darstellung des Beschleunigungsprinzips übersehen wird.

Als Beispiel für einen Kreisbeschleuniger beschreiben wir kurz das **Zyklotron.**[1]

Beim Zyklotron (Bild 23) findet eine Vielfachbeschleunigung in einem starken Magnetfeld (F) statt, das die Teilchen in Spiralbahnen zwingt. Die

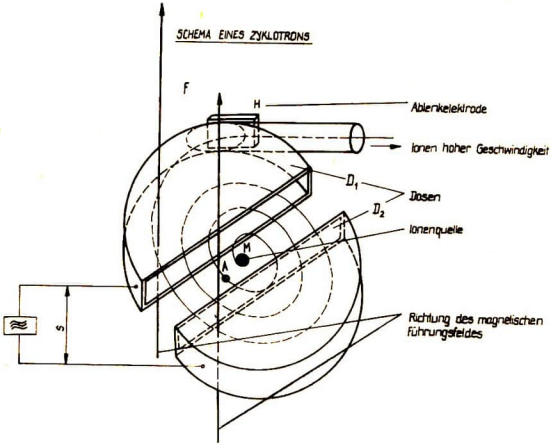


Bild 23. Schema eines Zyklotrons
(Das magnetische Führungsfeld, hier durch zwei Pfeile angedeutet, durchsetzt die gesamte Beschleunigungskammer)

Beschleunigungskammer besteht aus zwei halbkreisförmigen Dosen (D_1, D_2), die zwischen den Polen eines Elektromagneten liegen. In ihrem Zentrum (M) werden zunächst Elektronen freigesetzt. Sie ionisieren vorhandene Gase und bilden aus Wasserstoff Protonen, aus Deuterium Deuteronen, aus Helium α-Teilchen. Diese positiven Ionen werden beschleunigt. Dazu legt man an die beiden Kammerhälften eine hochfrequente Wechselspannung (S). Das Teilchen (A) wird von der im Augenblick negativ geladenen Dose (D) angezogen. Unter dem Einfluß des Magnetfeldes beschreibt es eine

[1] In der sowjetischen Literatur bezeichnet man diese Geräte als **Phasotron.**

Halbkreisbahn. Passiert es den Trennungsschlitz der Dosen wieder, so hat gerade die Umladung der Dosen stattgefunden. Nun ist die gegenüberliegende Dose negativ und zieht das Teilchen an. Dieser Vorgang wiederholt sich, an dem Schlitz zwischen den Dosen wird das Teilchen immer wieder beschleunigt. Es wird immer schneller und durchläuft spiralförmige Bahnen mit wachsendem Durchmesser. Schließlich wird es durch eine Hilfsspannung (H) tangential aus seiner Bahn und aus dem Zyklotron herausgezogen. In Bild 24 sehen Sie die technische Ausführung des Zyklotrons, das im Zentralinstitut für Kernphysik in Rossendorf bei Dresden steht.

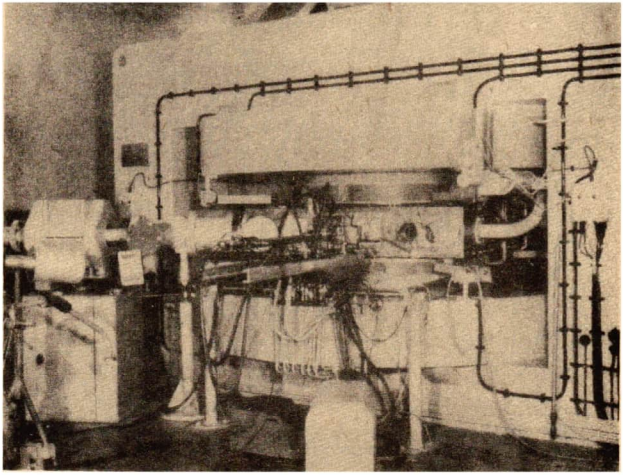


Bild 24. Teilansicht des Rossendorfer Zyklotrons

Erreichen im Zyklotron die Teilchen Geschwindigkeiten, die mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar sind, so macht sich die relativistische Massenzunahme störend bemerkbar. Die Teilchen erreichen infolge ihrer größeren Trägheit nicht mehr zur vorgeschriebenen Zeit das Beschleunigungsfeld zwischen den Dosen und geraten außer Takt. Daher macht sich eine Modulation der Beschleunigungsfrequenz nötig. (**Synchro-Zyklotron**). Das wird z. B. auch bei einem der größten Teilchenbeschleuniger der Welt, dem **Synchrophasotron** der sowjetischen Atomstadt Dubna bei Moskau (Bild 25) berücksichtigt. Es beschleunigt schwere Teilchen auf ringförmiger

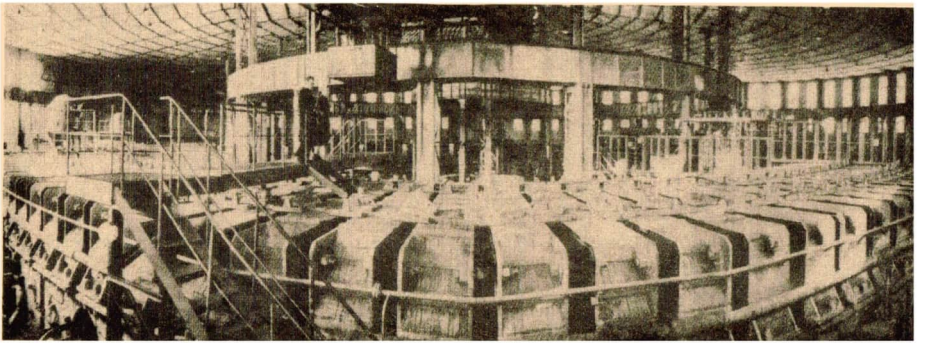


Bild 25
Das Synchrophasotron des Vereinigten Instituts für Kernforschung Dubna
aus: Prospekt Kernforschung und Kerntechnik

Bahn von 60 m Durchmesser mit Hilfe von veränderlichen hochfrequenten Spannungen. Die Teilchen erhalten in einem Linearbeschleuniger zunächst eine Vorbeschleunigung. Erst dann treten sie in das eigentliche Gerät ein. Hier werden sie bis auf Energien von 10 Milliarden Elektronenvolt gebracht. Allein der Magnet dieses Gerätes hat eine Masse von 36000 t. Ein weiterer Beschleuniger für eine Maximalenergie von 50 Milliarden Elektronenvolt ist geplant.

Da man in den beschriebenen Anlagen Neutronen infolge ihrer elektrischen Neutralität natürlich nicht ohne weiteres beschleunigen kann, geschieht das manchmal auf dem Umweg über Deuteronen. Wenn diese eine entsprechend hohe Geschwindigkeit erreicht haben, werden sie durch elektrische Felder (z. B. Kernfelder der Targets) stark gebremst. Da die Bremskraft auf das neutrale Neutron nicht einwirkt, reißt es sich infolge seiner Trägheit u. U. vom Proton los und steht dann als *schnelles Neutron* zur Verfügung.

Zusammenfassung:

Die wichtigsten Typen künstlicher Kernreaktionen sind: Einfangreaktionen, Austauschreaktionen, Streureaktionen, Kernspaltungs- und Fusionsreaktionen.

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der diese Reaktion eintreten wird.

Wichtige historische Ereignisse auf dem Gebiet der Kernreaktionen sind: die erste Elementumwandlung, die Entdeckung des Neutrons, der künstlichen Radioaktivität, der Transurane, der Uranspaltung mit der Möglichkeit einer Kettenreaktion und die thermonukleare Wasserstoff-Fusion.

Moderne Reaktionen mit künstlich beschleunigten Teilchen erfordern gegenwärtig sehr komplizierte und umfangreiche technische Mittel.

3. Strahlennachweis

3.1. Strahlennachweisgeräte

3.1.1. Allgemeine Prinzipien

Die Wirkungsweise fast aller Nachweisgeräte der Strahlenmeßtechnik beruht auf den Wechselwirkungen der Strahlungsteilchen oder -quanten mit den Hüllenelektronen der Atome des Strahlungsempfängers oder **Detektors**[1]. Anstelle der Strahlung selbst kann aber auch die Wirkung der sekundär von ihr erzeugten Teilchen ausgenutzt werden.

Im Prinzip kann man — wenn auch nicht ohne eine gewisse Willkür — die Detektoren einteilen nach dem Effekt, auf dem sie beruhen. Wir nennen Ihnen hier einige Beispiele.

---

[1] detektor (lat.-engl.): Entdecker, Aufdecker

Anwendung der Ionisation in Gasen:

Elektrometer, Ionisationskammer, Auslösezählrohr (Geiger-Müller-Zähler), Nebelkammer (Wilsonkammer), Proportionalzählrohr.

Anwendung der Anregung und Ionisation in Festkörpern:

Szintillationszähler.

Anregung chemischer Reaktionen:

Schwärzung photographischer Schichten, Kernspuremulsionen.

Der Effekt, den die Strahlung bei irgendeinem der Detektoren hervorruft, bedarf in jedem Falle einer nachfolgenden Verstärkung. Sie kann optischer oder elektronischer Natur sein und reicht von der einfachen Lupe zur Beobachtung der Entladung eines Elektrometers über Mikroskope zur Auswertung von Kernspurplatten bis zu den kompliziertesten elektronischen Geräten zur Verstärkung elektrischer Impulse. Auf diese Verstärker gehen wir aber nicht ein.

Für technische Zwecke kommt den Detektoren mit *Gasfüllung* besondere Bedeutung zu. Daher stellen wir ihrer Beschreibung einige grundsätzliche Bemerkungen voran.

Wir nehmen an, eine ionisierende Strahlung tritt in ein Detektorvolumen ein, das zunächst evakuiert und dann mit einem geeigneten Füllgas (z. B. Argon) bis auf etwa $^1/_{10}$ des Normaldruckes wieder aufgefüllt wurde. Das Volumen wird durch einen Metallzylinder begrenzt. Ein dünner Zentraldraht wird als Anode geschaltet (Bild 26). Die von der Strahlung erzeugten Ionen bzw. Elektronen werden nun unter dem Einfluß des elektrischen Feldes von der entgegengesetzt geladenen Elektrode angezogen. Sie bewirken während ihrer Bewegung und wenn sie dort eintreffen eine Ladungsänderung der Elektroden und damit einen Spannungsimpuls, der verstärkt werden kann.

Liegt zwischen beiden Elektroden eine nur niedrige Spannung, dann ist auch die Wirkung auf die Ionen nur gering, und neben anderen

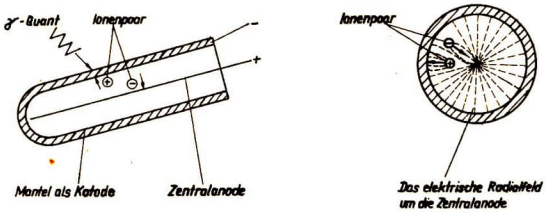


Bild 26. Schema eines gasgefüllten Detektors mit Zentralanode

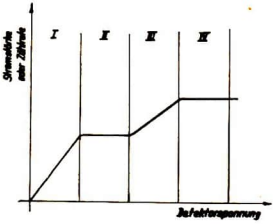


Bild 27
Detektoranzeige als Funktion der Detektorspannung bei gasgefüllten Detektoren

Störeinflüssen besteht eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich positive und negative Ladungsträger wieder vereinigen, noch bevor sie die Elektroden erreicht haben. Diese Erscheinung heißt **Rekombination**. Es kommt auf den Elektroden also *weniger* Ladung an, als primär durch die einfallende Strahlung erzeugt worden ist. In Bild 27 haben wir den von den Elektroden entnommenen mittleren Strom (bzw. die Anzahl der registrierten Impulse) über der Detektorspannung schematisch aufgetragen. Wir befinden uns jetzt in dem Bereich I.

Erhöht man die Detektorspannung, dann nimmt die Rekombinationswahrscheinlichkeit ab, und schließlich werden alle primär gebildeten Ladungsträger die Elektroden erreichen. Eine weitere Erhöhung der Spannung kann dann den Strom zunächst nicht mehr vergrößern, man arbeitet im **Sättigungsbereich** (II). Die Stärke des Sättigungsstromes hängt ab von der Anzahl der gebildeten Ladungsträger und ist damit ein Maß für die einfallende Strahlung. Nach diesem Prinzip arbeiten die **Ionisationskammern**.

Geht man nun zu noch höheren Spannungen am Detektor über (Bereich III), dann werden die Elektronen in der Nähe des positiv geladenen Zentraldrahtes in dem starken elektrischen Radialfeld derart beschleunigt, daß sie in der Lage sind, ihrerseits neutrale Atome des Füllgases zu ionisieren. Es steht dann also mehr Ladung zur Verfügung, als ursprünglich vorhanden war. Diese sogenannte **Gasverstärkung** kann die Primärwirkung um das 10^2- bis 10^6-fache steigern! Da jedes Primärelektron eine solche Elektronenlawine auslöst, ist schließlich die Gesamtladung noch immer der einfallenden Strahlung proportional. Daher nennt man Geräte dieses Prinzips **Proportionalzählrohre**.

Im Auslösebereich IV schließlich nimmt die Gasverstärkung zusammen mit sekundär gebildeten Photonen und anderen Einflüssen derartige Werte an, daß sich die Entladung praktisch über fast das ganze Detektorvolumen ausbreitet. Irgendeine Ionisation innerhalb dieses Raumes führt also auf jeden Fall zu einem kräftigen Entladungsvorgang, der erst dann wieder aufhört, wenn er mit geeigneten Mitteln (elektronisch oder durch *Löschzusätze* im Füllgas) abgestoppt wird.[1] In

[1] Das liegt u. a. daran, daß auch die sekundär gebildeten Ladungen ihrerseits wieder ionisieren können und so eine Art Kettenreaktion der Ionisationsprozesse stattfindet.

diesem Bereich arbeiten die sogenannten Auslösezählrohre. Diese **Auslösezählrohre** (Geiger-Müller-Zähler) sind also geeignet, die Anzahl der ionisierenden Strahlungsteilchen, die nacheinander in das Zählrohrvolumen gelangen, zu „zählen" (ohne ihre Energie zu registrieren, wie das z. B. durch die in Ionisationskammern gebildeten Ladungsmengen geschehen kann). Im Gegensatz zum Proportionalzählrohr treten alle Impulse unabhängig von der primär gebildeten Ladungsmenge mit gleicher Stärke auf. Man kann sie daher gut elektronisch verstärken.

3.1.2. Kurze Beschreibung einiger Strahlendetektoren

Das Elektrometer. Radioaktive Strahlung ionisiert die Luft und erhöht somit deren elektrische Leitfähigkeit. Lädt man das Elektrometer elektrostatisch auf, so wird die Zeitdauer der nachfolgenden Entladung vom Ionisationgrad der umgebenden Luft abhängen. Die Entladezeit ist somit ein Maß für die Strahlungsmenge, die die Luft ionisiert hat. Diesen Effekt benutzte schon Marie Curie für ihre Untersuchungen. Heute noch werden kleine Elektrometer für Zwecke der Strahlenüberwachung verwendet. In der technischen Ausführung, wie sie strahlengefährdete Personen z. B. in Forschungslaboratorien bei sich tragen. ähneln sie Füllfederhaltern. Aus dem Grad der Entladung des Elektrometers kann man schließen, in welchem Maße sein Träger strahlenbelastet war.

Die **Auslösezählrohre** gehören zu den in der Technik an meisten verwendeten Detektortypen. In einer Metall- oder Glasröhre ist ein Draht axial gespannt (Bild 28a). Als Gegenelektrode dient die elektrisch leitende Innenwandung des Rohres, das mit einem Argon-Alkoholdampf-Gemisch gefüllt ist. Die auf den Elektroden gesammelte Ladung fließt über den Widerstand R_1 ab und ruft dort einen kurzzeitigen Spannungs-

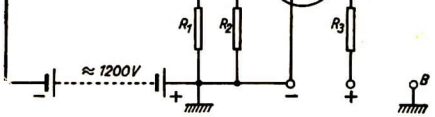


Bild 28a Zählrohr mit angeschlossener Röhre, die mit dem Verstärker verbunden ist

$C_1 = 50$ pF $\quad R_1 = 10^8$ bis $10^9\ \Omega$
$C_2 = 1000$ pF $\quad R_2 = 10^7\ \Omega$
$R_3 = 10^5\ \Omega$

abfall hervor. Dieser Spannungsimpuls wird dann elektronisch verstärkt und einem Zählwerk zugeführt. Dieses kann die absolute Anzahl der Spannungsimpulse (**Zählrate**) oder aber auch die **Impulsdichte** (Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit) registrieren. Im Rohr selbst nimmt der Alkoholzusatz im Verlaufe einiger umfangreicher Prozesse schließlich soviel Energie auf, daß die Gasfüllung mit dem noch verfügbaren Rest nicht mehr ionisierbar ist und die Entladung im Zählrohrvolumen ohne äußere Hilfe zum Erlöschen kommt. Man spricht von **selbstlöschenden Zählrohren**, die die nichtselbstlöschenden, bei denen z. B. nach jedem Impuls die Zählrohrspannung abgeschaltet werden mußte, fast vollständig verdrängt haben. Der Vorteil der selbstlöschenden Rohre liegt vor allem darin, daß sie nach einer Entladung schneller wieder in der Lage sind, den nächsten Impuls zu registrieren. Die **Totzeit** der Zählrohre, während der sie nach der Einleitung eines Impulses auf das nächste Strahlungsteilchen nicht ansprechen, liegt bei 10^{-4} Sekunden. In Bild 28b zeigen wir einige technische Ausführungen von Auslösezählrohren, die im VEB Vakutronik Dresden hergestellt werden.

In der **Wilsonschen Nebelkammer** kann man die Bahnspuren ionisierender Teilchen für das bloße Auge sichtbar machen. Im Prinzip wird bei ihnen ein Raum, der mit Wasserdampf gesättigt ist, plötzlich etwas

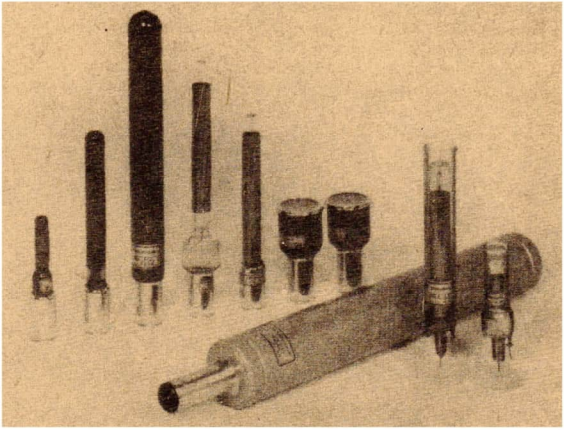


Bild 28b. Geiger-Müller-Zählrohre

vergrößert (Adiabatische Expansion). Dadurch kühlt er sich leicht ab und ist nun mit Dampf übersättigt. Die Kondensation erfolgt zunächst an den Ionen, die von der ionisierenden Strahlung in der Luft längs des Strahlungsweges gebildet wurden. Die Bahn des Strahlungsteilchens wird also durch einen Nebelstreifen markiert (vgl. Kondensstreifen der Flugzeuge). Bild 18 ist die Nebelkammeraufnahme eines α-Präparates.

Szintillationszähler gehören zu den vollkommensten Nachweisdetektoren der Strahlenmeßtechnik. Man läßt die zu messende Strahlung auf geeignete Phosphore fallen, die dadurch zu Lichtemission angeregt werden. Die Lichtblitze, die man früher mit dem bloßen Auge beobachten und zählen mußte, läßt man jetzt auf eine Photokatode fallen, wo sie Elektronen auslösen (Abschn. 1.2.4. Photoionisation).

Die freien Elektronen werden in einem **Sekundärelektronenvervielfacher** (SEV) beschleunigt und auf weitere Elektrodenbleche gelenkt, wo sie ihrerseits Kaskaden neuer Elektronen auslösen. Durch mehrfache Wiederholung dieses Vorganges erreicht man jetzt **Elektronenverstärkung** bis zu Faktoren 10^8! Die Zeitdauer eines Impulses kann dabei bis auf 10^{-9} Sekunden heruntergedrückt werden. Damit ist der Szintillationszähler in Verbindung mit SEV allen anderen Detektortypen weit überlegen! Allerdings geht wohl aus dieser kurzen Darstellung seiner Wirkungsweise schon hervor, daß sein Einsatz relativ großen elektronischen Aufwand erfordert, der nicht bei der Lösung *aller* Meßaufgaben gerechtfertigt ist.

Wir weisen Sie noch auf zwei chemische Methoden hin. Die bekannten **Filmdosimeter** finden Sie häufig an der Berufskleidung strahlengefährdeter Personen (z. B. Röntgenschwestern). Sie bestehen aus einer kleinen Kasette, die einen strahlenempfindlichen Film enthält. Aus der Schwärzung, die der Film nach seiner Entwicklung zeigt, ist die Strahlenbelastung zu erkennen, der sein Träger ausgesetzt war.

Für die Untersuchung einzelner Kernreaktionen eigenen sich gelegentlich auch die sogenannten **Kernspuremulsionen**. Ein solches Material wird — häufig auf eine Glasplatte aufgebracht — der zu untersuchenden Strahlung ausgesetzt. Die gewünschten Targetkerne werden in die Emulsion eingelagert. Findet dann eine Kernreaktion statt, so ionisieren die Reaktionspartner und die Folgeprodukte längs ihres Weges die Atome der Emulsion. Nach einem besonderen Entwicklungsverfahren kann man die Flugbahnen dann als geschwärzte Linien erkennen. Die Auswertung solcher Ergebnisse kann recht schwierig sein!

In Bild 29 zeigen wir Ihnen als Beispiel einer Kernspuraufnahme einen sogenannten „Zertrümmerungsstern", den ein Teilchen der kosmischen Strahlung in einer solchen Platte ausgelöst hat (Spallation).

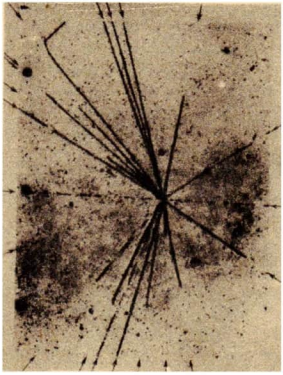


Bild 29

Kernspur in einer Fotoschicht (Zertrümmerungsstern)

Da die elektrisch ungeladenen Neutronen nicht ionisierend wirken können wie die übliche radioaktive Strahlung, muß ihr Nachweis auf dem Umweg über eine Kernreaktion erfolgen. Füllt man ein Zählrohr mit Bortrifluorid (BF_3), das möglichst noch mit dem im natürlichen Bor vorkommenden Isotop B 10 etwas angereichert ist, so werden eindringende Neutronen die Kernreaktion (59) auslösen. Das sekundär entstehende α-Teilchen kann seinerseits nun eine der bisher besprochenen Ionisationen einleiten. Damit ist der **Neutronennachweis** indirekt gelungen.

Zusammenfassung:

Auf der *Ionisation in Gasen* beruhen folgende wichtige Strahlendetektoren: Elektrometer, Ionisationskammer, Auslösezählrohr, Nebelkammer.

Die *Anregung in Festkörpern* wird im Szintillationszähler ausgenutzt. Auf der *chemischen Wirkung* radioaktiver Strahlen beruhen Filmdosimeter und Kernspurplatte.

3.2. Strahlenschutz

Der gesamte Problemkreis des Strahlenschutzes, der solch wichtige Teilgebiete umfaßt wie biologische und medizinische Strahlenwirkungen, Strahlenüberwachung, Dosimetrie (Strahlenmessung), Strahlungsabschirmung, militärische und juristische Überlegungen, ist ständigen und teilweise recht erheblichen Veränderungen unterworfen. Die Ursache liegt u. a. darin, daß insbesondere die medizinische und biologische Forschung als Grundlage für alle daraus resultierenden Folgemaßnahmen noch nicht über genügend langfristige Erfahrungen verfügt.

Von einer Strahlung, die auf eine Substanz oder ein biologisches Gewebe fällt, kann im wesentlichen nur der Teil eine Wirkung hervorrufen, der dort absorbiert wird.

Die **Strahlendosis** ist ein Maß für die von einem Stoff absorbierte Strahlungsmenge.

Dieser Begriff ist allerdings aus den oben genannten Gründen noch nicht völlig eindeutig definiert worden. Man ist sich insbesondere darüber klar, daß die biologische Wirksamkeit einer Strahlendosis nicht auf einfache Weise von physikalischen Grundgrößen abhängt. Daher verwendet man gegenwärtig, gewissermaßen als „vorläufige Lösung", zwei verschieden definierte **Dosiseinheiten**, die Einheiten der **Ionendosis** und der **Energiedosis**.

Wird in einem Volumenelement $\mathrm{d}V$, das mit Luft der Dichte ϱ_L angefüllt ist und daher die Masse $\mathrm{d}m_L = \varrho_L \cdot \mathrm{d}V$ enthält, durch irgendeine Strahlung infolge Ionisierung mittelbar oder unmittelbar die elektrische Ladung eines Vorzeichens $\mathrm{d}Q$ erzeugt, dann versteht man unter der **Ionendosis**

$$\boxed{J = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m_L} = \frac{1}{\varrho_L} \cdot \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V}} \tag{60}$$

den Quotienten aus dieser Ladung und der Masse der Luft. Die **Einheit der Ionendosis** ist das **Röntgen** (Kurzzeichen R)

$$\text{(XVI)} \qquad \boxed{1\ \mathrm{R} = 2{,}58 \,.\, 10^{-4}\ \mathrm{As/kg_{Luft}}}$$

Ein *Röntgen* ist die Strahlendosis, die durch Ionisation in 1 kg Luft positive und negative Ionenmengen (oder freie Elektronen) von je $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ As erzeugt.

Ist ein Körper einer Strahlung ausgesetzt, dann nimmt seine Dosis laufend zu. Man versteht unter der **Ionendosisleistung** die zeitliche Änderung der Dosis, der ein Körper ausgesetzt ist, also die Zunahme der Dosis pro Zeiteinheit

$$\boxed{j = \frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}t}} \tag{61}$$

$$\text{(XVI a)} \qquad [j] = 1\ \mathrm{R/s} = 2{,}58 \,.\, 10^{-4}\ \mathrm{A/kg_{Luft}}$$

Neben der Ionendosis ist weiterhin eingeführt die **Energiedosis**

$$\boxed{K = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}m} = \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V}} \tag{62}$$

die ähnlich wie Gl. (60) definiert ist, aber nicht die gebildete Ladung $\mathrm{d}Q$, sondern die absorbierte Energie $\mathrm{d}W$ enthält. Sie braucht nicht auf einen bestimmten Stoff bezogen zu werden, wie z. B. die Luft in Gl. (60).

Die **Einheit der Energiedosis** ist das **Rad** (Kurzzeichen rad):

$$\text{(XVII)} \qquad \boxed{1\ \text{rad} = 10^{-2}\ \text{Ws/kg}}$$

Wird von 1 kg eines Stoffes aus einer Strahlung die Energie 10^{-2} Ws absorbiert, so hat der Stoff die Strahlendosis 1 *Rad* aufgenommen.

Analog definiert man die **Energiedosisleistung**

$$\boxed{k = \frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}t}} \tag{63}$$

$$\text{(XVII a)} \qquad [k] = 1\ \text{rad/s} = 10^{-2}\ \text{W/kg}$$

Zwischen der Ionendosis und der Energiedosis bestehen komplizierte material- und energieabhängige Beziehungen. Man beschreibt sie durch den sogenannten g-Faktor, der speziellen Tabellen entnommen werden muß:

$$\boxed{K = g \cdot J} \tag{64}$$

$$[g] = \frac{\text{rad}}{\text{R}}$$

Für Luft beträgt $g_{\text{Luft}} = 0{,}88$ rad/R. Für grobe Abschätzungen genügt es meist auch in anderen Fällen, $g \approx 1$ rad/R anzunehmen.

Wenn auch die Energiedosis der biologischen Wirkung einigermaßen entspricht — wobei der Begriff „biologische Wirkung" gar nicht exakt definiert werden kann! — so hat man doch die Erfahrung machen müssen, daß auch gleiche Energiedosen bei sonst unterschiedlichen Bedingungen unterschiedliche Wirkungen hervorrufen. Daher mußten noch weitere Begriffe definiert werden. Die sozusagen **„biologische Dosiseinheit"** ist das **rem** (roentgen equivalent man). Man erhält sie, wenn man die Energiedosis mit der **relativen biologischen Wirksamkeit** (RBW) multipliziert.

Biologische Dosiseinheit

$$\frac{\text{Dosis}}{\text{rem}} = \frac{\text{Dosis}}{\text{rad}} \cdot \text{RBW} \tag{65}$$

Die RBW-Zahl liegt normalerweise zwischen 1 und 20 und ist speziellen Tabellenwerken zu entnehmen. Tabelle 8 gibt einige Beispiele.

Beachten Sie bitte:

Bei allen Strahlenschutzproblemen ist die rem-Einheit zugrunde zu legen!

Tabelle 8.
RBW-Faktoren, gültig für Dauerbestrahlung mit kleiner Dosisleistung

Röntgen-, β- und γ-Strahlen	1	α-Teilchen	10
Neutronen, thermisch[1]	3	Protonen	10
Neutronen, 1 MeV	10	schwere Rückstoßkerne	20
Neutronen, 10 MeV	6		

Jede Strahlenbelastung, die über das natürliche Maß (kosmische Strahlung, natürliche Radioaktivität der Erde usw.) hinausgeht, ist biologisch wirksam.

> Daher ist jeder Umgang mit energiereicher Strahlung unbedingt auf das notwendigste zu beschränken!

Beachten Sie dabei stets auch den Grundsatz (Bild 30):

> Großer Abstand ist der beste Strahlenschutz!

Bild 30
Warnsymbol für energiereiche Strahlung

Die natürliche Strahlenbelastung beträgt bis etwa 0,170 $\frac{\text{rem}}{\text{Jahr}}$. Nach internationalen Empfehlungen soll zusätzlich wenigstens für besondere Organe (Augenlinse, blutbildende Organe, Genitalien)

> eine höchstzulässige Wochendosis von 0,1 rem im Mittel nicht überschritten werden. Kann dieser Wert nicht eingehalten werden, dann darf innerhalb 13 aufeinanderfolgender Wochen eine Höchstdosis von 3 rem auftreten, wenn die Jahresdosis 5 rem und der von der Person in ihrem Leben aufgenommene **Grenzwert der Gesamtdosis**
>
> $$D/\text{rem} = 5 \cdot \left(\frac{n}{\text{Jahre}} - 18\right) \qquad (66)$$
>
> nicht überschritten werden (n ist hier das Lebensalter des Belasteten).

Daraus ist zu entnehmen, daß Jugendliche unter 18 Jahren überhaupt nicht strahlenbelastet werden dürfen! Wir wollen in diesem Zusammenhang auch ausdrücklich darauf hinweisen, daß die Entwicklung der

[1] Thermische Neutronen sind relativ langsam, ihre Energie liegt unter 1 eV.

letzten Jahre prinzipiell in der Richtung verlaufen ist, daß die zulässigen Dosen stets weiter eingeschränkt werden mußten! Auch in der DDR sind alle Fragen der Strahlenüberwachung und des Strahlenschutzes gesetzlich geregelt[1].

> Danach dürfen Personen ohne eine entsprechende Spezialausbildung und besondere Genehmigung prinzipiell keine Arbeiten oder Experimente mit energiereicher Strahlung (Radioaktiv oder Röntgen) durchführen.

Besondere Sorgfalt muß man beim Umgang mit sogenannten **offenen Präparaten** üben. Im Gegensatz zu den geschlossenen handelt es sich bei ihnen um aktive Substanzen, die nicht mit einer festen inaktiven Umhüllung versehen sind. Bei ihnen liegt die Gefahr nahe, daß durch Einatmen oder auf anderem Wege aktives Material in den menschlichen Körper gelangt (**Inkorporation**). Schon geringste Stoffmengen, geringste Aktivitäten, die man normalerweise vielleicht gar nicht „ernst nimmt", können dann wegen der dauernden unmittelbaren Berührung — man kann den Strahlenbereich nicht mehr verlassen! — im Laufe der Zeit zu gefährlichen Dosen führen.

Tabelle 9

Wirkung kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung des Menschen mit γ-Strahlen unterschiedlicher Dosis

Dosis/r	
<25	keine klinisch erkennbaren Schäden
50	Veränderung des Blutbildes
100	Erbrechen, Müdigkeit, allgemeines Krankheitsgefühl
150	Strahlenkrankheit bei 50% der betroffenen Personen
200	5% Todesfälle
225	Strahlenkrankheit bei 100%
400	50% Todesfälle innerhalb 30 Tagen
>600	100% Todesfälle

Aufgabe 18:

Mittels Überwachung durch Filmdosimeter wurde bei einem Mitarbeiter eines Kernforschungsinstitutes festgestellt, daß er bei seiner Arbeit mit thermischen Neutronen bei einer Arbeitszeit von 40 Stunden wöchentlich etwa $7 \cdot 10^{-2}$ rad im Gesamtkörper aufnimmt.

a) Schätzen Sie die mittlere Energiedosisleistung und die Zunahme der Ionendosis pro Woche ab.

[1] Im Bedarfsfalle müssen Sie sich daher genauestens über den neuesten Stand der gesetzlichen Bestimmungen orientieren.

b) Prüfen Sie, ob der Mitarbeiter seine Versuche, die auf 15 Wochen Gesamtdauer geschätzt werden, selbst abschließen darf oder ob er aus Strahlenschutzgründen abgelöst werden sollte.

Aufgabe 19:

Außerhalb eines Luftschutzgrabens mit Abdeckung liegt eine γ-Strahlung mit absolut tödlicher Dosisleistung von $\dot{j} = 1280$ R/h vor. Die Abdeckung aus Erde, Lehm und Holz von 1,10 m Stärke kann man sich in 7 Schichten zerlegt denken, von denen jede die auftreffende Strahlung bei ihrem Durchgang durch die Schicht auf die Hälfte schwächt. Schätzen Sie ab, welche Dosisleistung dann noch in den Schutzgraben eindringen würde. Könnte sich ein Mensch in diesem Graben 2 Stunden ohne Gefährdung aufhalten?

Zusammenfassung:

Ein Maß für die vom Stoff (insbesondere biologischem Gewebe) absorbierte Strahlungsmenge ist die Strahlendosis. Gegenwärtig werden Ionendosis (Einheit Röntgen) und Energiedosis (Einheit Rad) unterschieden. Speziell zur Beurteilung der biologischen Wirkung muß die Energiedosis mit der relativen biologischen Wirksamkeit (RBW) multipliziert werden. Die Einheit dieser „biologischen Dosis" ist das rem.

Der Quotient aus Dosiszunahme und Zeit heißt Dosisleistung.

Das Arbeiten mit energiereicher Strahlung ist nur Personen mit besonderer Spezialausbildung gestattet.

4. Anwendungen der Kernphysik

4.1. Nutzung der Kernenergie

4.1.1. Spaltungsreaktoren

In Abschnitt 1.3.2. (Bild 14) deuteten wir die prinzipielle Möglichkeit an, **Kernenergie** durch Spaltung schwerer Nuklide zu gewinnen. Die Kernreaktion (55) zeigte uns dann einen physikalisch vertretbaren Weg zur Realisierung eines solchen Programms.

Der erste **Kernreaktor**, der nach diesem Prinzip arbeitete, wurde am 2. 12. 1942 unter der Tribüne des Fußballstadions in Chikago von Fermi und seinen Mitarbeitern in Betrieb genommen. Er besaß keinerlei Strahlenschutz und keine Kühlung. Seine Wärmeleistung lag bei 2 Watt. In den etwas über 20 Jahren Entwicklung der **Kernenergietechnik** sind aus diesen Anfängen Milliardenobjekte mit über 650 MW thermischer Leistung entstanden!

Die Spaltungsreaktoren kann man nach ihrem Verwendungszweck unterteilen. Demzufolge unterscheidet man Forschungs-, Produktions- und Leistungsreaktoren.

Forschungsreaktoren sind starke **Neutronenquellen**. Sie enthalten besondere *Experimentierkanäle*, in denen man die gewünschten Targetmaterialien für Forschungszwecke oder zur Erzeugung größerer Mengen künstlich radioaktiver Nuklide einem hohen Strahlungsfluß bis zu etwa 10^{15} Neutronen pro Quadratzentimeter und Sekunde aussetzen kann. Ihre Wärmeleistung ist gering oder nicht ausnutzbar, weil die Temperaturen unter 100 °C liegen. Die DDR verfügt im Zentralinstitut für Kernphysik in Rossendorf über zwei Forschungsreaktoren. Der größere von ihnen (Bild 31) wurde 1956 von der Sowjetunion geliefert. Ein kleinerer Reaktor ist 1962 im Institut selbst entwickelt und gebaut worden.

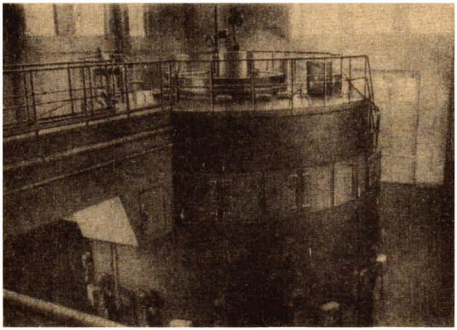


Bild 31. Der Kernreaktor in Rossendorf (Forschungsreaktor)

Produktionsreaktoren dienen in erster Linie militärischen Zwecken. Durch die **Kernreaktionen zur Spaltstoffgewinnung** (54a) und der Reaktion

$$\text{Th } 232\ (n, \gamma)\ \text{Th } 233 \xrightarrow{\beta^-} \text{Pa } 233 \xrightarrow{\beta^-} \text{U } 233 \qquad (67)$$

werden aus den in der Natur häufig vorkommenden Nukliden U 238 bzw. Th 232 künstlich die Kerne **Pu 239** bzw. **U 233** hergestellt, die einen besonders günstigen Wirkungsquerschnitt für Kernspaltung haben (ähnlich wie das natürliche U 235) und daher als neuer „Brennstoff" für Reaktoren in Frage kommen. Vor allem aber werden sie als Grundmaterial für Kernspaltungsbomben („gewöhnliche" Atombom-

ben, Abschn. 4.3.) verwendet. Bei den ersten Reaktortypen dieser Art, die in Amerika entstanden sind, wurde die dabei erzeugte Wärme durch das Wasser des Columbiaflusses abgeführt. Die neuere Entwicklung, die in England mit dem sogenannten Calder-Hall-Reaktor einsetzte, ging dann dazu über, Doppelzweckreaktoren zu schaffen, die neben der Spaltstoffgewinnung auch die Ausnutzung der Energie im Auge hatte. Dieser Umstand wurde von britischer Seite zum Anlaß genommen, den Calder-Hall-Typ als ersten wirtschaftlich arbeitenden Leistungsreaktor zu bezeichnen. Die gegenüber den „klassischen" Wärmekraftanlagen erhöhten Kosten der Energieerzeugung werden dabei durch die vorwiegend militärischen Aufwendungen mit getragen.

Leistungsreaktoren sind so konstruiert, daß die entstehende Wärme mit möglichst hohem Wirkungsgrad eingesetzt werden kann. Neben den *Kraftwerksreaktoren* für die Erzeugung elektrischer Energie (auf dem Umweg über Wärme!) kennt man besonders *Wärmereaktoren* für Heizungszwecke und *Antriebsreaktoren* für Schiffe. Das erste kernenergiegetriebene Schiff, das friedlichen Zwecken dient, der Eisbrecher „Lenin", wurde wie auch das erste Kernkraftwerk der Welt in der Sowjetunion entwickelt. Wärmereaktoren sind in den nordischen Ländern (Schweden) gebräuchlich. Der Kernantrieb bei Unterseebooten, der von den USA eingeführt wurde, bildet heute eine Grundlage der modernen Seekriegstrategie aller in Betracht kommenden Staaten.

Da infolge der sogenannten Spontanspaltungen, die verschiedene Ursachen haben können, oder des Einflusses der kosmischen Strahlung in einem Uranblock stets einige „vagabundierende" Neutronen vorhanden sind, kann man immer damit rechnen, daß irgendwo eine Spaltung stattfindet. Der kontinuierliche Betrieb eines Spaltungsreaktors ist aber nur dann gewährleistet, wenn von den pro Spaltakt entstehenden 3 Neutronen (manchmal sind es sogar nur 2, im Mittel 2,5) wenigstens eines eine weitere Kernspaltung im U 235 auslöst. Dieses Isotop U 235 ist im natürlichen Uran nur zu 0,7% enthalten. Sein Wirkungsquerschnitt für die Spaltung ist besonders groß für langsame (thermische) Neutronen. Da für diese außerdem der Einfangquerschnitt des U 238 (Anteil im natürlichen Uran fast 99,3%!) recht klein ist, kommt man demzufolge zum **Prinzip des thermischen Kernreaktors.**

Die bei der Kernspaltung des U 235 entstehenden hochenergetischen Neutronen ($W > 1$ MeV) müssen möglichst schnell bis auf thermische Energien ($W \approx 0{,}025$ eV) abgebremst werden, damit sie nicht vom U 238, das sich nur schwer spalten läßt, absorbiert werden können. Die langsamen Neutronen werden dann vorwiegend vom U 235 eingefangen und verursachen so eine weitere Spaltung. Die bei dem Spaltprozeß frei werdende Energie, die sich als kinetische Energie der Spaltprodukte bzw.

der Neutronen und als radioaktive Strahlung äußert, wird durch Stöße an die Atome der Bremssubstanz **(Moderator)** und der übrigen Reaktormaterialien abgegeben, die sich dabei erhitzen. Durch Kühlmittel wird die Wärme im allgemeinen über Wärmeaustauscher abgeführt[1].

Als Moderator für Neutronen kommen Materialien mit leichten Kernen in Betracht (H_2O, D_2O, C). Denken Sie z. B. an den Stoß einer schnellbewegten Billardkugel gegen eine ruhende gleicher Größe! Die ruhende Kugel wird die gesamte Bewegungsenergie der stoßenden übernehmen. Erfolgt der Stoß aber gegen eine erheblich größere Masse, z. B. die Bande des Billardtisches, dann wird die Kugel praktisch ohne Energieverlust reflektiert, also nicht gebremst.

Der Verwirklichung dieses Prinzips stehen gewisse Schwierigkeiten entgegen, von denen wir Ihnen nur einige andeuten wollen.

a) **Resonanzeinfang**

U 238 hat für bestimmte, eng begrenzte Neutronenenergien außerordentlich hohe Einfangquerschnitte (z. B. 25000 barn für $W \approx 6{,}7$ eV; **Resonanzstelle**). Die Neutronen werden im Verlaufe ihres Bremsprozesses auch solche „kritische" Energiewerte besitzen und können daher vom U 238 absorbiert werden, wenn sie mit ihm in Berührung kommen. Man baut daher häufig **heterogene Reaktoren**, bei denen die Moderatorsubstanz und das Spaltmaterial räumlich getrennt werden, so daß sich die Neutronen im Mittel gerade im Bremsmaterial befinden, wenn sie Resonanzenergien besitzen. Im Gegensatz dazu stehen die Typen, wo beide Substanzen **homogen** vermischt sind.

b) **Vergiftung**

Einige Spaltprodukte, die ja den Reaktor während seines Betriebes in zunehmendem Maße verunreinigen, haben für thermische Neutronen ganz extrem hohe Einfangquerschnitte. Für Xe 135 z. B. gilt der Wert $\sigma = 3{,}4 \cdot 10^6$ barn! Diese „Gifte" werden daher — auch wenn sie nur in Spuren vorliegen — einen erheblichen Teil der thermischen Neutronen absorbieren, ja, sie können die ganze Kettenreaktion zum Erliegen bringen! Dann hat der Reaktor eine „Xenon-Vergiftung"„ erlitten, von der er sich aber im Laufe eines Tages wieder „erholen" kann, da Xe 135 mit einer Halbwertszeit von 9,2 h in Cs 135 zerfällt.

c) **Leckverlust**

Ein Teil der Neutronen wird die **aktive Zone** des Reaktors durch die Oberfläche verlassen. Es ist leicht einzusehen, daß man diesen Verlust dadurch klein halten kann, daß man das Volumen der aktiven Zone und damit die Brennstoffmasse möglichst groß wählt. (Das Volumen

[1] In einer sowjetischen Konstruktion wird die Wärme durch Halbleiterthermoelemente direkt in elektrische Energie umgewandelt.

wächst in der dritten, die Oberfläche aber nur in der zweiten Potenz der linearen Vergrößerung.) Außerdem kann man ihn herunterdrücken, indem man die aktive Zone durch einen **Reflektor** begrenzt, der einen großen Teil der entweichenden Neutronen rückstreut.

Das Mindestvolumen, das man einhalten muß, damit der Leckverlust ohne Reflektor die Kettenreaktion nicht zum Erliegen bringt, heißt **kritische Größe** des Reaktors. Sie begrenzt den Spielraum der Konstruktionsmöglichkeiten nach der Seite kleiner Abmessungen. Wenn nun trotz aller Verluste für jedes spaltende Neutron in der nächsten „Neutronengeneration" wieder genau *ein* Neutron für die Spaltung zur Verfügung steht, dann läuft die Kettenreaktion im Reaktor gleichmäßig ab, der effektive Multiplikationsfaktor k_{eff} ist gleich 1, der Reaktor ist kritisch geworden. Solange $k_{eff} > 1$ ist, nehmen die Neutronenanzahl und mit ihr die Reaktorleistung zu, $k_{eff} < 1$ bringt den Reaktor zum Stillstand. Die erforderliche Reaktorregelung erreicht man durch Absorberstäbe aus Borstahl oder Kadmium, die man mehr oder weniger weit in die aktive Zone einführt und die dadurch einen mehr oder weniger großen Anteil vor allem der thermischen Neutronen absorbieren. Konstruiert man den Reaktor von vornherein so, daß er eine große Reaktivitätsreserve besitzt, daß sein k_{eff} ohne Absorberstäbe also sehr groß werden könnte (dazu braucht man die Anlage nur genügend groß anzulegen), dann kann man anfangs diese Reserve durch die Regelstäbe kompensieren und später damit der zunehmenden Vergiftung begegnen. Die Gifte ersetzen dann sozusagen einen Teil der Wirkung der Regelstäbe, die man daher im Laufe der Zeit immer weiter ausfahren muß.

Mit den Regelstäben kann in gewissen Grenzen auch die Leistung eingestellt werden, die man dem Reaktor zu entnehmen wünscht. Dazu läßt man den Reaktor kürzere oder längere Zeit anfahren, d. h., man stellt ein $k_{eff} > 1$ solange ein, bis die gewünschte Leistung erreicht ist, und geht erst dann zum kontinuierlichen Betrieb mit $k_{eff} = 1$ über.

Anstelle der anfangs beschriebenen Einteilung der Reaktoren nach ihrem Verwendungszweck kann man sie auch nach dem physikalischen Prinzip, auf dem sie beruhen, oder nach den verwendeten Reaktormaterialien vornehmen. Neben den ausführlicher erläuterten thermischen Reaktoren, die jetzt noch am weitesten verbreitet sind, kennt man auch schnelle und epithermische Typen. Bei ihnen lösen energiereiche oder mittelschnelle Neutronen die Spaltung aus.

Man spricht von Graphit-, Leichtwasser (H_2O)- oder Schwerwasser (D_2O)-Reaktoren, wenn man die Moderatorsubstanz besonders kennzeichnen will, und von gas-, wasser- oder natriumgekühlten Typen.

Der *Forschungsreaktor in Rossendorf* (Bild 31) ist vom Wasser—Wasser-Typ, d. h., gewöhnliches destilliertes Wasser wird sowohl als Bremssubstanz als auch als Kühlmittel verwendet. Er arbeitet mit angerei-

chertem[1] Uran, das uns die Sowjetunion liefert. Die aktive Zone ist von einem Wasserreflektor umgeben, der gleichzeitig gemeinsam mit 12,5 m dicken Betonwänden den Strahlenschutz gewährleistet. Die Reaktorleistung kann bis auf 2 MW gesteigert werden. Weitere technische Einzelheiten können Sie dem Prinzipschema Bild 32 entnehmen.

Leider gibt es in der Reaktortechnik noch eine ganze Reihe von Problemen, die entweder gar nicht oder nur unbefriedigend geklärt sind und einer umfassenden technischen Nutzung der Kernenergiegewinnung durch Spaltung gegenwärtig noch entgegenstehen. Dazu gehören

1. die Beseitigung der radioaktiven Spaltprodukte, die in größeren Mengen wegen der Strahlenbelastung zu einer Gefahr werden können und
2. der niedrige Stand der bisher erreichten Wirkungsgrade des Energieumsatzes, die die Kernenergie noch kostspielig erscheinen lassen.

An der Lösung solcher Probleme wird aber intensiv gearbeitet.

4.1.2. Hinweis auf Fusionsreaktoren

Aus mancherlei Gründen erscheint der Energiegewinn aus Fusionsprozessen erstrebenswerter als die technische Nutzung der Kernspaltung. Wasserstoff ist in so reichem Maße auf der Erde vorhanden, daß wohl alle Energiesorgen der Menschheit beseitigt werden könnten, gelänge es, die Wasserstoffusion gesteuert ablaufen zu lassen. Außerdem dürfte dabei das Problem der radioaktiven Rückstände wegfallen.

An sich würde der Fusionsprozeß von ganz allein ablaufen, wenn die Wasserstoffkerne (Protonen) als Reaktionspartner einander nahe genug gebracht würden. Ihre Abstoßung infolge ihrer elektrischen Ladung verhindert das aber, solange nicht extrem hohe Temperaturen vorliegen, bei denen die Teilchen mit genügend großer kinetischer Energie aufeinander prallen. Erhitzt man ein Wasserstoffgas, dann dissoziieren die H_2-Moleküle zunächst zu H-Atomen. Bei weiterer Temperatursteigerung führen die heftigen Stöße der Atome untereinander dazu, daß sie ihre Elektronen abstreifen und dann in ionisiertem Zustand vorliegen. Die Gasatome sind dann mehr und mehr mit Protonen und Elektronen vermischt. Diesen Zustand nennt man ein **Plasma**. Es ist makroskopisch gesehen nach wie vor eine elektrisch neutrale Substanz, nur seine Bestandteile tragen zum größten Teil Ladungen beiderlei Vor-

[1] Natürliches Uran besteht zu etwa 99,3% aus dem Uranisotop U 238 und zu 0,7% aus U 235. Da die Kernspaltung (55) mit U 235 erfolgen muß, verwendet man in Reaktoren häufig ein Isotopengemisch, in dem der Anteil dieses Isotops künstlich höher getrieben wurde. In Rossendorf sind es 10%. Solche Anreicherungsanlagen sind sehr kostspielig!

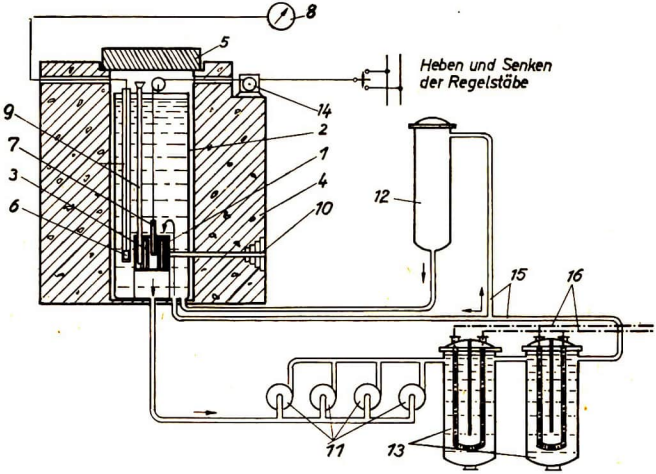


Bild 32. Prinzipschema des Kernreaktors in Rossendorf

Erläuterungen:

Hauptteile u. Strahlenschutz	1. Aluminiumbehälter, umschließt die aktive Zone
	3. Uranstäbe, angereichert, von moderierendem Wasser umgeben
	2. Reflektor und Strahlenschutz
	4. Betonmantel (Strahlenschutz)
	5. Eiserner Deckel
Überwachung und Regelung	6. Ionisationskammern zur Betriebsüberwachung
	8. Galvanometer für 6
	7. Borkarbidstäbe zur Regelung
	14. Antrieb für Regelstäbe
Nutzung	9. Vertikale Kanäle zur Aufnahme eines Targetmaterials
	10. Horizontale Kanäle zur Aufnahme eines Targetmaterials oder zum Austritt eines Neutronenstrahls
Kühlung	11. Pumpen
	12. Entgaser
	13. Wärmeaustauscher zwischen „aktivem" und „inaktivem" Kühlkreis
	15. Erster, aktiver Kühlkreislauf
	16. Zweiter, inaktiver Kühlkreislauf

zeichens. Da das Plasma z. B. in elektromagnetischen Feldern ein ganz anderes Verhalten zeigt als das neutrale Wasserstoffgas (die einzelnen Bestandteile werden unterschiedlich abgelenkt und erzeugen dadurch ihrerseits neue Felder), wird der Plasmazustand auch als vierter Aggregatzustand der Stoffe bezeichnet. Denkt man in kosmischen Maßstäben, dann ist

der Plasmazustand die weitaus am häufigsten auftretende Erscheinungsform der Materie!

Denken Sie nur an die Vielzahl selbstleuchtender Fixsterne wie unsere Sonne! Die **Plasmaphysik** als Ganzes und das Teilgebiet von ihr, das sich mit der Plasmabewegung in elektromagnetischen Feldern beschäftigt, die **Magnetohydrodynamik**, gehören gegenwärtig zu den interessantesten Forschungsgegenständen der Naturwissenschaft.

Um bei den hohen Temperaturen, die eine thermonukleare Fusionsreaktion erfordert, nicht zu hohe Drücke zu erhalten, muß man mit sehr geringen Dichten arbeiten. Als Zahlenbeispiel geben wir ihnen an:

Ein Fusionsreaktor würde bei einer Temperatur von 600 Millionen Grad Kelvin und einem Druck von 1 at mit einer Plasmadichte von $2 \cdot 10^{-8}$ kg/m³ auskommen müssen und dabei eine Leistungsdichte von $^1/_2$ kW/m³ erzeugen.

Von dieser Energie gehen dann etwa $^2/_3$ als Neutronen- oder Wellenstrahlung der direkten thermischen Nutzung verloren. Lediglich der Rest kann benutzt werden, um die Reaktionstemperatur aufrechtzuerhalten.

Um nun die Wärmebilanz möglichst günstig zu gestalten, könnte man prinzipiell an drei Wege denken:

1. große Gefäßdimensionen (mit *relativ* kleiner Oberfläche, also wenig Verlusten)
2. Drucksteigerung (zur Erhöhung der Leistungsdichte)
3. thermische Isolation zwischen Plasma und Gefäßwand.

Die erste Möglichkeit bedeutet praktisch, daß man in Sonnendimensionen arbeiten müßte (man will sozusagen einen Fixstern „nachbauen"). Der zweite Weg führt bei vertretbaren Gefäßdimensionen auf die Druckverhältnisse einer Wasserstoffbombe. (Für Drucke von 10 at braucht man noch immer das Erdvolumen!). So bleibt nur die dritte Perspektive. Man hofft, die Plasmateilchen durch geeignete Magnetfelder, die das Reaktionsvolumen umschließen, räumlich und thermisch weitestgehend isolieren zu können. Durch die Magnetfelder werden die geladenen Teilchen in gekrümmte Bahnen gezwungen, also reflektiert, ähnlich wie gewöhnliche Atome an einer Glaswand **(magnetische Flasche)**.

Aber selbst unter der Annahme sehr idealer Bedingungen, die heute bei weitem noch nicht zu verwirklichen sind, kommt man dabei auf die

Größenordnung „Kilometer" für den Reaktionsraum! Die Wärmeleistung eines solchen Kraftwerkes würde allerdings mit 400 GW höher sein als die Leistung aller gegenwärtigen Kraftwerke der USA zusammengenommen!

Noch gar nicht erwähnt wurde hier die Frage, wie denn ein solcher Fusionsreaktor erst einmal gezündet werden soll, d. h., wie die erforderliche Anfangstemperatur zu erreichen ist. Eine Spaltungs- oder H-Bombe kommt dafür nicht in Betracht, sie würde die Anlage sofort zerstören. Möglicherweise kann man auf Bahnen von einigen hundert Kilometern Länge spezielle Raketen gegeneinander schießen, die den Zündvorgang einleiten könnten. Das ganze Problem ist zur Zeit noch nicht zu übersehen. Mit seiner Lösung ist deshalb auch in den nächsten Jahren noch nicht zu rechnen.

Zusammenfassung:

Kernenergie kann durch Spaltung schwerer Nuklide und durch Fusion von Wasserstoffkernen (Protonen) gewonnen werden.

Spaltungsreaktoren dienen als Leistungsreaktoren der Energiegewinnung, als Forschungsreaktoren vorwiegend als Neutronenquellen zur Herbeiführung bestimmter Kernreaktionen und als Produktionsreaktoren zur Spaltstoffgewinnung.

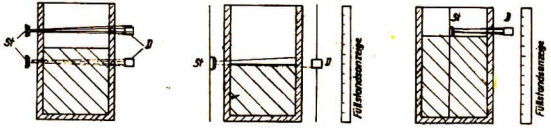
Fusionsreaktoren sind von ihrer technischen Verwirklichung noch sehr weit entfernt.

4.2. Nutzung der radioaktiven Strahlung

4.2.1. Nutzung der Wechselwirkung mit Stoffen

4.2.1.1. *Anwendung der Strahlenabsorption*

Eine einfache Anwendung radioaktiver Strahlung bilden die **Strahlenschranken**. Bei ihnen ist das ganze Meßprinzip auf eine einfache „ja"- oder „nein"-Aussage zurückgeführt, d. h., es wird lediglich festgestellt, ob oder wie oft Strahlung oberhalb einer gewissen Mindestintensität vorhanden ist, ohne über die Intensität der Strahlung im einzelnen Aussage zu machen. Hierher gehören z. B. einige Verfahren der Füllstandskontrolle, für die man wegen ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit fast immer γ-Strahlen einsetzt. Das Meßprinzip können Sie ohne weitere Erläuterung dem Bild 33 entnehmen. Es kann ebenso für festes Schüttgut Anwendung finden wie für Flüssigkeiten. Sie erkennen, daß man durch Nachschalten geeigneter Steuerorgane auf der Grundlage radioaktiver Durchstrahlung natürlich auch eine Füllstands*regelung* erreichen kann. Das Verfahren hat sich in der chemischen Industrie gut bewährt, da es mechanische Übertragungen aus dem nicht oder nur schwer zugänglichen Inneren der Behälter vermeidet.



Füllstandsregelung mit festen Strahlern (St) und Detektoren (D). (Die Schranken können z.B. den Zufluß steuern.)

Füllstandsmessung mit beweglichem Strahler (St) und Detektor (D), evtl. mit automatischer Nachführung verbunden.

Füllstandsmessung nach der Schwimmermethode. (Die Gefäßwand muß nur einmal durchstrahlt werden.)

Bild 33. Beispiele zur Füllstandskontrolle

Auf ähnlicher Grundlage arbeiten die Zugbremseinrichtungen, die im Bahnbetrieb einiger Braunkohletagebaue der DDR mit Erfolg eingesetzt wurden. An den Haltesignalen sind Co-60-Präparate von etwa 5 mCi Aktivität angebracht. Zeigt das Signal „Freie Fahrt", so wird das Präparat durch absorbierendes Material abgedeckt und ist unwirksam. Wenn die Strecke aber gesperrt oder das Signal ausgefallen ist, dann liegt quer zur Strecke eine „γ-Schranke". Überfährt nun der Lokführer aus irgendwelchen Gründen das Haltesignal, dann gerät der Zug in den Strahlenbereich. Auf der Lok ist ein Detektor angebracht und mit der Notbremse gekoppelt. Der Zug kommt also auf jeden Fall zum Stillstand, sobald der Detektor angesprochen hat. Der Vorteil einer solchen Sicherungsanlage liegt u. a. darin, daß sie auf der Strahlerseite von der Elektrizitätsversorgung unabhängig ist, weil die Strahlung des Präparats ja lediglich durch den Kernzerfall bedingt ist.

Gelegentlich wird in der Literatur auch auf Aufgaben für Strahlenschranken verwiesen, die man mit gleich gutem Erfolg durch herkömmliche Verfahren, z. B. Lichtschranken lösen könnte (Flaschenzähler in Brauereien und dgl.). *In solchen Fällen sollte man sich stets für das inaktive Verfahren entscheiden*, um unnötige Strahlenbelastung zu vermeiden!

Die **Gammadefektoskopie** dient der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung und ergänzt die Möglichkeiten, die der Einsatz von Röntgenstrahlen für diese Zwecke bietet. Das Prinzip der Methode entnehmen Sie dem Bild 34. Die Divergenz der Strahlenbündel sorgt dabei für eine vergrößerte Abbildung der Fehlerstelle auf einer photographischen Schicht, die als Strahlendetektor dient. Je nach der Dicke des durchstrahlten Materials, der Entfernung zwischen Quelle und Film und der Aktivität des Präparates schwanken die erforderlichen Belichtungszeiten in weiten Grenzen. Dem Bild 35 können Sie einige Werte für

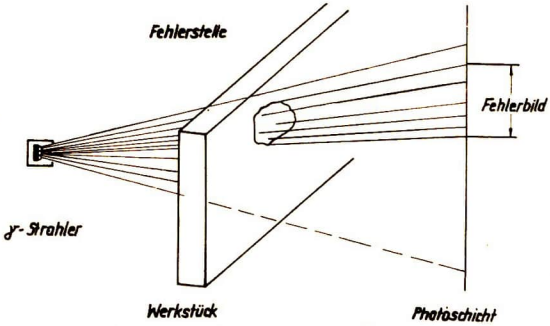


Bild 34a. Meßprinzip der γ-Defektoskopie

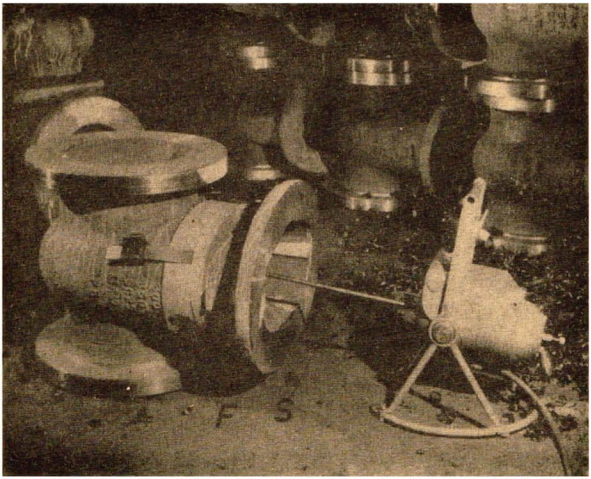


Bild 34b. Durchstrahlung eines Werkstücks mit Hilfe eines Werkstoffprüfgerätes des VEB Transformatoren- und Röntgenwerk Dresden
F = Film S = Stange mit radioaktivem Präparat am vorderen Ende

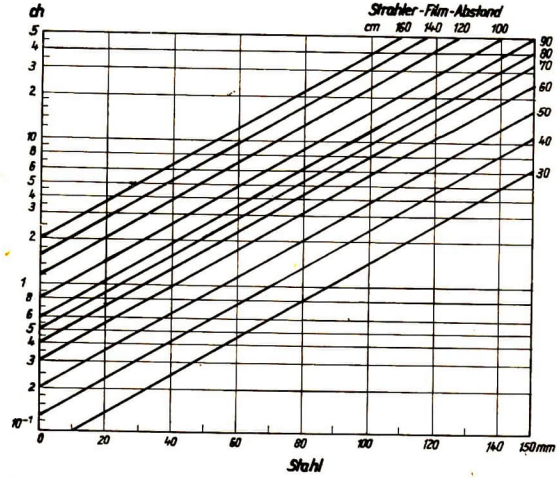


Bild 35. Belichtungsdiagramm für Co-60-Aufnahmen bei der Durchstrahlung von Stahl. (Belichtungszeiten in Curie-Stunden. Ersetzen Sie im Diagramm ch durch Cih).

Stahl als Absorbermaterial entnehmen. Dabei ist von einer sogenannten **Verstärkerfolie** über dem Film Gebrauch gemacht worden. Durch die Strahlen werden in ihr Elektronen ausgelöst, die ihrerseits zur Schwärzung des Filmmaterials beitragen.

Da ein Präparat nach allen Seiten strahlt, kann man natürlich im Gegensatz zu den Röntgenanlagen gleichzeitig mehrere Werkstücke untersuchen **(Panorama-Aufnahme)**. Dadurch wird der Nachteil der langen Belichtungszeiten wieder etwas kompensiert.

Etwas größeren Meßaufwand als die bisher beschriebenen Verfahren erfordern die **Dicken- oder Dichtemessungen**. Dabei können für sehr dünne Materialschichten auch α-Strahler verwendet werden. Ihr Einsatzbereich ist aber recht begrenzt. Daher benutzt man viel häufiger β-Strahlen mit Ionisationskammern als Detektor oder γ-Präparate mit Szintillationszählern. Diese Detektoren gestatten, bei diesen Strahlenarten relativ empfindlich Intensitätsschwankungen nachzuweisen. Nach Gl. (44) rührt eine solche Intensitätsschwankung im Falle konstanten

Strahleneinfalls von einer Änderung der Größe $\mu x = \mu' f$ her. Eine genaue Dickenmessung setzt also voraus, daß sich die Dichte des Stoffes nicht ändert, konstante Materialdicke gestattet dagegen die Kontrolle der Dichte.

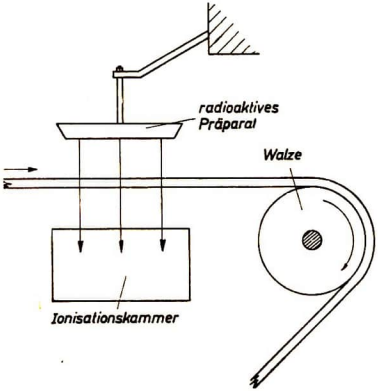


Bild 36a. Schema einer Beta-Dickenmeßanlage

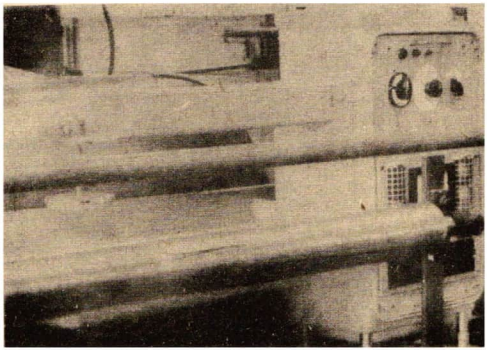


Bild 36b. Ansicht der Dickenmeßanlage

Diese Dickenmessung, die berührungslos ist, kann auch in den laufenden Produktionsprozeß eingebaut werden. Prüfen Sie einmal Ihren eigenen Tätigkeitsbereich daraufhin, ob nicht an irgendeiner Stelle eine solche Kontrolle sinnvoll eingesetzt werden könnte! Wir nennen Ihnen als Beispiel die laufende Fertigungskontrolle an Papiermaschinen und die Fülldichtebestimmung bei der Zigarettenherstellung.

Zum Schluß erwähnen wir noch, daß man die Absorption auch verwendet, um eine Strahlung mit periodisch schwankender Intensität herzustellen. Man läßt z. B. ein Flügelrad mit Bleibelägen im Strahlenweg rotieren, so daß die Strahlungsintensität periodisch geschwächt oder unterbrochen wird. Fällt eine solche niederfrequent modulierte Strahlung auf einen Detektor, so läßt sich die entstehende Wechselspannung wesentlich leichter elektronisch verstärken und weiterverwenden, als das mit der normalerweise entstehenden Gleichspannung der Fall ist.

4.2.1.2. *Anwendung der Strahlenstreuung*

Ist ein Meßobjekt nur von einer Seite her zugänglich, dann kommen Durchstrahlverfahren nicht in Betracht. Man verwendet die in Abschn. 2.1.4.2. erwähnte Rückstreuung der β- oder γ-Strahlung.

Das Verhältnis der Zahl der einfallenden Teilchen zur Zahl der reflektierten heißt **Rückstreukoeffizient** η. Er hängt sehr stark von dem rückstreuenden Material, insbesondere dessen Kernladungszahl Z, und der Energie der einfallenden Strahlung ab. Daher versucht man, die Strahlenrückstreuung zur Analyse des Streumaterials einzusetzen.

Man kann mit diesem Verfahren z. B. die Zusammensetzung von Zweistofflegierungen bestimmen, insbesondere dann, wenn sich die Kernladungszahlen der Legierungsbestandteile stark voneinander unterscheiden. Auch der Aschegehalt von Kohle ist auf diese Weise schon bestimmt worden.

Von größerer Bedeutung als der genannte Effekt scheint aber die Abhängigkeit des Rückstreukoeffizienten von der Dicke des reflektierenden Materials zu sein. Aus Bild 37a erkennen Sie, daß man unterhalb

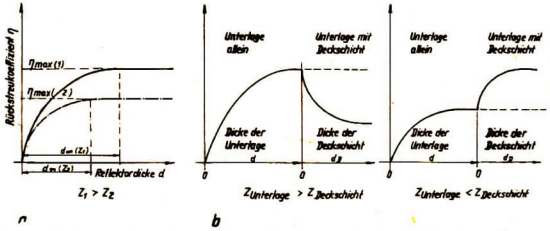


Bild 37. Rückstreukoeffizienten für Dicken- und Schichtdickenmessungen als Funktion der Reflektordicken und der Kernladungszahl Z

einer gewissen Grenzdicke d_∞ offenbar Dickenmessungen an einer reflektierenden Substanz vornehmen kann, die nur von einer Seite zugänglich zu sein braucht. Außerdem aber zeigt sich hier eine physikalisch begründete Möglichkeit, auch die Dicke von Auflageschichten auf einer festen Unterlage zu bestimmen. Dabei muß die Unterlage entweder stets die gleiche Dicke haben oder aber dicker sein als der Grenzwert d_∞. Die Auflageschicht darf dagegen diesen Grenzwert nicht erreichen. Beachten Sie, daß die Auflageschicht die Rückstreurate vergrößern, aber auch verringern kann gegenüber der Wirkung der unbeschichteten Unterlage. Das hängt vom Unterschied der Kernladungszahlen zwischen Unterlage und Deckschicht ab, da für die Rückstreuung (statistischer Effekt) doch nur die effektive Kernladungszahl (Mittelwert) der reflektierenden Substanzen maßgebend sein kann (Bild 37b).

Wir möchten Sie auch auf die Möglichkeiten hinweisen, die **Neutronenstreuung** technisch auszunutzen. Das geschieht vor allen Dingen zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes. Nach den Ausführungen in Abschn. 4.1.1. über die Neutronenmoderation muß der Wasserstoffkern recht gute Bremseigenschaften für schnelle Neutronen haben. Läßt man daher eine Strahlung hochenergetischer Neutronen, die man z. B. mit einer **Neutronenquelle** (Gl. 51) erzeugen könnte, auf die zu prüfende Substanz einwirken, so wird derjenige Bruchteil davon, der „thermisch" geworden ist, ein Maß für den Wasserstoff- und damit Feuchtigkeitsgehalt der Probe sein. Den Anteil thermischer Neutronen kann man mit Hilfe von Cd-Folien (Abschn. 2.2.1., letzter Absatz!) oder Neutronenzählrohren (Vgl. „Neutronennachweis") bestimmen.

Mit diesem Verfahren sind z. B. Baugrunduntersuchungen erfolgreich durchgeführt worden. Auch versucht man, den Fäulnisgrad von Telegraphenstangen auf diesem Wege zerstörungsfrei zu bestimmen.

4.2.1.3. *Anwendung der Strahlenwirkung auf die Stoffe*

Sowohl vom physikalischen als auch vom technischen, medizinischen und biologischen Standpunkt aus betrachtet ist die Strahlenwirkung auf die Stoffe ein außerordentlich umfangreiches Gebiet, das noch keineswegs völlig erforscht ist. Wir können daher auch in diesem Abschnitt nur andeutungsweise auf diese Dinge eingehen und beschränken uns dabei im wesentlichen auf die Fragen der praktischen Nutzung. Relativ übersichtlich ist die Anwendung der **Ionisation in Gasen**. Man kann sie beispielsweise benutzen, um den restlichen Gasdruck in Vakuumgefäßen zu bestimmen. Sie werden einsehen, daß die Erscheinungen, die wir Ihnen in Abschn. 3.1.1. für Detektoren mit Gasfüllung beschrieben haben, natürlich weitgehend vom Gasdruck abhängen. Bringt man daher ein geeichtes α-Präparat in eine geeignet konstru-

ierte Ionisationskammer, so wird der Ionisationsstrom ein Maß für die Gasdichte sein. α-Strahlen eignen sich deswegen besonders gut für solche Zwecke, weil für sie die Ionisierungsquerschnitte der meisten Atome recht groß sind. Solche Vakuummeter sind zur Messung hoher Drücke nicht geeignet.

Die ionisierende Wirkung der α-Strahlen in Gasen wird auch noch in anderer Weise ausgenutzt. Vielleicht ist Ihnen bekannt, daß sich im Zuge einer Reihe von Produktionsprozessen, z. B. in der Papier-, Kunststoff- und Textilindustrie, elektrische Aufladungen auf den Stoffbahnen recht störend bemerkbar machen können. Ionisiert man aber die Luft über solchen Materialien, macht man sie also elektrisch leitend, oder bläst man ionisierte Luftströme darüber hinweg, dann wird die Ladung weitgehend neutralisiert. Die Gefahr der elektrischen Zündung durch Funkenbildung, die Erscheinung der elektrostatischen Anziehung (Anhaften der Folien auf Walzen oder aneinander) und dergl. können damit beseitigt oder wenigstens stark vermindert werden.

Die Wirkung der Strahlung **auf** *Festkörper* liegt neben der Ionisierung und Anregung der Gitteratome **vor** allem bei der Erzeugung sogenannter **Gitterstörungen**. Man versteht darunter, daß der normale Aufbau der Kristallgitter z. B. dadurch gestört wird, daß ein Gitterbaustein durch ein eindringendes Strahlungsteilchen (Neutronen sind dabei besonders wirkungsvoll!) aus seiner Normallage herausgeschlagen wird. Der Vorgang ist mit einer Reihe von Folgeerscheinungen verknüpft, die sich z. T. in recht erheblichen Änderungen der einzelnen Festkörpereigenschaften auswirken. Manchmal gehen diese Veränderungen nach einer bestimmten Erholungszeit wieder zurück. Die thermische Bewegung der Gitteratome stellt den Normalzustand im Kristall mehr oder weniger gut wieder her.

Von besonderer Bedeutung ist diese Strahleneinwirkung auch auf **hochpolymere Plaste**, deren Struktur dadurch grundsätzlich beeinflußt werden kann. Die damit verbundene Änderung ihrer Eigenschaften kann u. U. für die chemische Technologie der Plaste und für ihren Einsatz von recht wesentlicher Bedeutung werden (Bild 38).

Wir möchten nicht versäumen, Sie zum Schluß noch auf Anwendungsmöglichkeiten der Bestrahlung in Medizin und Biologie hinzuweisen. Auf therapeutischem Gebiet versucht man insbesonders die Tatsache zu benutzen, daß kranke Körperstellen weniger widerstandsfähig gegen Strahlenbelastung sind als gesunde. Dadurch will man Krankheitsherde im Körper abtöten. Bei der Anwendung kann man zwischen Strahleneinwirkung — Kobaltkanone und dergl. als Ergänzung der Röntgentherapie — und der **Inkorporation** der Strahlenquellen unterscheiden. Jod z. B. lagert sich vorzugsweise in der Schilddrüse an.

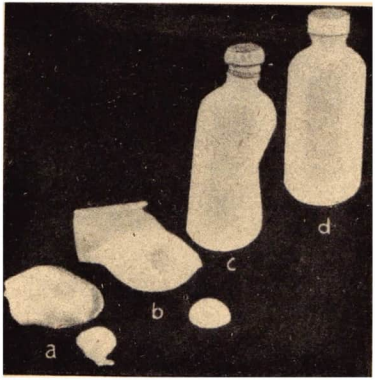


Bild 38. Einfluß der Bestrahlung auf die Wärmefestigkeit von Polyäthylen. Alle Flaschen wurden 15 Minuten lang auf 135 °C erwärmt.

a) Flasche ohne Bestrahlung

b) nach einer Dosis von $5 \cdot 10^6$ rad

c) nach 10^7 rad

d) nach $2 \cdot 10^7$ rad

Bestrahlt wurde mit Elektronen von 0,8 MeV

aus: Koch Radioaktive Strahlenquellen

Wird dem natürlichen Jod daher das aktive Isotop J 131 (Halbwertszeit 8 Tage) beigemengt, so kann man die Behandlung von Schilddrüsenerkrankungen durch Strahleneinwirkung unmittelbar am Objekt bei weitgehender Schonung des gesunden Gewebes durchführen, wobei die Bestrahlung im Verlaufe einiger Wochen von selbst abklingt.

In der Biologie arbeitet man gegenwärtig daran, die Bestrahlung für Züchtungszwecke in der Pflanzenwelt einzusetzen. Dabei benutzt man den Einfluß der Strahlung auf die Erbanlagen der Pflanzen. Auch die Abtötung von Parasiten und Bakterien für die Konservierung von Lebensmitteln, die Sterilisierung von Verbandsmaterial und Maßnahmen zur Seuchenbekämpfung finden in der Praxis bereits Anwendung. Die Entwicklung ist aber auch auf diesem Gebiet noch längst nicht abgeschlossen.

4.2.2. Indikatormethode

Neben den Anwendungsverfahren für radioaktive Strahlungen, bei denen entweder durch Stoffe die Strahlung beeinflußt oder die Wirkung der Strahlung auf Stoffe benutzt wird, besteht das zweite und praktisch schon gut ausgebaute Gebiet der **radioaktiven Indikatoren**. Dabei dient die Aktivität nur zur Markierung gewisser Substanzen, um bestimmte Vorgänge besser verfolgen zu können oder zur Altersbestimmung. Solche Methoden, bei denen man meist mit sehr geringen Aktivitäten auskommt, finden prinzipiell in Physik, Technik, Chemie, Biologie, Medizin und Landwirtschaft Anwendungen. Wir beschränken uns aber wieder auf wenige Beispiele.

Sehr weitgehend setzt man aktive Substanzen zur **Verschleißmessung** ein. Dem Untersuchungsobjekt werden dabei einige Radionuklide beigefügt bzw. wird es im Reaktor durch Neutronenbestrahlung selbst aktiviert. Aus der Aktivitätsabnahme beim Prüfling oder der -zunahme im Schmieröl oder dgl. kann man auf den Abnutzungsgrad schließen, ohne das Objekt zur Untersuchung längere Zeit außer Funktion setzen zu müssen. Die Abnutzung von Hochofenausmauerungen. von Kraftfahrzeugreifen, von Maschinenteilen oder Werkzeugen ist auf diese Weise relativ leicht zu bestimmen.

Will man Strömungs- oder Mischungsvorgänge aufklären, die vielleicht in einem unzugänglichen Rohrsystem oder Behälter ablaufen, so braucht man dem Prüfling ebenfalls nur eine aktive Substanz beizumengen. Deren Bewegung, Strömungsgeschwindigkeit und Anlagerungsstelle kann dann verhältnismäßig einfach verfolgt werden. Dabei braucht man häufig, abgesehen von chemischen Reaktionsmöglichkeiten, auf die Natur des Strahlers keine Rücksicht zu nehmen.

In anderen Fällen muß die **isotope Markierung** angewandt werden. Soll z. B. der Diffusionsvorgang in der Grenzschicht zweier verschiedener Substanzen untersucht werden — man kann damit u. a. über Korrosionsursachen und den Verlauf dieses Vorganges Aufschluß erhalten — dann muß der Strahler chemisch identisch mit dem Probematerial sein. Das trifft auch zu, wenn man die örtliche Verteilung der einzelnen Komponenten einer Legierung kennenlernen will. Chemie, Biologie und Medizin haben aus diesem Verfahren der markierten Atome schon sehr großen Nutzen ziehen können. Sie bedienen sich dabei häufig radiographischer Nachweismethoden, d. h., die aktiven Kerne zeigen ihre Anlagerungsstellen durch die Schwärzung photographischer Schichten selbst an. In Bild 39 zeigen wir Ihnen eine solche Aufnahme.

Als weitere Anwendungsmöglichkeit der Radioaktivität für friedliche Zwecke weisen wir Sie auf die Methoden zur **Altersbestimmung** hin. Ist z. B. ein Industrieerzeugnis in einem bestimmten Verhältnis durch

zwei Strahler mit unterschiedlichen Halbwertszeiten markiert worden, so kann man aus der Beobachtung der Aktivitäten auf die Änderung dieses Verhältnisses und damit auf das Alter des Objektes schließen. Das Verfahren kommt nur dort in Betracht, wo das Herstellungsdatum durch andere Etikettierung nicht vermerkt werden kann.

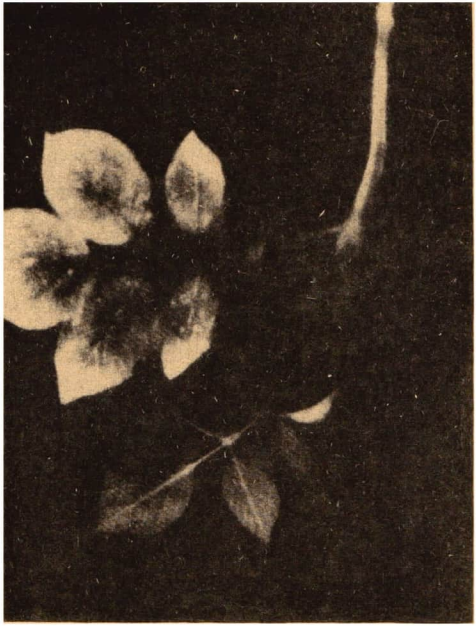


Bild 39. Autoradiographie
Das Bild zeigt die Verteilung von markiertem Kaliumphosphat im Stengel und in den Blättern einer Kartoffelpflanze
aus: Prospekt Kernforschung und Kerntechnik

Weitere Methoden zur Altersbestimmung, die wir nicht näher beschreiben wollen, sind in der archäologischen und geologischen Forschung verbreitet.

Zum Schluß möchten wir Sie nochmals daran erinnern, daß wir Ihnen nur Beispiele für die Anwendungsmöglichkeiten radioaktiver Nuklide nennen konnten. Wenn Sie bedenken, daß man die durch den Einsatz radioaktiver Substanzen jährlich bereits eingesparten Summen mit 1,5 Milliarden (alte) Rubel in der Sowjetunion, 5 Millionen Dollar in den USA und 3,5 Millionen Pfund Sterling in England beziffert, dann erkennen Sie, daß sich Ihnen als zukünftige Ingenieure in der DDR hiermit noch manche ungenutzte Rationalisierungsmöglichkeit anbietet!

Zusammenfassung:

Wichtigste Anwendungsmöglichkeiten der Strahlenabsorption sind Strahlenschranken, Gammadefektoskopie, Dicken- oder Dichtemessungen.

Streuverfahren werden zu Dicken- und Dichtemessung angewendet, wenn Meßobjekte nur von einer Seite her zugänglich sind.

Die Strahlenwirkung auf Stoffe werden zur Ionisation von Gasen (Vakuummeter, Beseitigung elektrischer Aufladungen),

zur Erzeugung von Gitterstörungen in Festkörpern (Plaste)

und zur Beeinflussung biologischer Vorgänge (Krebsbekämpfung, Pflanzenzüchtung) herangezogen.

Die Indikatormethode (markierte Atome) findet vielfältige Anwendung.

4.3. Hinweis auf militärische Anwendungen

Leider gestatten es die gesellschaftlichen Verhältnisse der Menschheit gegenwärtig noch nicht, die militärischen Einsatzmöglichkeiten der Kernphysik völlig außer acht zu lassen. Neben den Problemen des militärischen Strahlenschutzes und der Geländeverseuchung, auf die wir hier nicht näher eingehen, weisen wir Sie lediglich auf die Grundprinzipien der Kernspaltungs- und Fusionsbomben hin.

Zur Herstellung einer **Kernspaltungsbombe** braucht man eine so große Menge der spaltbaren Nuklide U 235, U 233 oder Pu 239 in möglichst reiner Form — also ohne Zusätze anderer Isotope —, daß die kritische Größe (vgl. Abschnitt 4.1.1.) überschritten wird. Dann löst nämlich eine einzige zufällige Kernspaltung die Explosion des gesamten vorliegenden Spaltmaterials aus. Der Multiplikationsfaktor der Kettenreaktion kann dabei fast $k_{eff} = 2{,}5$ betragen. (D. h. alle bei der Spaltung entstehenden Neutronen lösen ihrerseits neue Spaltungen aus. Es gibt kaum Neutronenverluste). Da man in diesem Falle auf die Neutronen-

moderation verzichten kann — es sind ja eben keine absorbierenden Fremdatome vorhanden! — würde beim vollständigen Umsatz der kritischen Masse, also der notwendigen Mindestmenge an Spaltmaterial, in weniger als 10^{-6} Sekunden auf kleinstem Raum die Energie 10^9 kWh frei!

Die ungewollte Selbstzündung der Bombe kann man verhindern, wenn das Spaltmaterial zunächst nur in **unterkritischen Massen** vorliegt, in denen der Leckfaktor erzwingt, daß der Multiplikationsfaktor $k_{eff} < 1$ ist. Zur Zündung müssen die Teile plötzlich fest vereinigt werden. Dann wird das Verhältnis Oberfläche/Volumen, und damit auch der Leckverlust kleiner. Die Reaktion kann ablaufen. Die theoretische Wirkung einer solchen Bombe wird allerdings nicht erreicht, weil sofort nach dem Einsetzen der Explosion die Spaltmasse wieder in zahlreiche unterkritische Massen auseinanderfliegt.

Die ersten Kernspaltungsbomben wurden 1945 von den USA in Japan eingesetzt. Dieser erste Bombentyp wird als **Nominalbombe** bezeichnet. Von der Gesamtenergie dieser Nominalbombe werden etwa 3% in Form von γ-Strahlung und 3% in Form schneller Neutronen frei. Diese Strahlung aktiviert die Umgebung und wirkt tödlich im Umkreis von etwa 1 km. In über 2 km Entfernung stellt die Strahlung keine besondere Gefahr mehr dar. 83% der Gesamtenergie wird in kinetische Energie der Spaltprodukte und in Wärme umgesetzt. Es entstehen Temperaturen in der Größenordnung 10^7 Grad Kelvin. Der Feuerball dehnt sich innerhalb einiger Zehntelsekunden unter Abkühlung auf etwa 7000 Grad Kelvin (Temperatur der Sonnenoberfläche!) auf über 100 m Durchmesser aus. Er kann Verbrennungen auf viele Kilometer Entfernung bewirken. Die restlichen 11% der Energie werden im Laufe der Zeit als radioaktive Strahlung der Spaltprodukte frei.

Die Wirkung der modernen Kernspaltungsbomben übertrifft die der Nominalbombe um ein Vielfaches.

Als man später das Spaltmaterial mit Neutronenreflektoren umgab, konnte man auch kleinere Sprengkörper auf der Grundlage der Kernspaltung herstellen. Sie sind unter der Bezeichnung **Taktische Kernwaffen** bekannt.

In einer **Fusionsbombe** („Wasserstoffbombe") wird die hohe Temperatur einer Spaltungsbombe dazu benutzt, um kurzzeitig eine thermonukleare Wasserstoffusion einzuleiten. Die dadurch freigesetzte Energiemenge übertrifft die Wirkung der Spaltungsbomben um Zehnerpotenzen! Außerdem kann man durch zahlreiche konstruktive Einzelheiten eine Reihe wesentlicher Nebenwirkungen erzielen. Ein Kobaltmantel um die H-Bombe z. B. würde auf Jahrzehnte hinaus die radioaktive Verseuchung großer Bereiche zur Folge haben.

Sie erkennen:

> Der Einsatz der wissenschaftlichen Erkenntnis der Menschheit kann von verantwortungslosen Mächten zur Vernichtung ganzer Völker, verbunden mit der Zerstörung ganzer Erdteile erfolgen. Er kann aber auch im Interesse des Bestandes der menschlichen Gesellschaft, ihres technischen und kulturellen Fortschritts, ihres Wohlergehens geschehen. Noch niemals in der Geschichte der Menschen ist ihre Verantwortung für die gesellschaftlichen Verhältnisse, unter denen sie leben, so zwingend deutlich geworden wie in unserer Gegenwart. Der Fortbestand des Menschengeschlechtes auf der Erde hängt ab vom Reifegrad seiner gesellschaftlichen Entwicklung.

Lösungen

1. Die allgemeine Lösung entspricht Gl. (1). Die benötigten relativen Atommassen finden Sie in der Tafel der Elemente, Anhang S. 7.

$M_H = 1{,}008; \quad M_U = 238{,}03$

$$m_H = \frac{1}{N_{A\,(H)}} = \frac{1\ \text{kg}}{6{,}02} \cdot 10^{-26} = \underline{1{,}66\ .\ 10^{-27}\ \text{kg}}$$

$$m_U = \frac{1}{N_{A\,(U)}} = \frac{238\ \text{kg}}{6{,}02} \cdot 10^{-26} = \underline{3{,}95\ .\ 10^{-25}\ \text{kg}}$$

$m_U/m_H = 238$

Die Massen der natürlichen Atome schwanken um mehr als zwei Größenordnungen!

2. Mit Hilfe der Gl. (2) setzen Sie an:

$$V_A \approx \eta\, V' = \eta \cdot \frac{1}{\varrho\, N_{A\,(Cu)}}; \qquad r_{Cu} = \sqrt[3]{\frac{3\, V_A}{4\,\pi}} = \sqrt[3]{\frac{3\,\eta}{4\,\pi\,\varrho\, N_{A\,(Cu)}}}$$

$$= \sqrt[3]{\frac{3\ .\ \eta\ .\ M_{Cu}\ .\ \text{kg}}{4\,\pi\ .\ 6{,}02\ .\ 10^{26}\,\varrho}} = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 0{,}74 \cdot \text{m}^3 \cdot 63{,}54\ \text{kg}}{4\pi \cdot 6{,}02 \cdot 10^{26} \cdot 8{,}9 \cdot 10^3\ \text{kg}}}$$

$$= \underline{1{,}28 \cdot 10^{-10}\ \text{m}}$$

Der berechnete Wert stimmt mit Meßergebnissen gut überein.

3. Die Geschwindigkeit v ist nur der 10^5te Teil der Lichtgeschwindigkeit c. Relativistische Rechnung ist daher nicht erforderlich. Die Wirkung $H \approx \frac{1}{2} m\, v^2 \cdot \Delta t \approx 10^{-25}\ \text{Ws}^2$ ist 10^9mal so groß wie h.

Der Vorgang liegt daher innerhalb des Gültigkeitsbereiches der klassischen Physik. Hätte man dagegen den einzelnen Zusammenstoß des Neutrons mit einem Uranatom betrachtet, dessen Zeitdauer und damit Wirkung erheblich kleiner ist, dann wäre das Ergebnis anders ausgefallen.

4. Aus Gl. (17) und der Grundbeziehung aus der Wellenlehre $\lambda\ .\ \nu = c$ ergibt sich allgemein $W_q = h\, c/\lambda \cdot W_{q1} \approx 5 \cdot 10^{-19}$ Ws; $W_{q2} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-19}$ Ws oder $W_{q1} \approx 3{,}1$ eV; $W_{q2} \approx 1{,}5$ eV

5. $R_H = \dfrac{m_e e^4}{8\,\varepsilon_0^2 h^3}$

$$= \frac{9{,}1 \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg} \cdot 1{,}6^4 \cdot 10^{-76}\,\mathrm{A^4\,s^4}}{8 \cdot 8{,}8542^2 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{A^2\,s^2\,V^{-2}\,m^{-2}} \cdot 6{,}6^3 \cdot 10^{-102}\,\mathrm{W^3\,s^6}}$$

$$= \frac{9{,}1 \cdot 6{,}58 \cdot 10^{19}}{8 \cdot 78{,}3 \cdot 288}\;\frac{\mathrm{kg\,A^2\,V^2\,s^2\,m^2}}{\mathrm{W^3\,s^6}} = \underline{3{,}3 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s^{-1}}}$$

6. $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}\,\mathrm{Ws^2} = \dfrac{6{,}6 \cdot 10^{-34}}{1{,}6 \cdot 10^{-19}}\,\mathrm{eVs} = 4{,}13 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{eVs}$

7. Aus den Gln. (15) und (18): $W_H = -\dfrac{R_H'}{n^2} = -\dfrac{h\,R_H}{n^2}$

$$W_H = -\frac{4{,}13 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{eVs} \cdot 3{,}3 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s^{-1}}}{n^2} = -\frac{13{,}6\,\mathrm{eV}}{n^2};\; n = 1, 2, 3 \cdots$$

$\underline{W_1 = -13{,}6\,\mathrm{eV};}$ $\underline{W_2 = -3{,}4\,\mathrm{eV}:}$ $\underline{W_3 = -1{,}5\,\mathrm{eV}:}$
$\underline{W_4 = -0{,}85\,\mathrm{eV}}$

Die Differenz ΔW zwischen zwei benachbarten Niveaus wird offenbar immer kleiner, je weiter außen die Niveaus liegen.

8. Aus Bild 12 entnimmt man die Grenzfrequenz $\nu_g \approx 4 \cdot 10^{19}\,\mathrm{s^{-1}}$. Gl. (24) liefert dann

$$U = h\,\nu_g/e = 4{,}13 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{eVs} \cdot 4 \cdot 10^{19}\,\mathrm{s^{-1}}/e$$
$$= 16{,}5 \cdot 10^4\,\mathrm{V} = \underline{165\,\mathrm{kV}}.$$

9. Nach Gl. (30) und (24):

$$m_q = W_q/c^2 = h\,\nu_g/c^2 = \underline{e\,U/c^2}.$$

$$m_q = \frac{5{,}6 \cdot 10^4\,\mathrm{V} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{As}}{9 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m^2/s^2}} \approx \underline{10^{-31}\,\mathrm{kg} \approx 1/10\,m_e}.$$

10. $W_G = m\,c^2 = 10^{-3}\,\mathrm{kg} \cdot 9 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m^2/s^2} = 9 \cdot 10^{13}\,\mathrm{Ws} = 2{,}5 \cdot 10^7\,\mathrm{kWh}$
(Diese Energie kostet zum Haushalttarif 2 Millionen MDN!)

$$m = W_G/c^2 = \frac{1\,\mathrm{eV}}{9 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m^2/s^2}} = \frac{1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{Ws}}{9 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m^2/s^2}} = \underline{1{,}78 \cdot 10^{-36}\,\mathrm{kg}}$$
$$\approx \underline{2 \cdot 10^{-6}\,m_e}.$$

Erst Energiebeträge in der Größenordnung Megaelektronenvolt sind mit der Elektronenruhmasse vergleichbar.

11. Der Massendefekt nach Gl. (33): $\Delta m = Z\,m_p + N\,m_n - m_\alpha \equiv \Delta m_\alpha$
Die Bindungsenergie nach Gl. (34): $|W_B| = c^2\,\Delta m_\alpha$

Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon:

$$\frac{|W_B|}{A} = \frac{c^2}{A} \Delta m_\alpha \qquad \Delta m_\alpha = 0{,}03031 \text{ ME (Abschn. 1.3.2.)}$$

$$\frac{|W_B|}{A} \approx \frac{9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}}{4} 0{,}03031 \text{ ME} \cdot 1{,}6592 \cdot 10^{-27} \frac{\text{kg}}{\text{ME}}$$

$$= 11{,}35 \cdot 10^{-13} \text{ Ws} = \underline{7{,}1 \text{ MeV}}$$

12. Für $A = 106$ liegt nach Gl. (32) das stabile N/Z-Verhältnis bei $(N/Z)_0 = 1{,}336$. Daher gilt für die vorgelegten Kerne:

	A	Z	N	N/Z	Vergleich	Aktivität: erwartete	Aktivität: tatsächliche
$^{106}_{45}$Rh	106	45	61	1,36	relat. Neutronen-Überschuß	β^-	β^-, γ
$^{106}_{47}$Ag	106	47	59	1,25	relat. Neutronenmangel	β^+	β^+, γ

α-Strahlung war wegen $A < 200$ nicht zu erwarten.

13. Die Strahlung besteht nach Bild 16 aus Positronen der kinetischen Energie $W_k = 0{,}97$ MeV. Nach Gl. (28) ist die Gesamtenergie dieses Teilchens die Summe aus der kinetischen und der Ruhenergie.

$m\,c^2 = m_e\,c^2 + W_K$. Daher verliert der Kern die Impulsmasse $m = m_e + W_K/c^2$. Da der Kern nach dem Strahlungsakt ein Proton weniger besitzt, verliert das Atom auch ein Elektron aus der Hülle. Daher ist der gesamte Massenverlust des Atoms $\Delta m_A = 2\,m_e + W_K/c^2$. Zur Zahlenrechnung verwendet man zweckmäßig das Ergebnis der Aufgabe 10

$$\Delta m_A \approx 2\,m_e + 0{,}97 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-6}\,m_e \approx \underline{3{,}9\,m_e \approx 3{,}5 \cdot 10^{-30} \text{ kg}}$$

14. Nach Aufgabe 11 beträgt die Bindungsenergie pro Nukleon im α-Teilchen etwa -7 MeV, nach Bild 14 für Deuteronen etwa $-1{,}1$ MeV. Für freie Nukleonen ist sie natürlich Null. Daher müßte jedem Nukleon des α-Teilchens erst Energie *zugeführt* werden, wenn sich die Bindung lösen soll.

15. a) In 30 Jahren vergehen 6 Halbwertszeiten. Die Aktivität sinkt demnach 6mal auf die Hälfte der vorhergehenden. (Geometrische Folge mit 7 Gliedern, dem Quotienten $q = 0{,}5$ und dem Anfangsglied 3,2 Ci)

$$S_7 = 3{,}2 \text{ Ci} \cdot (0{,}5)^6 = \frac{1}{64} \cdot 3{,}2 \text{ Ci} = 0{,}05 \text{ Ci}.$$

Die graphische Darstellung ergibt natürlich eine abklingende Exponentialfunktion. Zweckmäßig berechnen Sie dazu die Aktivitäten nach jeweils einer Halbwertszeit.

b) Man geht vor wie bei der Einführung der Halbwertszeit, berechnet aber jetzt die „Zehntelwertszeit" t_Z. $t_Z = \frac{\ln 10}{\lambda}$. λ bestimmt man aus Gl. (37) zu $\lambda = \frac{\ln 2}{t_H}$. Damit wird

$$t_Z = t_H \cdot \frac{\ln 10}{\ln 2} = 3{,}825 \text{ d} \cdot \frac{2{,}3}{0{,}69} = \underline{12{,}7 \text{ d}}$$

16. Nach Gl. (38) ist

$$S = 0{,}693 \frac{N}{t_H}$$

Man benötigt also die Anzahl N der in einem Gramm Radium enthaltenen Atome. Nach Gl. (1) ist

$$m_A = \frac{1}{N_A}$$

Andererseits ist aber die Gesamtmasse m das Produkt aus der Masse m_A des Einzelatoms und der Anzahl N der vorhandenen Atome.

$$m = N\, m_A.$$

Faßt man die drei Gleichungen zusammen, so erhält man

$$N = \frac{m}{m_A} = m\, N_A$$

$$\underline{\underline{S = 0{,}693 \cdot \frac{m\, N_A}{t_H}}}$$

$$S = \frac{0{,}693 \cdot 1 \text{ g} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{26}}{226 \text{ kg} \cdot 1600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 \text{ s}}$$

$$\underline{\approx 3{,}7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} = 1 \text{ Ci}}$$

17. a) Der radioaktive Radonkern geht unter Aussendung eines α-Teilchens in einen Poloniumkern über. Die Massenzahl verringert sich um 4, die Kernladungszahl um 2 Einheiten.

b) Der radioaktive Bleikern geht unter β^--Strahlung in Wismut über. Die Massenzahl bleibt dabei gleich, die Kernladungszahl erhöht sich um eine Einheit.

c) Es verläuft eine Austauschreaktion mit mehreren sekundären Teilchen. Uran 238 wird mit Kohlenstoff 12-Kernen beschossen und verwandelt sich in das Transuran Kalifornium 246. Dabei werden 4 Neutronen frei.

d) Durch Beschuß des Magnesiumisotops 25 mit Deuteronen entsteht das radioaktive Aluminium 27. Dieses ist ein Neutronenstrahler und verwandelt sich dabei in Al 26. Bei dem Strahlungsvorgang bleibt die Kernladung erhalten, aber die Massenzahl geht um eine Einheit zurück.

e) Wismut 209 wird mit Deuteronen beschossen, verwandelt sich dabei in Po 209 und gibt 2 Neutronen ab. Die Massenzahl bleibt also insgesamt erhalten, nur die Ladungszahl ist um eine Einheit gestiegen.

18. a) Mittlere Energiedosisleistung

$$\overline{K} = \frac{\Delta K}{\Delta t} = \frac{7 \cdot 10^{-2}\,\text{rad}}{4 \cdot 10\,\text{h}} = \underline{1{,}75 \cdot 10^{-3}\,\frac{\text{rad}}{\text{h}}};$$

Zunahme der Ionendosis:

$$\Delta J = \frac{1}{g}\,\Delta K \approx \underline{7 \cdot 10^{-2}\,\text{R}}$$

b) RBW für thermische Neutronen ist gleich 3 (Tabelle 8). Nach Gl. (65) gilt für die Aufnahme pro Woche:

$$\frac{D_1}{\text{rem}} = \frac{D_1}{\text{rad}} \cdot \text{RBW} = 7 \cdot 10^{-2} \cdot 3 = 0{,}21$$

Aufnahme in 13 Wochen: $D_{13} = 13\,D_1 = \underline{2{,}73\ \text{rem}}$. Das ist gerade noch zulässig, falls die Strahlenbelastung im übrigen Jahr erheblich kleiner ist. Die jährlich zugelassenen 5 rem gestatten nach Abschluß der Versuche für die restlichen etwa 40 Wochen des Jahres insgesamt nur etwa noch 1,5 rem.

19. Bei 7maliger Halbschwächung nimmt die Strahlendosis von 1280 R/h auf 10 R/h ab. Wir rechnen mit $g = 1$ rad/R und RBW $= 1$. In 2 Stunden würde ein im Schutzgraben befindlicher Mensch 20 R aufnehmen. Diese Dosis ist nicht gesundheitsgefährdend.

INHALTSVERZEICHNIS

0	Einleitung	3
1.	Der Aufbau des Atoms	5
1.1.	Das Atom als Baustein der Stoffe	5
1.1.1.	Atomare Kenndaten	5
1.1.2.	Kristalle, Moleküle, Atome, Elementarteilchen	8
1.1.3.	Zu den Grenzen der klassischen Physik	11
1.2.	Die Elektronenhülle des Atoms	16
1.2.1.	Das Rutherford-Bohrsche Atommodell des Wasserstoffs	17
1.2.2.	Hinweise auf die neuere Quantenmechanik	25
1.2.3.	Prinzipien für den Aufbau der Elektronenhülle der Atome	26
1.2.4.	Licht und Röntgenstrahlung	29
1.2.5.	Die relativistische Massenveränderlichkeit und der Dualismus Korpuskel-Welle (Materiewellen)	36
1.3.	Der Atomkern	45
1.3.1.	Systematik der Kerne	45
1.3.2.	Massendefekt und Bindungsenergie	48
1.3.3.	Hinweis auf Kernkräfte	51
1.3.4.	Zur philosophischen Deutung des Massendefektes	52
2.	Kernreaktionen	54
2.1.	Die Radioaktivität	54
2.1.1.	Grundtatsachen, Zerfallstheorie	54
2.1.2.	Statistik des Zerfalls	60
2.1.3.	Hinweis auf einige Eigenschaften der Strahlungsquellen	63
2.1.4.	Wechselwirkung zwischen Strahlung und Stoff	67
2.1.4.1.	Einige Wechselwirkungsprozesse	68
2.1.4.2.	Der Einfluß des Stoffes auf die Strahlung	69
2.2.	Künstliche Kernreaktionen	74
2.2.1.	Charakteristik der Reaktionen und Einteilungsprinzipien	74
2.2.2.	Beispiele für Kernreaktionen	77
2.2.3.	Hinweis auf Teilchenbeschleuniger	82

3. Strahlennachweis 86
3.1. Strahlennachweisgeräte 86
3.1.1. Allgemeine Prinzipien 86
3.1.2. Kurze Beschreibung einiger Strahlendetektoren 89
3.2. Strahlenschutz 92
4. Anwendungen der Kernphysik 97
4.1. Nutzung der Kernenergie 97
4.1.1. Spaltungsreaktoren 97
4.1.2. Hinweis auf Fusionsreaktoren 102
4.2. Nutzung der radioaktiven Strahlung 105
4.2.1. Nutzung der Wechselwirkung mit Stoffen 105
4.2.1.1. Anwendung der Strahlenabsorption 105
4.2.1.2. Anwendung der Strahlenstreuung 110
4.2.1.3. Anwendung der Strahlenwirkung auf die Stoffe 111
4.2.2. Indikatormethode 114
4.3. Hinweis auf militärische Anwendungen 116
Lösungen der Übungsaufgaben 119

Lehrmaterial für das Fachschulfernstudium

Anhang

zum Lehrbrief Physik 10

1. Ausgabe

Atomphysik

Gleichungen, Einheiten, Tafeln

Institut für Fachschulwesen
der Deutschen Demokratischen Republik
Karl-Marx-Stadt

INHALTSVERZEICHNIS

Tafel		Seite
1	Gleichungen	1
2	Einige Einheiten	3
3	Einige Atomare Daten	4
4	Ladung und Ruhmasse einiger Elementarteilchen und Kerne	4
5	Zusammenstellung der wichtigsten Symbole für physikalische Größen	5
6	Tafel der Elemente	7
7	Das Periodensystem der Elemente	8

Nr.	Bezeichnung	Gleichung	Seite
(31)	Massenzahl eines Atomkerns	$A = Z + N$	46
(32)	Stabilitätsbedingung für Atomkerne	$\frac{N}{Z} \approx 1 + 0{,}015\, A^{2/3} \quad (A < 250)$	47
(33)	Massendefekt eines Kerns	$\Delta m = Z\, m_p + N\, m_n - m_K$	48
(34)	Bindungsenergie eines Atomkerns	$\lvert W_B \rvert = c^2\, \Delta m$	49
(36)	Radioaktives Zerfallsgesetz	$N = N_0\, e^{-\lambda t}$	61
(37)	Halbwertszeit eines radioaktiven Präparats	$t_H = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}$	62
(38)	Aktivität eines radioaktiven Präparats	$S = \lambda N = \ln 2 \cdot \frac{N}{t_H}$	62
(44)	Absorptionsgesetz	$I = I_0\, e^{-\mu_\gamma x}$	70
(45)	für γ-Strahlung	$= I_0\, e^{-\mu'_\gamma l}$	70
(46)	Empirische Absorptionsbeziehung für β-Strahlung	$I = I_0\, e^{-\mu'_\beta l}$ $(W_{\max} \leqq 2\ \text{MeV})$	71
(60)	Ionendosis	$J = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m_L} = \frac{1}{\varrho_L} \cdot \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V}$	93
(61)	Ionendosisleistung	$j = \frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}t}$	93
(62)	Energiedosis	$K = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}m} = \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V}$	93
(63)	Energiedosisleistung	$k = \frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}t}$	94
(65)	Biologische Dosis	$\frac{\text{Dosis}}{\text{rem}} = \frac{\text{Dosis}}{\text{rad}} \cdot \text{RBW}$	94
(66)	Zulässige Grenzdosis für n Lebensjahre	$D/\text{rem} = 5\left(\frac{n}{\text{Jahre}} - 18\right)$	95

Tafel 2
Einige Einheiten

Nr.	Bezeichnung	Einheit	Seite
VIII	Energieeinheit Elektronenvolt	$1\ \mathrm{eV} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{Ws}$ $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \frac{\mathrm{kg\ m^2}}{\mathrm{s^2}}$ Ein Elektronenvolt ist die Energie, die ein Elektron aufnimmt, wenn es durch eine Spannung von einem Volt beschleunigt wird.	24
X	Atomare Masseneinheit	$1\ \mathrm{ME} = 1{,}6592 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg}$ Eine atomare Masseneinheit ist $^1/_{12}$ der Masse des Kohlenstoffisotops C 12.	48
XV	Aktivitätseinheit Curie	$1\ \mathrm{Ci} = 3{,}700 \cdot 10^{10}\ \mathrm{s^{-1}}$ Eine radioaktive Substanz, in der pro Sekunde $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Zerfälle stattfinden, hat die Aktivität ein Curie.	62
XVI	Einheit der Ionendosis Röntgen	$1\ \mathrm{R} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \frac{\mathrm{As}}{\mathrm{kg_{Luft}}}$ Ein Röntgen ist die Strahlendosis, die durch Ionisation in 1 kg Luft positive und negative Ionenmengen (oder freie Elektronen) von je $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ As erzeugt.	93
XVI a	Einheit der Ionendosisleistung Röntgen/Sekunde	$1\ \mathrm{R/s} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{A/kg_{Luft}}$ Ein Körper, der in jeder Sekunde die Dosis ein Röntgen aufnimmt, ist der Ionendosisleistung 1 R/s ausgesetzt.	93
XVII	Einheit der Energiedosis Rad	$1\ \mathrm{rad} = 10^{-2}\ \mathrm{Ws/kg}$ Ein Körper, der aus einer energiereichen Strahlung pro Kilogramm seiner Substanz 10^{-2} Ws absorbiert, nimmt die Dosis ein Rad auf.	94

Tafel 2 (Fortsetzung)

Nr.	Bezeichnung	Gleichung	Seite
XVII a	Einheit der Energiedosisleistung Rad/Sekunde	1 rad/s = 10^{-2} W/kg Ein Körper, der aus einer energiereichen Strahlung pro Kilogramm seiner Substanz 10^{-2} W absorbiert, ist der Energiedosisleistung 1 rad/s ausgesetzt.	94

Tafel 3
Einige atomare Daten

Nr.	Bezeichnung	Größe	Seite
I	Avogadrokonstante	$N_A = \frac{6{,}02 \cdot 10^{26}}{M\ \mathrm{kg}}$	6
II	Elementarladung	$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As	9
IV	Elementares Wirkungsquantum	$h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Ws²	14
IX	(Plancksche Konstante)	$= 4{,}13 \cdot 10^{-15}$ eVs	25
V	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$c = 2{,}997 \cdot 10^{8}$ m/s $\approx 3 \cdot 10^{8}$ m/s	15
VI	Influenzkonstante	$\varepsilon_0 = 8{,}859 \cdot 10^{-12} \frac{\mathrm{As}}{\mathrm{Vm}}$ $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \approx 9 \cdot 10^{9} \frac{\mathrm{Vm}}{\mathrm{As}}$	17
VII	Rydbergfrequenz für Wasserstoff	$R_H \approx 3{,}3 \cdot 10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$	21

Tafel 4
Ladung und Ruhmasse einiger Elementarteilchen und Kerne

Bezeichnung	Ladung	Ruhmasse in kg	Ruhmasse in ME	Seite
Elektron	— e	$9{,}11 \cdot 10^{-31}$	0,000548	9/48
Proton	+ e	$1{,}67235 \cdot 10^{-27}$	1,00726	48
Neutron	—	$1{,}67466 \cdot 10^{-27}$	1,00861	48
Deuteron	+ e	$3{,}34305 \cdot 10^{-27}$	2,014	49
Alpha-Teilchen	+ 2e	$6{,}64 \cdot 10^{-27}$	4,00146	48

Tafel 5

Zusammenstellung der wichtigsten Symbole für physikalische Größen
aus Lehrbrief 10

Symbol		Größe	eingeführt auf Seite
A		Ablösearbeit	24
A		Massenzahl eines Kerns	46
C		Integrationskonstante	19
D		Gesamtdosis	95
F		Kraft	13
G		Gewicht	19
I		Intensität einer Strahlung	69
J		Ionendosis	93
K		Energiedosis	93
M		relative Molekülmasse (alte Bezeichnung: Molekulargewicht)	6
N		Neutronenzahl eines Kerns	46
N		Anzahl radioaktiver Kerne	60
N_A		Avogadrokonstante	6
Q		Ladung	17
Q		Wärmeenergie	34
R		Rydbergfrequenz	21
R'		Rydbergfrequenz mal Wirkungsquantum	20
S		Aktivität	62
U		Beschleunigungsspannung	23
V		Volumen	7
W		Energie	
	$W(x)$	Bindungsenergie	13
	W_p	potentielle Energie	19
	W_k	kinetische Energie	20
	W_q	Quantenenergie	21
	W_G	relativistische Gesamtenergie	39
Y		Teilchenstromstärke	69
Z		Kernladungszahl	17
c		Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	15
d		Dicke eines Stoffes	70
e		Elementarladung	9
f		Flächendichte	70
g		Erdbeschleunigung	13

Tafel 5 (Fortsetzung)

Symbol	Größe	eingeführt auf Seite
h	Plancksche Konstante	14
h	Höhe	19
j	Ionendosisleistung	93
k	Energiedosisleistung	94
k	Federkonstante	13
m	Masse, oft speziell Impulsmasse	7 bzw. 37
m	mit Index: Ruhmasse	37
m	Quantenzahl	21
n	Laufzahl	7
n	Quantenzahl	19
n_T	Targetkonzentration	76
p	Impuls	39
p	Bruchteil	73
r	Radius	7
r	Abstandskoordinate	17
t	Zeit	15
t_H	Halbwertszeit	61
v	Geschwindigkeit	15
x, y	Ortskoordinaten	12
ε_0	Influenzkonstante	17
η	Rückstreukoeffizient	110
λ	Wellenlänge	24
λ	Zerfallskonstante	60
μ	linearer Schwächungskoeffizient	69
μ'	Massenschwächungskoeffizient	70
ν	Frequenz	13
ν_g	Röntgengrenzfrequenz	30
ϱ	Dichte eines Stoffes	7
σ	Wirkungsquerschnitt	76

Tafel 6. Tafel der Elemente

Element	Symbol	Ordnungszahl	relative Atommasse *	Element	Symbol	Ordnungszahl	relative Atommasse *
Actinium	Ac	89	227	Natrium	Na	11	22,9898
Aluminium	Al	13	26,9815	Neodym	Nd	60	144,24
Americium	Am	95	(241)	Neon	Ne	10	20,183
Antimon	Sb	51	121,75	Neptunium	Np	93	(239)
Argon	Ar	18	39,948	Nickel	Ni	28	58,71
Arsen	As	33	74,9216	Niob	Nb	41	92,906
Astat	At	85	(211)	Nobelium	No	102	(254)
Barium	Ba	56	137,34	Osmium	Os	76	190,2
Berkelium	Bk	97	(243)	Palladium	Pd	46	106,4
Beryllium	Be	4	9,0122	Phosphor	P	15	30,9738
Blei	Pb	82	207,19	Platin	Pt	78	195,09
Bor	B	5	10,81	Plutonium	Pu	94	(239)
Brom	Br	35	79,91	Polonium	Po	84	210
Cadmium	Cd	48	112,40	Praseodym	Pr	59	140,907
Calcium	Ca	20	40,08	Promethium	Pm	61	(147)
Californium	Cf	98	(246)	Protactinium	Pa	91	231
Cäsium	Cs	55	132,905	Quecksilber	Hg	80	200,59
Cer	Ce	58	140,12	Radium	Ra	88	226,05
Chlor	Cl	17	35,45	Radon	Rn	86	222
Chrom	Cr	24	51,996	Rhenium	Re	75	186,2
Curium	Cm	96	(248)	Rhodium	Rh	45	102,905
Dysprosium	Dy	66	162,50	Rubidium	Rb	37	85,47
Einsteinium	Es	99	(254)	Ruthenium	Ru	44	101,07
Eisen	Fe	26	55,85	Samarium	Sm	62	150,35
Erbium	Er	68	167,26	Sauerstoff	O	8	15,9994
Europium	Eu	63	151,96	Scandium	Sc	21	44,956
Fermium	Fm	100	(253)	Schwefel	S	16	32,06
Fluor	F	9	18,9984	Selen	Se	34	78,96
Francium	Fr	87	(223)	Silber	Ag	47	107,87
Gadolinium	Gd	64	157,25	Silicium	Si	14	28,09
Gallium	Ga	31	69,72	Stickstoff	N	7	14,0067
Germanium	Ge	32	72,59	Strontium	Sr	38	87,62
Gold	Au	79	196,967	Tantal	Ta	73	180,948
Hafnium	Hf	72	178,49	Technetium	Tc	43	(99)
Helium	He	2	4,0026	Tellur	Te	52	127,60
Holmium	Ho	67	164,930	Terbium	Tb	65	158,924
Indium	In	49	114,82	Thallium	Tl	81	204,37
Iridium	Ir	77	192,2	Thorium	Th	90	232,038
Jod	J	53	126,9044	Thulium	Tm	69	168,934
Kalium	K	19	39,102	Titan	Ti	22	47,90
Kobalt	Co	27	58,9332	Uran	U	92	238,03
Kohlenstoff	C	6	12,011	Vanadin	V	23	50,942
Krypton	Kr	36	83,80	Wasserstoff	H	1	1,00797
Kupfer	Cu	29	63,54	Wismut	Bi	83	208,980
Lanthan	La	57	138,91	Wolfram	W	74	183,85
Lawrencium	Lw	103	(257)	Xenon	Xe	54	131,30
Lithium	Li	3	6,939	Ytterbium	Yb	70	173,04
Lutetium	Lu	71	174,97	Yttrium	Y	39	88,905
Magnesium	Mg	12	24,312	Zink	Zn	30	65,37
Mangan	Mn	25	54,9381	Zinn	Sn	50	118,69
Mendelevium	Md	101	(256)	Zirkonium	Zr	40	91,22
Molybdän	Mo	42	95,94				

* Die relative Atommasse ist bezogen auf ^{12}C.

Für die künstlich hergestellten Elemente wurde in eckigen Klammern die Massenzahl des langlebigsten bekannten Isotops angegeben.

Tafel 7

Das Periodensystem der Elemente (Kurzperiodensystem)

Periode	Schalenbesetzung	Gruppe I H	Gruppe I N	Gruppe II H	Gruppe II N	Gruppe III H	Gruppe III N	Gruppe IV H	Gruppe IV N	Gruppe V H	Gruppe V N	Gruppe VI H	Gruppe VI N	Gruppe VII H	Gruppe VII N	Gruppe VIII H	Gruppe VIII N
1.	1. K	1 H 1,00797														2 He 4,0026	
2.	1. ··· 2. K ··· L	3 Li 6,939		4 Be 9,0122		5 B 10,81		6 C 12,011		7 N 14,0067		8 O 15,9994		9 F 18,9984		10 Ne 20,183	
3.	1. ··· 3. K ··· M	11 Na 22,9898		12 Mg 24,312		13 Al 26,9815		14 Si 28,09		15 P 30,9738		16 S 32,06		17 Cl 35,45		18 Ar 39,948	
4.	1. ··· 4. K ··· N	19 K 39,102	29 Cu 63,54	20 Ca 40,08	30 Zn 65,37	31 Ga 69,72	21 Sc 44,956	32 Ge 72,59	22 Ti 47,90	33 As 74,9216	23 V 50,942	34 Se 78,96	24 Cr 51,996	35 Br 79,91	25 Mn 54,9381	36 Kr 83,80	26 Fe 55,85 / 27 Co 58,9332 / 28 Ni 58,71
5.	1. ··· 5. K ··· O	37 Rb 85,47	47 Ag 107,87	38 Sr 87,62	48 Cd 112,40	49 In 114,82	39 Y 88,905	50 Sn 118,69	40 Zr 91,22	51 Sb 121,75	41 Nb 92,906	52 Te 127,60	42 Mo 95,94	53 J 126,9044	43 Tc (99)	54 Xe 131,30	44 Ru 101,07 / 45 Rh 102,905 / 46 Pd 106,4
6.	1. ··· 6. K ··· P	55 Cs 132,905	79 Au 196,967	56 Ba 137,34	80 Hg 200,59	81 Tl 204,37	57 La 138,91 [•]	82 Pb 207,19	72 Hf 178,49	83 Bi 208,980	73 Ta 180,948	84 Po 210	74 W 183,85	85 At (211)	75 Re 186,2	86 Rn 222	76 Os 190,2 / 77 Ir 192,2 / 78 Pt 195,09
7.	1. ··· 7. K ··· Q	87 Fr (223)		88 Ra 226,05			89 Ac 227	•									

•	58—71 Lanthaniden (Seltene Erden)	58 Ce 140,12	59 Pr 140,907	60 Nd 144,24	61 Pm (147)	62 Sm 150,35	63 Eu 151,96	64 Gd 157,25	65 Tb 158,924	66 Dy 162,50	67 Ho 164,930	68 Er 167,26	69 Tm 168,934	70 Yb 173,04	71 Lu 174,97
•	90—103 Actiniden	90 Th 232,038	91 Pa 231	92 U 238,03	93 Np (239)	94 Pu (239)	95 Am (241)	96 Cm (243)	97 Bk (243)	98 Cf (246)	99 Es (254)	100 Fm (253)	101 Mv (256)	102 No (254)	103 Lw (257) (?)

Die relative Atommasse ist bezogen auf ^{12}C (A = 12,00000)

Die Zahlen in Klammern beziehen sich jeweils auf das beständigste bekannte Isotop dieses Elements

H = Hauptgruppe

N = Nebengruppe

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

Veröffentlicht unter Ag 613/549/67 · 4. Ausgabe · 4. Auflage
Satz und Druck: Gutenberg Buchdruckerei und Verlagsanstalt, Betrieb der VOB „Aufwärts", 53 Weimar
Nachdruck: Institut für Fachschulwesen der DDR, Karl-Marx-Stadt, Produktionsabteilung Zwickau

Katalognummer: 030.01–07 · Vorzugsschutzgebühr: 2,70 MDN