Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 74 (1956)
Heft: 36

Artikel: Elementare Reaktortheorie
Autor: Scherrer, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-62698

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 16.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Von den totalen Anlagekosten wird nicht gesprochen, da sie sehr stark streuen, je nach dem Grad des Optimismus der Leute, die die Schätzung vornehmen.

Der im Sommer 1955 in Genf genannte Preis für U^{235} betrug 25 \$ pro Gramm. Es kann gezeigt werden, dass 1 g U^{235} rd. 1 Megawatt × Tag an Wärmeenergie liefert, womit sich die Grundkosten $= \frac{1{,}04}{\eta_t}$ Mills/kWh stellen. η_t ist der Gesamtwirkungsgrad (1 Mill = $^1/_{1000}$ \$). Wenn eine nicht zu vernachlässigende Menge von umwandelbarem Material in spaltbares Material (z. B. Plutonium) umgesetzt wird, kann der angegebene Kostenwert noch um den Preis des Plutoniums verringert werden. Mit der Annahme, dass das gewonnene Plutonium den selben Preis hat wie U^{235}, nämlich 25 \$ pro Gramm, können die Brennstoffkosten um folgenden Betrag reduziert werden:

$$\text{Plutoniumwert} = \frac{25 \cdot 0{,}0416\, C_r}{\eta_t} = \frac{1{,}04\, C_r}{\eta_t} \text{ Mills/kWh}$$

Hierin bedeuten:

C_r Konversionsfaktor (Produziertes Pu^{239} zu konsumiertem U^{235})

25 angenommener Preis von 1 g Pu^{239} in Dollars

0,0416 Umrechnungsfaktor von \$/g U^{235} zu Mills/kWh

Da nur ein kleiner Bruchteil des Brennstoffes im Reaktor verbrannt wird, müssen grosse Brennstoffmengen und damit viel Kapital im Reaktor investiert werden; dies wird hier berücksichtigt in einem Zins-Anteil von 4 % des Brennstoffwertes;

$$\text{Zinsanteil} = \frac{0{,}04 \cdot 1{,}04}{\eta_t B} \text{ Mills/kWh}$$

wobei B den verbrauchten Anteil des Brennstoffes darstellt.

Da eine Aufbereitung der Brennstoffelemente periodisch notwendig ist, müssen auch die Aufbereitungskosten P [\$/g] pro Gramm spaltbarem Material berechnet werden. Die totalen Aufbereitungskosten betragen dann:

$$\text{Aufbereitungskosten} = \frac{0{,}0416\, P\, [1 - B\,(1 - C_r)]}{\eta_t B} \text{ Mills/kWh}$$

Die Gesamtkosten sind dann die Summe aus Grundkosten, Zinsanteil und Aufbereitungskosten unter Abzug des Plutoniumwertes.

$$\text{Gesamtkosten} = \frac{(1 - C_r)\, 1{,}04}{\eta_t} + \frac{0{,}0416}{\eta_t B} + \frac{0{,}0416\, P\, [1 - B\,(1 - C_r)]}{\eta_t B}$$

Diese Gleichung zeigt deutlich die Wichtigkeit des thermischen Wirkungsgrades. Ausser der Senkung der Brennstoffkosten ist es notwendig, die Werte η_t, B und C_r so gross als möglich zu machen, und P so klein als möglich. Es ist von Interesse, zu beachten, dass der Einfluss von P abnimmt, wenn η_t und B zunehmen.

Schlussfolgerungen

Ich glaube, die Technologie der Gaskreislauf-Reaktoren sei genügend fortgeschritten, um heute die Erwägung ihres Baues zu rechtfertigen. Solche Reaktor-Systeme haben den Vorteil eines hohen Temperaturpotentiales, vielleicht eines höheren, als es mit flüssigen Metallen zu erreichen ist. Daher bieten sie ein Mittel, brauchbare Anlage-Wirkungsgrade zu erreichen und möglicherweise wirtschaftlich interessante Kernenergie-Kosten. Die Konstruktionsprobleme werden erheblich erleichtert durch die Tatsache, dass das Gas kein Lösungsmittel für Brennstoff oder andere Reaktormaterialien darstellt.

Die Anwendung desselben Gases als Reaktorkühlmittel und als Arbeitsmedium in einer geschlossenen Gasturbinenanlage vermeidet die verschwenderische Herabsetzung der Temperatur, wie sie sie in anderen Systemen erfährt. Das Gas ist sauber und nicht verseucht; es erleidet keine Phasenänderungen; es ist stabil und kann in einem beträchtlichen Temperaturbereich erhitzt werden, ohne Veränderung seiner Eigenschaften zu erfahren.

Es wurde schon viel Arbeit dafür aufgewendet, die Leistungsfähigkeit von Brennstoffelementen verschiedener Konstruktion zu bestimmen. Unglücklicherweise gibt es viele Veränderliche, und die Kosten der Versuche sind hoch. Die Tatsache, dass die Zahl der Versuchseinrichtungen, in denen solche Experimente durchgeführt werden können, beschränkt ist, bleibt nicht ohne Auswirkung. Von den wichtigen Veränderlichen sind zu nennen der Neutronenfluss im Reaktor, die Zusammensetzung des Brennstoffelementes, die Verbindung zwischen Brennstoff- und Verkleidungsmaterial, die Korngrösse des Brennstoffes, dessen Temperatur und viele andere mehr.

Es ist meine Meinung, dass Kernenergie-Wärme eine teure Wärme ist und dass sie in Anlagen von hohem Wirkungsgrad verwendet werden muss, um wirtschaftlich interessant zu sein. Die Gasturbinenanlage mit geschlossenem Kreislauf entspricht dieser Forderung. Darüber hinaus lässt sie sich auf kleinstem Raum unterbringen. Es sind immer noch viele Probleme zu lösen, jedoch sind es solche technischer Natur und nicht solche der Grundlagenwissenschaften. Wesentliche Fortschritte sind in dieser Richtung schon erzielt worden, und die Zeit ist reif für eine Demonstration leistungsfähiger Anwendung der Kernenergie.

Literaturverzeichnis

[1] *L. F. Epstein:* Corrosion by Liquid Metals, «Geneva Paper» Nr. 119, July 1955.

[2] *S. T. Robinson:* Design Study of a 60 MW Closed Cycle Gas Turbine Nuclear Power Reactor.

[3] *A. M. Weinberg:* Survey of Fuel Cycles and Reactor Types. «Geneva Paper» Nr. 863, July 8, 1955.

[4] *T. Jaris:* Nuclar Reactor for Large Gas Turbines, «Nucleonics» 14 Nr. 3, p. 42 (1956).

[5] *J. R. Johnson:* Ceramic Fuel Materials of Nuclear Reactors. Preprint Nr. 110, Nuclear Engineering and Science Congress, Dec. 12-16 (1955).

[6] *D. S. Billington:* Radiation Damage in Reactor Materials, «Geneva Paper» Nr. 744, July 6, 1955.

[7] *W. E. Moody, W. W. Kriegel:* Unpublished Data, ORNL Contract North Carolina State College, Dept. of Ceramics. Diffusion of Selected Isotopes through Ceramics and Cermets.

[8] *W. A. Maxwell:* NACA — RM — E9G01, Oct. 6, 1949.

[9] *R. Mela, A. Strasser:* Special Materials for Reactor Components. Talk delivered before American Institute of Electrical Engineers 1955/56 Educational Program.

[10] *S. Galsstone:* Principles of Nuclear Reactor Engineering, Van Nostrand, 1955.

[11] *H. McCullough, B. Kopelman:* Review of Solid Hydrides. Preprint Nr. 352, Nuclear Engineering and Science Congress, Dec. 12-16 (1955).

[12] *L. Stoughton, T. V. Sheehan:* The LMFR Closed Cycle Gas Turbine Power Plant, American Society of Mechanical Engineers.

[13] *J. J. Went, H. De Bruyn:* Fluidized and Liquid Fuel Reactors with Uranium Oxides, «Nucleonics» 12 Nr. 9, p. 16 (1954).

Die Adresse des Uebersetzers ist bei der Redaktion zu erfragen.

Elementare Reaktortheorie

Von Prof. Dr. **P. Scherrer**, ETH, Zürich

DK 621.039.42.001

Die Reaktortechnologie wird in Zukunft einen ausserordentlich wichtigen Teil der Ingenieurwissenschaften darstellen und die Reaktortheorie bildet natürlich den Zentralpunkt für das Verständnis dieses Gebietes. Der Betrieb eines Kernreaktors beruht wesentlich auf den mannigfachen Prozessen, welche sich zwischen den Neutronen und den Atomkernen des den Reaktor aufbauenden Materials, insbesondere den spaltbaren Atomkernen abspielen. Es ist leicht, diese Vorgänge näherungsweise mathematisch zu erfassen und so einen guten Einblick in die Bedingungen zu gewinnen, welche erfüllt sein müssen, damit ein Reaktor als energieliefernde Maschine einwandfrei arbeitet und sich in weiten Grenzen regulieren lässt. Allerdings ist die *exakte* Berechnung eines Reaktors ausserordentlich schwierig; in der Praxis

werden daher häufig empirische Gesetze verwendet, die aus Messungen an bestehenden Anlagen oder aus besonderen Experimenten gewonnen werden.

Der Kern des Uranisotops mit dem Atomgewicht 235 hat die Eigenschaft, als Folge des Einfangs eines langsamen Neutrons eine Spaltreaktion durchzuführen, d. h. in zwei leichtere Kerne zu zerfallen. Dieselbe Eigenschaft zeigen auch die künstlich herstellbaren Kerne Uran 233 und Plutonium 239. Andere schwere Kerne, wie Uran 238 und Thorium 232, lassen sich ebenfalls spalten, jedoch sind dazu schnelle Neutronen nötig.

Der Kern spaltet unsymmetrisch auf und die zwei Bruchstücke sind leichtere Atomkerne in der Mitte des periodischen Systems. Man hat etwa 70 verschiedene Atomsorten festgestellt, die als radioaktive Isotope bei der Spaltung von Uran 235 entstehen.

Vom Standpunkt der Atomenergie sind zwei Tatsachen wichtig: einerseits die grosse Energie, welche bei der Kernspaltung frei wird, und anderseits die Tatsache, dass bei der Kernspaltung zwei bis drei neue Neutronen ausgesandt werden. Ueber 99 % dieser Neutronen werden unmittelbar beim Spaltprozess emittiert, der Rest wird als verzögerte Neutronen nachträglich noch von den Spaltprodukten ausgesandt. Dieser scheinbar unbedeutende Bruchteil ist für die betriebssichere Regulierung eines Reaktors von wesentlicher Bedeutung. Die Spaltneutronen haben ein Geschwindigkeitsspektrum, welches sich über einen Energiebereich von 0 bis 10 MeV erstreckt, mit einem Maximum bei ungefähr 1 MeV. Der beim Spaltprozess freiwerdende Energiebetrag ist nahezu 200 MeV, d. h. etwa 25 Mio kWh pro kg Spaltmaterial.

Der Vorgang der Kernspaltung ist heute sehr gut untersucht. Man kann zeigen, dass bei der Teilung eines schweren Kerns in zwei kleinere Kerne Energie frei wird. Diese Spaltung führt aber über einen «Potentialberg», so dass sie nicht oder nur äusserst selten von selbst eintritt. Die zur Ueberwindung des Potentialbergs notwendige Aktivierungsenergie kann dem Kern durch Einfang eines schnellen oder langsamen Neutrons zugeführt werden. Beim Einfang eines Neutrons wird Energie frei, analog wie etwa bei der Kondensation eines Wassermoleküls auf einem Wassertropfen die Verdampfungsenergie frei wird. Diese «Kondensationswärme» des Neutrons genügt zur Spaltung beim U 235-Kern; sie reicht aber nicht hin zur Spaltung eines Th 232-Kerns; in diesem Fall muss das Neutron noch Energie in Form von kinetischer Energie mitbringen.

Um die Prozesse, die sich im Reaktor abspielen, zu verstehen, ist es zweckmässig, das Schicksal eines Neutrons vom Augenblick seiner Entstehung aus dem Spaltprozess bis zu seinem Verschwinden zu verfolgen. Die Spaltneutronen sind schnelle Neutronen im MeV-Bereich. Ein solches Teilchen kann ganz verschiedene Kernreaktionen hervorrufen. Im einfachsten Fall wird es beim Zusammenstoss mit einem Atomkern einfach unter Energieverlust elastisch gestreut und allmählich verlangsamt. Als schnelles Neutron hat es sehr wenig Chance, einen Spaltprozess einzuleiten, denn die Wirkungsquerschnitte für Kernspaltung sind bei grossen Geschwindigkeiten klein. Wenn die Energie des Neutrons grösser als 1,1 MeV ist, so kann es den Kern des Uranisotops U 238 zur Spaltung anregen. Diese Art von Spaltprozess spielt jedoch im gewöhnlichen Reaktor, der im wesentlichen mit dem durch langsame Neutronen bewirkten Spaltprozess des leichten Uranisotops U 235 arbeitet, keine zu grosse Rolle. Da das Neutron während seiner Verlangsamung viele Kernstösse erleidet, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, dass es von einem Kern absorbiert wird und dass es eine Kernreaktion auslöst, bei der keine Neutronen emittiert werden. Natürlich ist es dann für die Kettenreaktion verloren. Es werden beim Einfang des Neutrons lediglich γ-Strahlen emittiert, oder es entstehen als Reaktionsprodukte neue, meist radioaktive Atomkerne, die unter Aussendung von β- und γ-Strahlen weiter zerfallen. Das Neutron kann auch aus dem Reaktor austreten und so verloren gehen. Dieser Neutronenverlust durch Entweichen aus dem Reaktor spielt für den Neutronenhaushalt der Maschine eine wesentliche Rolle; man muss versuchen, ihn möglichst klein zu halten. Dies wird erreicht, indem man dem Reaktor eine gewisse minimale Grösse gibt, um das Verhältnis seiner Oberfläche zum Volumen herabzusetzen, und indem man einen Neutronenreflektor anbringt, der meist aus Graphit besteht und die Neutronen stark zurückstreut, ohne sie zu absorbieren.

Der Verlangsamungsprozess muss so weit getrieben werden, bis die Neutronen thermische Energie erreicht haben. Sie werden dann nicht mehr langsamer, weil sie die thermische Bewegung der Atome mitmachen und damit im Gleichgewicht mit der Wärmebewegung des Stoffes sind. Ihre Energie beträgt bei Zimmertemperatur etwa 1/40 eV und ihr Geschwindigkeitsspektrum weicht nur unwesentlich von einer Maxwellschen Verteilung ab. Für solche thermische Neutronen ist die Wahrscheinlichkeit für die Einleitung eines Spaltprozesses in Uran 235 sehr gross. Der Wirkungsquerschnitt für die Spaltung ist auf den beträchtlichen Wert von 580.10^{-24} cm² angestiegen, während er für Neutronen, wie sie bei Spaltprozessen entstehen, $0{,}29.10^{-24}$ cm² beträgt.

Die starke Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der Kernreaktionen von der Energie des Neutrons spielt beim Verlangsamungsprozess eine fundamentale Rolle. Für schwere Elemente und schnelle Neutronen ist z. B. der Absorptionsquerschnitt sehr klein, für mittelschnelle Neutronen hingegen existieren begrenzte Energiegebiete, in denen sehr hohe Maxima auftreten, wo die Querschnitte resonanzartig zu sehr hohen Werten von über $20\,000.10^{-24}$ cm² ansteigen: man befindet sich im sogenannten Gebiete des Resonanzeinfangs, den man theoretisch auf Grund der Wellennatur des Neutrons sehr gut verstehen kann. Es ist leicht, einzusehen, dass ein Neutron, das diesem Energiebereich angehört, mit grosser Wahrscheinlichkeit eingefangen wird. Man muss aus diesem Grund die Verlangsamung durch Kernstösse so einrichten, dass dieser kritische Energiebereich in möglichst wenigen Stössen durchschritten wird.

Ein solches gefährliches Resonanzgebiet zeigt der Einfangquerschnitt des schweren Urankerns U 238 im Energiegebiet zwischen 7 und 200 eV. In diesem Bereich liegen eine Reihe von Maxima für den Einfangquerschnitt mit Werten bis zu 7000.10^{-24} cm². Es ist klar, dass in natürlichem Uran, in dem das U 238 zu 99,3 % und das U 235 nur zu 0,7 % vertreten sind, ein Neutron beim Verlangsamungsprozess mit einer grossen Wahrscheinlichkeit in U 238 eingefangen wird und für die Kernreaktion verloren geht. Genauere Untersuchungen zeigen, dass in natürlichem Uran allein eine Kettenreaktion deshalb unmöglich ist. Wenn man mit natürlichem Uran arbeiten will, muss man die Verlangsamung der Neutronen in einem Moderator vornehmen, einem leichten Element, das keine kritischen Stellen für Absorption aufweist und das infolge seines geringen Atomgewichtes die Verlangsamung des Neutrons in wenigen Stössen durchführt. Als Moderatoren kommen in Frage: Schweres Wasser, Graphit, Beryllium oder Berylliumoxyd.

Die Situation, die sich aus dem Zusammenspiel der vielen Prozesse ergibt, die im Reaktor ablaufen, ist am leichtesten für einen homogenen Reaktor zu übersehen, der aus einem homogenen Gemisch von natürlichem oder leicht angereichertem Uran und einer Moderatorsubstanz besteht.

Die Berechnung des Verlangsamungsprozesses für die schnellen Spaltungsneutronen mit den dazugehörigen Absorptionsvorgängen ist ausserordentlich interessant. Sie lässt sich leicht approximativ durchführen, sofern die Energieabhängigkeit der entsprechenden Wirkungsquerschnitte bekannt ist. Insbesondere muss natürlich der Durchgang des Neutrons durch die Resonanzregionen des U 238 genau studiert werden.

Das zeitliche Verhalten der Kettenreaktion im Reaktor — für den stationären Zustand oder für das zeitliche Anlaufen oder Abklingen — wird gegeben durch die Grösse des effektiven Multiplikationsfaktors k_{eff}. Man erhält diesen Faktor durch folgende Ueberlegung: Aus n Spaltneutronen sollen als Resultat all der vielen im Material des Reaktors sich abspielenden Vorgänge $k_{eff} \cdot n$ neue Spaltneutronen entstehen. Wenn $k_{eff} \geqq 1$ ist, wird die einmal eingeleitete Kettenreaktion nicht mehr abklingen, bei $k_{eff} = 1$ wird sie gerade stationär weiterlaufen, mit $k_{eff} > 1$ in ihrer Intensität ansteigen.

Die Prozesse, die man zur Berechnung von k_{eff} berücksichtigen muss, lassen sich folgendermassen beschreiben: Aus den n schnellen, durch Spaltung entstandenen Neutronen entstehen durch Spaltung ohne Verlangsamung (hauptsächlich durch Spaltung von U 238) $n \cdot \varepsilon$ schnelle Neutronen. ε ist

nur etwa 1,03, d. h. die schnellen Neutronen sind für Spaltung wenig wirksam. Diese $n \cdot \varepsilon$ Neutronen müssen nun verlangsamt werden. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron diesen Verlangsamungsprozess überlebt, ohne in einer Resonanzstelle des U 238 eingefangen zu werden, d. h. dass es zu einem thermischen Neutron wird, gleich p. Es entstehen also aus den n schnellen Spaltneutronen $n \cdot \varepsilon \cdot p$ thermische Neutronen. Diese thermischen Neutronen bewegen sich in der Reaktorsubstanz wie ein Gas. Sie werden von den verschiedenen Baustoffen absorbiert und rufen, wenn sie auf U-235-Kerne treffen, Spaltprozesse hervor, die uns neue schnelle Neutronen liefern. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein auf thermische Energie verlangsamtes Neutron in U 235 eingefangen wird und einen Spaltprozess hervorruft, sei g. Weil bei diesem Prozess $\nu = 2{,}46$ neue schnelle Neutronen auftreten, erhalten wir in einem unendlichen Medium ausgehend von n Spaltneutronen wieder

$$Z = n \cdot \varepsilon \cdot p \cdot g \cdot \nu = k \cdot n$$

neue schnelle Neutronen.

Bei endlicher Ausdehnung des Reaktors sind auch noch die Neutronenverluste zu berücksichtigen. Schnelle Neutronen können während des Verlangsamungsprozesses und thermische während des Diffusionsvorganges an die Oberfläche gelangen und aus dem System austreten. Der berechnete Multiplikationsfaktor wird daher, abhängig von der geometrischen Gestalt des Reaktorkerns und von der Güte und Dicke des Reflektors, vom Wert k auf den effektiven Multiplikationsfaktor k_{eff} verkleinert.

Die Bedingung $k_{eff} = 1$ charakterisiert den stationären Zustand des Reaktors. In diesem Zustand bleibt die Zahl der Neutronen und damit die produzierte Energie der Maschine konstant. Die Grössen ε, p und g lassen sich durch die Wirkungsquerschnitte ausdrücken, und es lässt sich z. B. übersehen, ob eine Kugel vom Radius R, die ein Gemisch aus natürlichem Uran und schwerem Wasser enthält, kritisch wird oder nicht. Viel schwieriger ist die rechnerische Erfassung des technisch wichtigen inhomogenen Reaktors, bei dem eine gitterförmige Anordnung von Uranstäben in einen Moderator eingebettet ist. Für ein solches inhomogenes System sind aber gute Näherungsrechnungen möglich.

Die Reaktorregelung, die durch Einführung von Bor- oder Cadmiumstäben in den Reaktor erfolgt, ist ebenfalls der Rechnung zugänglich.

Mit natürlichem Uran lässt sich nur ein sogenannter thermischer Reaktor bauen, der mit den auf thermische Geschwindigkeit verlangsamten Neutronen arbeitet und in dem die weitaus meisten Spaltprozesse durch thermische Neutronen erfolgen. Mit angereichertem Uran lassen sich aber auch intermediäre und schnelle Reaktoren betreiben, bei denen die Spaltprozesse zur Hauptsache durch mittelschnelle oder sehr schnelle Neutronen bewirkt werden. Der schnelle Reaktor arbeitet ohne Moderator.

Gewisse Reaktoren können so gebaut werden, dass ein Teil der Neutronen dazu verwendet wird, neues spaltbares Material zu erzeugen: durch den Einfang von Neutronen in Uran 238 entsteht das spaltbare Plutonium 239 und aus Thorium 232 kann das ebenfalls spaltbare Uranisotop 233 erzeugt werden. Dieses «breeding» erfordert natürlich besondere Neutronenökonomie und eine spezielle Bau- und Betriebsart des Reaktors.

Nachtrag

a) Berechnung von p

Auf Grund einer primitiven Ueberlegung kann die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein schnelles Spaltneutron zu thermischen Geschwindigkeiten verlangsamt wird, ohne im Resonanzgebiet des U 238 eingefangen zu werden, wie folgt berechnet werden: Stösst ein Neutron mit der Energie E_0 mit einem Kern vom Atomgewicht A zusammen, so hat es nach dem elastisch gedachten Zusammenstoss im Mittel noch die Energie

$$(1) \qquad E_1 = \frac{A^2 + 1}{(A+1)^2} E_0 = \alpha E_0$$

Nach einem zweiten Stoss erniedrigt sich die Energie wieder um den gleichen von der Energie unabhängigen Bruchteil, so dass nach n Stössen das Neutron noch die Energie (2) aufweist.

$$(2) \qquad E_n = E_0 \alpha^n$$

Um ein Spaltneutron von der Energie $E_0 \approx 2 \cdot 10^6$ eV auf die thermische Energie von $E_{th} \approx 1/40$ eV zu verlangsamen, sind auf Wasserstoff 18 Stösse, auf Kohlenstoff 114 Stösse und auf Uran 2172 Stösse notwendig. In einem Energieintervall zwischen E und $E + dE$ finden, wie man aus Formel (2) durch Bildung des Differentials sofort erhält,

$$(3) \qquad dn = \frac{1}{\xi} \frac{dE}{E}, \quad \xi = -\ln \alpha$$

Stösse statt. Je kleiner die Energie E ist, desto grösser ist die Anzahl der Stösse pro Energieintervall dE. Wegen der äusserst hohen Wirkungsquerschnitte des U 238 für Neutroneneinfang im Gebiet zwischen 7 und 200 eV sollten in diesem Gebiet möglichst wenig Stösse stattfinden. In einem Gemisch von Uran und einer Moderatorsubstanz, in der pro Volumeneinheit n^{238} U 238-Kerne und n^i Kerne der Moderatorsubstanz i sich befinden, ist die Wahrscheinlichkeit dq dafür, dass das Neutron bei einem Stoss im Energiegebiet dE im U 238 eingefangen wird, gegeben durch den Ausdruck

$$(4) \qquad dq = \frac{n^{238} \sigma^{238}_{Absorption}}{n^{238} \sigma^{238}_{Absorption} + \sum_i n^i \sigma^i_{Absorption} + \sum_i n^i \sigma^i_{Streuung}} \frac{1}{\xi} \frac{dE}{E}$$

Denn das Neutron erlebt bei den Zusammenstössen entweder Absorption oder Streuung, und die Wahrscheinlichkeit für die Absorption bei einem Stoss ist gegeben durch das Verhältnis der absorbierenden zur Gesamtzahl der Stösse. Für den gesamten Verlangsamungsprozess ist demzufolge die Wahrscheinlichkeit für Absorption im U 238 gegeben durch

$$(5) \qquad q = \int_E^{E_0} \frac{n^{238} \sigma^{238}_{Absorption}}{n^{238} \sigma^{238}_{Absorption} + \sum_i n^i \sigma^i_{Absorption} + \sum_i n^i \sigma^i_{Streuung}} \frac{1}{\xi} \frac{dE}{E}$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Neutron während der Verlangsamung vom U 238 nicht verschluckt wird, ist $p = 1 - q$; denn Wahrscheinlichkeit von Absorption und Nichtabsorption müssen sich zu 1 ergänzen.

$$(6) \qquad p = 1 - q$$

Eine genauere Rechnung ergibt statt (6)

$$(7) \qquad p = e^{-q}$$

Die Gleichung (6) entspricht also nur der Entwicklung der Exponentialfunktion in erster Näherung. p wird in der Literatur als «Resonance Escape Probability» bezeichnet. Im Prinzip könnte man p bei bekannten Wirkungsquerschnitten für jedes Uran-Moderator-Gemisch berechnen. Die Genauigkeit, mit welcher das Kritischwerden eines Reaktors vorausbestimmt werden sollte, ist in der Grössenordnung unter 1 %. Tatsächlich sind aber die Wirkungsquerschnitte in ihrer Energieabhängigkeit dafür nicht genügend genau bekannt, und man muss deshalb für die Ermittlung des exakten Wertes von p zu experimentellen Bestimmungen, den sogenannten Exponential-Experimenten Zuflucht nehmen.

Die genaue Diskussion der «Resonance Escape Probability» zeigt, dass eine Pile, die aus reinem, natürlichem Uran besteht, niemals kritisch werden kann, auch dann nicht, wenn sie unendlich gross gebaut werden könnte. Ein homogenes Gemisch aus natürlichem Uran und reinem Kohlenstoff wird ebenfalls niemals kritisch. Maximal erreicht k den Wert 0,82, wenn das Verhältnis von Uran zu Kohlenstoff 1:400 beträgt.

Der heterogene Reaktor, bei dem das Uran und der Kohlenstoff nicht als homogenes Gemisch vorliegen, sondern das natürliche Uran in Form von Stäben im Moderator eingebettet ist, kann bei genügender Grösse kritisch werden. Der Anteil der Resonanzneutronen, die im Moderator verlangsamt worden sind und wieder in das Uran gelangen, ist nur noch gering, so dass die p-Werte bei der heterogenen Pile wesentlich grösser sind.

b) Abschätzen des kritischen Radius

Bisher wurde eine unendlich ausgedehnte Pile betrachtet, d. h. der Neutronenverlust durch die Oberfläche vernachlässigt. Bei einer endlichen Pile spielt dieser aber eine grosse Rolle. Da das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen mit wachsender Ausdehnung der Pile immer kleiner wird, muss es eine kritische Grösse geben, unterhalb der ein Reaktor, auch wenn k grösser als eins ist, nicht mehr kritisch wird.

Wir betrachten einen kugelförmigen, homogenen Reaktor vom Radius R. Die Verteilung der thermischen Neutronen in der Kugel wird nicht gleichmässig, sondern eine Funktion von r sein. Die Zahl N (r) der thermischen Neutronen pro Volumenelement ändert dadurch, dass im Volumenelement neue thermische Neutronen gebildet und absorbiert werden und anderseits Neutronen durch die Oberfläche des Volumenelementes zu- und abwandern. Dieses Zu- und Abwandern geschieht in der Art der Diffusion. Man kann für die Neutronen einen Diffusionskoeffizienten D angeben, der sich nach bekannten Methoden der statistischen Theorie zu

$$D = \frac{1}{3} \lambda v$$

berechnet. Diese Formel besagt, dass die Diffusion um so rascher ist, je grösser die freie Weglänge λ und die Geschwindigkeit v der diffundierenden Teilchen ist. Die freie Weglänge λ lässt sich durch die Streuquerschnitte ausdrücken und zwar ist

$$\lambda = \frac{1}{\sum_i n^i \sigma^i_{Streuung}}$$

In der Volumeneinheit entstehen pro Sek. Neutronen entsprechend:

$$(8) \qquad \left(\frac{dN}{dt}\right)_{Spaltung} = n^{235} \sigma^{235}_{Spaltung} v N \nu^{235}$$

Absorbiert werden in der Volumeneinheit pro Sekunde

$$(9) \qquad \left(\frac{dN}{dt}\right)_{Absorption} = \sum_i n^i_{Absorption} \sigma^i_{Absorption} v N$$

Unsere Bilanz für die thermischen Neutronen pro Volumeneinheit lautet also wie folgt:

$$(10) \qquad \frac{dN}{dt} =$$

$$= \underbrace{\frac{1}{3} \lambda v}_{D} \Delta N + \underbrace{v \left(\sigma^{235}_{Spaltung} n^{235} \nu^{235} - \sum_i n^i_{Absorption} \sigma^i_{Absorption}\right)}_{K} N$$

Ohne die Lösung dieser übrigens sehr bekannten Differentialgleichung zu suchen, kann man eine Beziehung für den kritischen Radius durch Dimensionsbetrachtung erhalten:

(D) hat die Dimension Länge²/Zeit
(K) hat die Dimension 1/Zeit.

Eine Grösse von der Dimension einer Länge entsprechend einem kritischen Radius muss von der Form

$$(11) \qquad R = \text{dimensionslose Zahl} \sqrt{\frac{D}{K}}$$

sein. Für eine Kugel ist die aus der Dimensionsbetrachtung nicht erhältliche Konstante gleich π, so dass sich R zu

$$(12) \qquad R = \pi \sqrt{\frac{D}{K}} =$$

$$= \pi \sqrt{\frac{1}{\left(3 \sum_i n^i_{Streuung} \sigma^i_{Streuung}\right)\left(n^{235} \sigma^{235}_{Spaltung} \nu^{235} - \sum_i n^i_{Abs.} \sigma^i_{Abs.}\right)}}$$

ergibt.

Die Formel zeigt uns folgende interessante Einzelheit, nämlich, dass auch beim Fehlen jeder Absorption eine kugelförmige Pile erst bei einer bestimmten Grösse kritisch wird, weil der Verlust von Neutronen durch die Oberfläche von grossem Einfluss ist. Um ein Beispiel zu geben, sei erwähnt, dass eine homogene Kugel aus natürlichem Uran und schwerem Wasser bei etwa 2 m Radius kritisch wird.

Weil technisch das grösste Interesse besteht, die Menge Uran möglichst klein zu halten, wird eine Pile stets mit einem Reflektor, meist Kohlenstoff, umgeben. Eine einfache Rechnung für eine kugelförmige Pile zeigt, dass der kritische Radius bei Verwendung eines Reflektors bedeutend (ungefähr auf die Hälfte) herabgesetzt werden kann. Bei Verwendung von angereichertem Uran können die kritischen Radien sehr klein, nämlich von der Grössenordnung Dezimeter, werden.

Adresse des Verfassers: Prof. Dr. *P. Scherrer*, Gloriastrasse 35, Zürich 6.

MITTEILUNGEN

Projekte und Entwicklungen auf dem Gebiet der Kernenergienutzung. Einem Ueberblick in «Engineering» vom 13. April 1956 ist zu entnehmen, dass Bestrebungen zur internationalen Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Planung und Erstellung von Kernenergiekraftwerken in England zur Gründung mehrerer englisch-amerikanischer Unternehmen geführt haben. Es soll damit der Absatz englischer Reaktoren im Commonwealth und anderen Ländern gefördert werden. Von einer solchen Firma wird ein «Siedewasser»-Reaktor von 60 MW mit natürlichem Uran als Brennstoff projektiert, der besonders für Südafrika, wo geeignetes Erz vorhanden und der Transport von Kohle oder Oel über grosse Distanzen kostspielig ist, geeignet wäre. Eine weitere Neugründung, an der verschiedene Grossfirmen der britischen Elektro- und Kesselindustrie beteiligt sind, will sich mit Entwicklung, Bau und Erstellung von Reaktoren verschiedener Bauarten befassen. Zu Forschungs- und Ausbildungszwecken will dieses Unternehmen einen «Medium Energy Research Light-Water Moderated Industrial Nuclear Reactor» (MERLIN) bauen. Es handelt sich um einen «Swimming Pool»-Reaktor mit einer Wärmeleistung von 1 bis 5 MW. Mit der Verwendung der Kernenergie für Schiffsantriebe beschäftigt sich eine unter Führung von Vickers Ltd. gegründete Gruppe. Der Erfolg des amerikanischen Unterseebootes Nautilus soll die Royal Navy veranlasst haben, auch für die britische Marine Unterseeboote mit in England gebauten Reaktoren auszurüsten. In den USA sind für Grosschiffe bereits sieben verschiedene Reaktorbauarten vorgeschlagen worden. Die Firma Rolls-Royce ist intensiv mit dem Bau von Leichtgewicht-Reaktoren beschäftigt, die in Flugzeugen verwendet werden sollen. Forschungsarbeiten werden in England mit einem homogenen Reaktor ZETR (Zero Energy Tank Reactor) durchgeführt, der als Brennstoff eine Lösung von stark angereichertem Uranylsulphat verwendet. Zwei amerikanische homogene Versuchsreaktoren LAPRE Nr. 1 und LAPRE Nr. 2 benützen als Brennstoff Lösungen von angereichertem Uran in Phosphorsäure und Wasser. In Los Alamos, woselbst mit den vorgenannten zwei Reaktoren experimentiert wird, werden auch Versuche mit einem Prototyp Reaktor LAMPRE (Los Alamos Molten Plutonium Reactor Experiment) gemacht. Dieser Reaktor, der flüssiges Metall als Brennstoff benützt, hat eine Wärmeleistung von ungefähr 1 MW und arbeitet bei einer Temperatur von 760 ° C. In Frankreich steht der heterogene, mit Graphit moderierte Reaktor G 1 mit einer Wärmeleistung von 40 MW seit Januar dieses Jahres in Betrieb und liefert Plutonium. In den USA wurde vorgeschlagen, dass sich die U. S. Atomic Energy Commission auch mit der Erstellung eines gasgekühlten Leistungsreaktors, verbunden mit einer mit geschlossenem Kreislauf arbeitenden Gasturbine befassen sollte. Heute sind in den USA bereits 16 private Reaktoren im Bau, entworfen oder projektiert. Das Massachusetts Institute of Technology baut einen mit schwerem Wasser gekühlten Reaktor für Schulungszwecke mit 1 MW Leistung, der als Brennstoff eine Legierung von Uran 235 und Aluminium benützt. Die Verwendung von Reaktoren für Lokomotivantrieb dürfte nach Sir John Cockcroft noch für geraume Zeit gegenüber Diesellokomotiven nicht konkurrenzfähig sein. Die für eine wirksame Abschirmung vorzusehende Einrichtung würde zu schwer ausfallen. Die in Westdeutschland und in den USA geplanten Reaktor-Lokomotiven dürfen keinesfalls als Prototypen, sondern nur als Versuchsobjekte betrachtet werden.

CIAM, Congrès Internationaux d'Architecture Moderne. Vom 3. bis 13. August 1956 fand in Dubrovnik der zehnte CIAM-Kongress statt unter dem Vorsitz von J. L. Sert (Har-