

voir si deux hormones sexuelles interviennent nécessairement sur une même ébauche, l'une pour la stimuler dans l'un des sexes, l'autre pour l'inhiber dans le sexe opposé¹.

Comme les ébauches gonadiques des deux sexes sécrètent déjà leur propre hormone, on peut penser que les deux processus coexistent dans la nature, et qu'il y a inhibition dans l'un des sexes, stimulation dans l'autre: nous voyons là un nouvel exemple du phénomène de la double assurance, bien connu en embryologie expérimentale.

¹ Les expériences de castration partielle dans les deux classes des Oiseaux et des Batraciens apportent un élément au débat. L'ablation de l'ovaire (gauche) d'une Poule ou des testicules d'un Crapaud équivaut à la suppression de l'inhibiteur de la médullaire droite chez l'Oiseau, à la suppression de l'inhibiteur du cortex biddérien chez le Crapaud. A la suite de telles ablutions, la gonade droite rudimentaire de la Poule se différencie en testicule, les organes de Bidder évoluent en ovariens. Ce résultat administre la preuve que l'hormone ovarienne chez les Oiseaux, l'hormone testiculaire chez les Batraciens inhibent le développement des ébauches du sexe opposé. Mais, en même temps, ces résultats démontrent que l'organisme mâle des Batraciens, l'organisme femelle des Oiseaux peuvent fabriquer les hormones des deux sexes. Dans les deux cas, il paraît démontré qu'au moins le sexe hétérogamétique serait bipotentiel au point de vue hormonal.

Summary

Hormonal intersexuality has been obtained in vertebrates by two sorts of methods:

(a) grafts and embryonic parabiosis, of which "free-martins" are a natural type;

(b) injections of sexual hormones into embryos.

Both kinds of methods have given very similar results. In certain groups (Amphibia, Birds), they are nearly identical.

The question arises whether the embryonic hormone acting in parabiosis is of the same nature as the hormonal substances used in experiments with injections.

Two theories have been advanced: some authors assume that the embryonic hormones belong to the same chemical class, sterols, as the sexual hormones of the adult.

Others think that they belong to different chemical groups: the embryonic hormones possibly are protids.

The arguments for both theories are discussed in this article, in which it is shown that the hormones of primary sex-differentiation behave in the same manner and have the same biological effects as the hormones of the adult.

The author finally analyzes the progress of sexual differentiation of the gonads and of the gonoducts induced by hormones in Birds and Amphibia.

Über die Möglichkeiten und die Grenzen der heutigen Theorie der Atomkerne

Von M. FIERZ¹, Basel

Wie Sie wohl wissen, vermögen wir heute keine Theorie der Atomkerne aufzubauen, die Entsprechendes leistet wie die Wellenmechanik für die Physik der Atomhüllen. Es fehlen uns hiezu noch die Grundlagen. Das hängt zum Teil damit zusammen, daß die Wellenmechanik des Spinelektrons und die Quantenelektrodynamik, die das Vorbild für die Theorie der Atomkerne bilden, selber nicht logisch befriedigend aufgebaut sind.

Die DIRACSche Theorie führt bekanntlich zu Zuständen negativer Energie des Elektrons. DIRAC hat allerdings mit Hilfe des Pauli-Prinzips und einer passenden Definition dessen, was man unter dem Vakuum verstehen solle, diese Schwierigkeit überwunden und ist so zu einer Theorie der positiv geladenen Elektronen gelangt. Dieser große Erfolg wurde aber dadurch erkauft, daß der ursprüngliche Standpunkt eines wellenmechanischen Einkörperproblems verlassen werden mußte; denn im aufgefüllten «See» negativer Zustände sitzen ja stets unendlich viele Elektronen. Das führt

dann zu neuen, eigenartigen Schwierigkeiten. Die Elektronentheorie gewinnt dadurch an Ähnlichkeit mit der Quantentheorie des Lichtes, wo ebenfalls die Anzahl der Lichtquanten grundsätzlich unbeschränkt ist.

Diese Theorie, die Quantenelektrodynamik, beruht auf dem Versuch, die Methoden der unrelativistischen Quantenmechanik auf die Elektrodynamik zu übertragen. Es hat sich aber gezeigt, daß die so entstehende Theorie bei der Berechnung von Wechselwirkungen zwischen Strahlung und geladenen Teilchen divergente, d. h. mathematisch sinnlose Resultate liefert. Gleichwohl läßt sich die Theorie praktisch anwenden, wenn man zusätzlich vorschreibt, es solle die Ausstrahlung und Absorption von Licht durch die Elektronen mit Hilfe einer Störungsrechnung berechnet werden, wobei man bei der ersten jeweils in Frage kommenden Annäherung in einer Potenzreihenentwicklung nach dem Parameter $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ stehenbleiben soll. Obwohl die höheren Näherungen alle divergieren, findet man so Resultate, die in fast allen Fällen sinnvoll und mit der Erfahrung im Einklang sind.

¹ Vortrag, gehalten vor der Physikalischen Gesellschaft in Zürich am 17. Februar 1947.

Diese Situation erinnert an diejenige vor der Entdeckung der Quantenmechanik durch HEISENBERG und SCHRÖDINGER. Damals hatten BOHR und SOMMERFELD die klassische Mechanik auf atomare Systeme übertragen und sie zugleich durch die sogenannten Quantenbedingungen ergänzt. Die Quantenbedingungen waren vorerst logisch nicht mit der Struktur der klassischen Mechanik verträglich; aber nur so ist man zu einem Verständnis der atomaren Gesetze gelangt. Ähnlich lassen sich die Methoden der Quantenmechanik nur dann auf die Theorie der Wellenfelder übertragen, wenn man sie durch mathematisch nicht begründbare Rechenvorschriften ergänzt. Allerdings fehlt allem Anschein nach diesen heutigen zusätzlichen Vorschriften der tiefere, physikalische Gehalt, welcher die BOHRschen Quantenbedingungen ausgezeichnet hat. Durch diese wurde ja eine neue Naturkonstante, das Wirkungsquantum, in die Theorie eingeführt. Etwas Ähnliches ist bei unseren Rechenregeln nicht der Fall.

Die BOHRsche Theorie erzielte vor allem in der Theorie des Wasserstoffatoms eindrucksvolle Erfolge. In den meisten anderen Fällen, insbesondere bei Mehrkörperproblemen hat sie aber versagt.

Ähnlich versagt heute unsere Theorie der Kraftfelder im Gebiete der Atomkerne. Das hängt wohl damit zusammen, daß die Wechselwirkung der Atombausteine, der Nukleonen (Protonen, Neutronen), viel größer ist als die durch elektromagnetische Kräfte vermittelte Wirkung der geladenen Teilchen aufeinander, wie sie für die Atomhülle wesentlich ist. Falls man die Kernkräfte in Analogie zur Elektrodynamik durch eine Feldtheorie beschreiben will (Mesontheorie), wird die $\frac{e^2}{hc}$ entsprechende Konstante keine kleine Größe. (Auf Grund der Proton-Proton-Streuversuche müßte sie ungefähr den Wert $\frac{1}{4}$ besitzen, im Gegensatz zu $\frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$.) Somit läßt sich eine Potenzreihenentwicklung danach nicht rechtfertigen.

Gleichwohl ist dieses Verfahren das einzige, dem wenigstens in qualitativer Hinsicht eine gewisse Bedeutung zukommen könnte. Leitet man aus der Mesontheorie mit Hilfe der Störungsrechnung die Kernkräfte her, so findet man, daß das Kräftepotential die Gestalt

$$V(r) = -C \frac{r_0}{r} e^{-r/r_0}$$

besitzt. r_0 , die «Reichweite» der Kernkräfte, hängt mit der Masse μ der Mesonen gemäß

$$r_0 = \frac{\hbar}{\mu c}$$

zusammen. Dieses Resultat folgt auch aus einer klassischen (nicht quantentheoretischen) Behandlung der Theorie, weshalb ich geneigt bin, ihm ein gewisses Vertrauen zu schenken.

Wir wollen darum als erstes prüfen, inwieweit die Erscheinungen der Kernphysik durch Kräfte zwischen den Nukleonen erklärt werden können, die sich aus einem Potential von oben angeschriebenen Typus herleiten lassen. Damit verzichten wir zwar auf eine eigentlich feldtheoretische Behandlung der Kräfte. Denn mit dem Einführen eines Potentials stellt man sich auf den Standpunkt der Fernwirkung. Das ist nur in unrelativistischer Näherung zulässig. Die unrelativistische Näherung kann aber für die Atomkerne nur beschränkte Gültigkeit beanspruchen; denn sie setzt voraus, daß die Relativgeschwindigkeiten der betrachteten Teilchen klein sind gegen die Lichtgeschwindigkeit. Wir wissen aber, daß die Atomkerne Durchmesser von einigen 10^{-13} cm besitzen, und daraus folgt mittels der HEISENBERGSchen Unbestimmtheitsrelation, daß die Nukleonen in den Kernen Geschwindigkeiten haben müssen, die ungefähr ein Zehntel der Lichtgeschwindigkeit betragen. Rechnen wir also unrelativistisch, so verwenden wir eine recht grobe Näherung, die in vielen Fällen bloß qualitative Antworten liefern kann. Falls wir aber unsere Ansprüche entsprechend herunterschrauben, so erweist sich die Situation als nicht unerfreulich. Es scheint, als ob die prinzipiellen Schwierigkeiten erst da beginnen, wo die unrelativistische Wellenmechanik ohnehin ihre Gültigkeit verliert und wo also eine eigentliche Feldtheorie der Kernkräfte, oder was ihr in einer zukünftigen Theorie entsprechen mag, zur Notwendigkeit wird.

Ich möchte nun an Beispielen zeigen, wie im oben abgegrenzten Rahmen, also mit Hilfe der Begriffe der unrelativistischen Wellenmechanik oder auf Grund noch elementarerer Betrachtungen, die Struktur von Atomkernen diskutiert werden kann.

Als erstes wird man auf Grund von Experimenten Aufschluß über die Kräfte zwischen je zwei Nukleonen zu gewinnen suchen. Das gelingt bekanntlich mit Hilfe von Streuversuchen. Diese werden wellenmechanisch gedeutet. Insofern die Deutung mit Hilfe einfacher Potentialansätze möglich ist, wird die Wellenmechanik einen zutreffenden Rahmen abgeben.

Am genauesten ist man vorderhand über die Kräfte zwischen Protonen informiert, da diese ihrer Ladung wegen mit elektrischen Hochspannungsapparaten auf eine genau definierte Geschwindigkeit gebracht werden können und weil die gestreuten Teilchen auch leicht nachweisbar sind. Die genauesten Versuche dieser Art, die bekanntgeworden sind, stammen von HERB, KERST, PARKINSON und PLAIN¹. Die Protonen werden mit Spannungen von 860 bis 2400 keV beschleunigt und in Wasserstoffgas gestreut. Man beobachtet die Anzahl der in einem bestimmten Winkelbereich abgelenkten Teilchen. Bei mäßigen Energien ist die Streuung durch die elektrischen Abstoßungskräfte

¹ HERB, KERST, PARKINSON und PLAIN, Phys. Rev. 55, 998 (1939).

zwischen den Protonen bedingt (Coulombstreuung). Vergrößert man die Energie, so können sich bei Zentralstößen die Protonen so weit nähern, daß die anziehenden Kernkräfte wirksam werden. Dann treten Abweichungen von der Coulombstreuung auf, die beim Streuwinkel 45° und wachsender Energie sehr beträchtlich werden: die Intensität der gestreuten Teilchen beträgt bei 2400 keV das Vierzigfache der reinen Coulombstreuung (Fig. 1). Daß die Anomalie beim Streuwinkel 45° ein Maximum besitzt, hängt damit zusammen, daß die Protonen dem Pauli-Prinzip genügen.

In diesen Versuchen wird die Kernkraft mit den elektrischen Abstoßungskräften verglichen und man

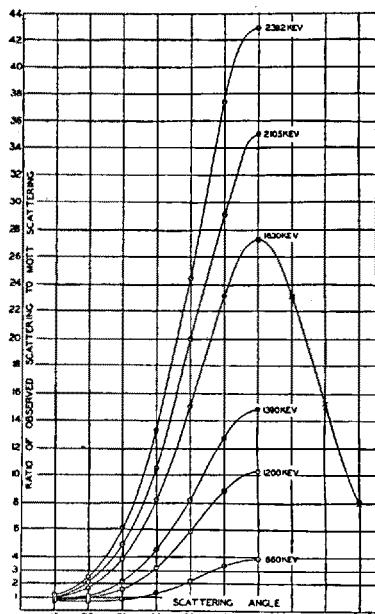


Fig. 1. Das Verhältnis der gemessenen Streuintensität zu derjenigen, die sich theoretisch unter der Annahme elektrischer Abstoßung zwischen zwei Protonen (keine Kernkräfte) ergibt, ist als Funktion des Streuwinkels aufgetragen. Die verschiedenen Kurven entsprechen den Spannungen 860 bis 2392 kV, mit denen jeweils die Protonen beschleunigt werden.

gewinnt deshalb recht genaue Auskunft über den Kraftverlauf. Die Versuchsergebnisse lassen sich tatsächlich am besten darstellen, wenn man das Kräftepotential in der Gestalt

$$V(r) = -C \frac{r_0}{r} e^{-r/r_0}$$

ansetzt, wobei sich für r_0 der sehr kleine Wert $1,18 \cdot 10^{-13}$ cm ergibt. C wird $89,65 \text{ mc}^2$ (m ist die Elektronenmasse, mc^2 die zugehörige Energie: $1 \text{ mc}^2 = 512 \text{ keV}$)¹.

Die Versuchsgenauigkeit ist allerdings noch nicht so groß, daß diese Resultate völlig gesichert sind, und eine Ausdehnung der Experimente zu höheren Energiewerten (5000 keV) wäre sehr erwünscht. Nimmt man

den angegebenen Wert für r_0 ernst und denkt man sich das Potential aus einer «Mesontheorie» hergeleitet, so entspricht dem Wert r_0 eine Mesonmasse, die das 326fache der Elektronenmasse beträgt. Man erhält somit den Eindruck, daß die Mesonen, die hier eine Rolle spielen, anderer Natur seien als die in den kosmischen Strahlen beobachteten. Denn diese besitzen eine viel kleinere Masse (ungefähr 200 Elektronenmassen). In dieser Richtung weisen auch andere Beobachtungen aus neuerer Zeit¹.

Die Versuche geben insofern nur eine unvollständige Auskunft über die Kräfte zwischen zwei Protonen, als wegen des Pauli-Prinzips beim «zentralen Stoß» (S -Streuung) die Protonen stets antiparallelen Spin besitzen. Über die Art, wie die Kräfte von der gegenseitigen Spinorientierung abhängen, erfährt man deshalb nichts.

Durch Streuversuche mit Neutronen in Wasserstoff lernen wir die Kräfte zwischen den Protonen und Neutronen kennen. Es ist jedoch in diesem Falle bedeutend schwieriger, die nötige experimentelle Genauigkeit zu erreichen. Aus den bis jetzt vorliegenden Versuchen ergibt sich vor allem, daß die Kräfte zwischen diesen Teilchen im Singulettzustand (antiparalleler Spin) gleich groß sind wie diejenigen zwischen zwei Protonen – natürlich abgesehen von den elektrischen Kräften, die nun wegfallen. Neueste Messungen von BAILEY und Mitarbeiter² sowie von FRISCH³ bestätigen diesen Eindruck, obwohl die theoretische Auswertung der Versuche durch BOHM und RICHMANN noch nicht erschienen ist.

Gleichzeitig erfährt man nun aber auch etwas über die Spinabhängigkeit der Kräfte, da Proton und Neutron als verschiedene Teilchen voneinander statistisch unabhängig sind. Hier sind vor allem auch die Streuversuche von Neutronen in tiefgekühltem Wasserstoff von Bedeutung (Streuung in Ortho- und Parawasserstoff), bei welchen sich die Spinwirkung in charakteristischer Weise äußert.

Das Resultat dieser Untersuchungen stimmt nun mit dem überein, was man aus den Eigenschaften des Deuterons über die Kräfte folgern muß. Dieses, als der erste zusammengesetzte Atomkern, hat ja für die Theorie eine besondere Bedeutung. Die Streuversuche und die Eigenschaften des Deuterons können befriedigend dadurch erklärt werden, daß neben einer gewöhnlichen, spinunabhängigen Kraft, wie sie für die Proton-Proton-Streuung allein maßgebend ist, noch eine vom Spin der Teilchen abhängige vorhanden ist, die analog ist zur Wirkung zweier Magnete aufeinander. Das heißt, das Potential hat die Gestalt

$$- \left\{ (\hat{\sigma}_1 \hat{x}) (\hat{\sigma}_2 \hat{x}) - \frac{1}{3} \hat{x}^2 (\hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2) \right\} U(x)$$

¹ CONVERSI, PANCINI, PICCIONI, Phys. Rev. 71, 209 (1917).

² BAILEY und Mitarbeiter, Phys. Rev. 70, 583 (1946).

³ FRISCH, Phys. Rev. 70, 589 (1946).

Hier bedeuten σ_1, σ_2 die Spinvektoren der beiden Teilchen und x deren Abstand. $U(x)$ ist eine Funktion deselben, welche nur für $x \lesssim 10^{-13}$ cm merkliche Werte annimmt.

Diese spinabhängige Kraft («Tensorkraft») hat zur Folge, daß das Deuteron im Grundzustand den Spin 1 besitzt, daß sich also die Spins der beiden Teilchen parallel zueinander einstellen. Im Singulettzustand (antiparallele Spins) reichen die Kräfte nicht aus, um einen stationären Zustand zu bilden, weil dann die «Tensorkraft» unwirksam ist. Gleichzeitig bedingen diese Kräfte das Quadrupolmoment des Deuterons, d. h. der Deuteronkern erscheint in seiner Spinachse etwas in die Länge gezogen, er ist leicht eiförmig. (Die numerische Exzentrizität des entsprechenden Ladungsellipsoids beträgt etwa 5%.)

Wir dürfen also feststellen, daß in dem hier skizzierten Rahmen das kernphysikalische Zweikörperproblem einer befriedigenden Behandlung zugänglich ist.

Der nächste Problemkreis, den wir betrachten wollen, ist derjenige der leichten Kerne. Wir lernen hier vor allem etwas über die Kräfte zwischen den Neutronen; denn Streuversuche mit Neutronen in einem Neutronengas sind bis heute noch nicht möglich gewesen.

Charakteristisch für die Struktur dieser Kerne ist ihre Symmetrie in bezug auf Protonen und Neutronen. Diese äußert sich vor allem darin, daß Kerne, die eine gerade Anzahl von Teilchen enthalten, auch stets aus gleich viel Protonen wie Neutronen aufgebaut sind. (Schwere Kerne besitzen einen Neutronenüberschuß, den man leicht durch die Wirkung der elektrischen Abstoßung zwischen den Protonen quantitativ erklären kann.)

Ist die Teilchenzahl A eines leichten Kernes ungerade, so gibt es zu jedem A zwei mögliche Kerne, für welche die Kernladung Z (das ist die Protonenzahl) entweder gleich $\frac{A-1}{2}$ oder gleich $\frac{A+1}{2}$ ist (Beispiel: C^{13} und N^{13}). Der eine der beiden Kerne ist jeweils instabil und geht durch β -Zerfall in den anderen über. Die Maximalenergie der β -Elektronen läßt sich in Übereinstimmung mit der Erfahrung aus der Differenz der elektrostatischen Energie beider Kerne und dem Massenunterschied zwischen Neutron und Proton berechnen (Fig. 2). Außer im Falle von He^3 überwiegt die elektrostatische Energie, so daß der Kern mit kleinerer Ladung ($Z = \frac{A-1}{2}$) stabil ist.

Diese β -Strahler, deren Zerfallsenergie mit wachsendem Z zunimmt und die von $A = 3$ bis $A = 35$ in lückenloser Reihe existieren (außer dem Kern mit $A = 5$), zeigen auch in bezug auf ihre Halbwertszeit eine einfache Gesetzmäßigkeit, die aus der FERMISchen Theorie des β -Zerfalls folgt.

Alle diese Tatsachen lassen sich zwanglos verstehen, wenn man annimmt, daß die Kräfte zwischen den

Neutronen, abgesehen von den elektrischen Kräften, gleich sind wie diejenigen zwischen den Protonen, und man noch berücksichtigt, daß Protonen und Neutronen beide dem Pauli-Prinzip genügen. Hieraus folgt die Symmetrie der leichten Kerne in bezug auf Protonen und Neutronen; denn bei diesen spielt, ihrer verhältnismäßig kleinen Ladung wegen, die Coulombenergie eine untergeordnete Rolle. Ebenso darf man den geringen Massenunterschied zwischen Neutron und Proton vernachlässigen. Gleichzeitig werden so die energetischen Verhältnisse bei den vorhin erwähnten β -Strahlern begreiflich. Nehmen wir als Beispiel den Übergang $\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$. N^{13} besteht aus 7 Protonen und 6 Neutronen, C^{13} aus 7 Neutronen und 6 Protonen.

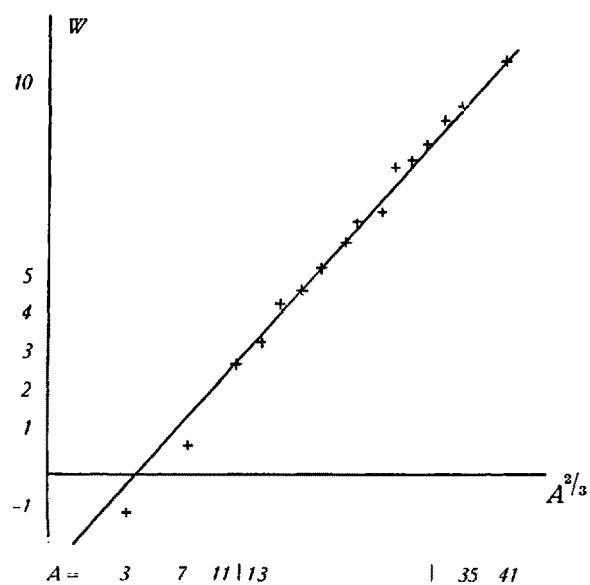
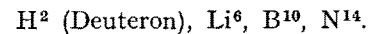


Fig. 2. Die Maximalenergie W der β^+ -Elektronen (einschließlich ihrer Ruheenergie) ist in den Einheiten mc^2 gegen $A^{2/3}$ aufgetragen. Die experimentellen Werte (+) liegen gut auf der Geraden $W = 1,10 A^{2/3} - 2,50$, die sich theoretisch auf Grund des Tröpfchenmodells ergibt.

Die beiden Kerne gehen also auseinander hervor, indem man die Protonen und Neutronen miteinander vertauscht. Die eigentlichen Kernkräfte verändern sich hierbei nicht, so daß beide Kerne die analoge Struktur besitzen. Einzig die elektrische Energie ändert sich, weil bei diesem Übergang die Kernladung um eine Einheit abnimmt, und diese Energieänderung ist für den Zerfall maßgebend.

Wir wollen nun noch die Kerne mit gerader Teilchenzahl und ungerader Ladung betrachten, die eine gewisse Sonderstellung einnehmen. Es gibt nur vier stabile Kerne von diesem Typus, nämlich



Oberhalb Stickstoff sind solche Kerne instabil. So geht z. B. F^{18} radioaktiv in O^{18} über.

Mit Hilfe eines sehr primitiven Modells lassen sich diese Verhältnisse energetisch deuten. Am einfach-

sten machen wir uns das z. B. an dem Paare N^{14} , C^{14} klar.

In beiden Kernen fassen wir je 6 Protonen und Neutronen zu einem «Kernrumpf» zusammen, den wir uns etwa aus 3 α -Teilchen aufgebaut denken können und den wir uns als abgeschlossenes Gebilde im Sinne eines abgeschlossenen Atomrumpfes vorstellen.

Indem wir diesem «Rumpf» zwei Neutronen hinzufügen, erhalten wir den Kern C^{14} ; wenn wir aber ein Proton und ein Neutron hinzufügen, erhalten wir den Kern N^{14} . Wir richten jetzt unser Augenmerk allein auf diese beiden Teilchen. Im Falle von N^{14} bilden diese einen 3S -Zustand mit Spin 1, der analog ist zum Deuteron. Wir nehmen an, daß im Falle von C^{14} die beiden Neutronen sich im entsprechenden 1S -Zustand (Spin 0) befinden; denn diese beiden Teilchen müssen jetzt wegen des Pauli-Prinzips antiparallelen Spin besitzen. N^{14} hat die Kernladung 7 und seine elektrische Energie ist deshalb größer als die von C^{14} (Kernladung 6). Andererseits sind aber im N^{14} -Kern die Spinkräfte wirksam, welche die Bindungsenergie gegenüber C^{14} vergrößern. N^{14} ist stabil, weil die Spinkräfte die elektrostatische Energie überwiegen. Die beim β -Zerfall $C^{14} \rightarrow N^{14}$ frei werdende Energie erscheint somit im wesentlichen als Differenz der beiden Energiearten. Auf Grund dieser Überlegung läßt sich die Spinenergie aus der Energie des β -Zerfalls abschätzen und man findet einen Wert von 2,5 keV, was größtenteils mit dem Wert, der aus den Verhältnissen beim Deuteron (2,18 keV) folgt, übereinstimmt. Aus dem so gewonnenen Wert für die Spinenergie folgt in der Tat, daß Kerne von diesem Typus mit größerer Ladung ($Z \geq 9$) instabil sind, weil dann die elektrostatische Energie überwiegt. Die Kerne werden daher durch β -Zerfall ihre Ladung verkleinern.

Ich muß allerdings betonen, daß das hier verwendete Modell sehr unzulänglich ist. Schon die energetischen Verhältnisse werden nur qualitativ wiedergegeben. Betrachtet man gar die Halbwertszeiten derjenigen β -Strahler, die hier in Betracht kommen, so zeigen diese keine erkennbaren Regelmäßigkeiten. Vielmehr hat man den Eindruck, als ob diese Kerne gar keine einheitliche Klasse bildeten. Dieses Verhalten läßt sich aber auch mit Hilfe theoretisch besser begründeter Kernmodelle nicht deuten.

Die letzte Eigenschaft der Kernkräfte, die bei der Betrachtung der leichten Kerne deutlich in Erscheinung tritt, und der wir unsere Aufmerksamkeit zuwenden wollen, ist die sogenannte Sättigung der Kernkräfte. Diese äußert sich hier hauptsächlich in der besonderen Stabilität des He-Kerns, des α -Teilchens. In der Reihe der Kerne

H^1 (Proton), D^2 (Deuteron), He^3 , He^4 (α -Teilchen) entsteht jeder aus dem vorhergehenden durch Hinzufügen eines weiteren Nukleons. Die jeweils hierbei frei

werdende Energie nennen wir «Bindungsenergie des letzten Teilchens».

Kern:	D^2	He^3	He^4
Bindungsenergie des letzten Teilchens (in MeV):	2,17	4,42	20,59

Diese Energie ist also beim α -Teilchen sehr groß – größer als bei irgendeinem anderen Kern. Überdies existiert kein stabiler Kern mit 5 Teilchen, und auch der Kern Be^8 ist nicht stabil: er zerfällt in zwei α -Teilchen. Das α -Teilchen ist also nicht nur besonders stabil, sondern es zeigt auch beinahe keine «Affinität» zu Protonen, Neutronen oder zu einem zweiten α -Teilchen. MAJORANA hat hieraus zuerst geschlossen, daß die Kernkräfte, unabhängig von der relativen Spinorientierung, nur dann stark anziehend sind, wenn die Teilchen sich (im Sinne der Quantenmechanik) in räumlich äquivalenten Zuständen befinden. Weil nun Protonen und Neutronen dem Pauli-Prinzip genügen, können gerade ein Protonenpaar und ein Neutronenpaar denselben räumlichen Zustand einnehmen. Dann ist dieser besetzt. Die 4 Teilchen bilden den He^4 -Kern. Jedes weitere hinzugefügte Nukleon muß einen neuen Zustand einnehmen und wird deshalb vom α -Teilchen nur wenig beeinflußt. Die Kernkräfte verhalten sich also gemäß dieser Vorstellung ähnlich wie die chemischen Valenzen.

In einer etwas formalen und phänomenologischen Weise kann man Kräfte dieser Art mathematisch als sogenannte Austauschkräfte beschreiben. Diese können immer noch als Fernkräfte zwischen je zwei Teilchen aufgefaßt werden. Die modellmäßigen Feldtheorien zeigen aber, daß die Austauschkräfte eine verwickeltere Beschaffenheit haben müssen. Denn hier treten sie immer zusammen mit Mehrkörperkräften auf, das sind Kräfte, die sich beim Vorhandensein von mehr als zwei Teilchen nicht mehr auf Wechselwirkungen zwischen Teilchenpaaren zurückführen lassen. Zudem handelt es sich hier eigentlich um keine statischen Kraftfelder mehr, weil die Austauscherscheinungen wesentlich dynamischer Natur sind. Somit scheint hier eine Grenze erreicht zu sein, bei welcher ein tieferes Verständnis erst durch eine Feldtheorie der Kernkräfte möglich wird.

Ich möchte nun zum Schluß Ihre Aufmerksamkeit auf einige Tatsachen hinwenden, die uns bei der Betrachtung der schweren Atomkerne auffallen.

Viele Erscheinungen in diesem Gebiete der Physik werden zutreffend mit Hilfe des Tröpfchenmodells nach GAMOW und BOHR erfaßt. Insbesondere ermöglicht dieses Modell die Erklärung der Kernspaltung, die ja heute ein besonderes Interesse gewonnen hat.

Auch die typischen Erscheinungen, die bei anderen Kernreaktionen auftreten, kann man auf dieser Grundlage deuten. Dabei ist der von BOHR betonte Gesichtspunkt wegleitend, daß wegen der starken Koppelung der Teilchen im Atomkern nicht vom Verhalten eines

einzelnen Nukleons im Kern geredet werden kann, sondern daß ein Atomkern als Ganzheit funktioniert. Man darf diesen Gesichtspunkt aber, trotz seiner großen Fruchtbarkeit, nicht allzu dogmatisch anwenden. Ich möchte deshalb jetzt gerade einige Erscheinungen diskutieren, bei welchen man den Eindruck gewinnt, daß in gewissen Fällen ein einzelnes Nukleon im Kern eine gewisse Selbständigkeit bewahrt.

In dieser Richtung weisen vor allem die gyromagnetischen Verhältnisse bei den schweren Atomkernen, d. h. das Verhältnis vom magnetischen Moment zum Spindrehmoment eines solchen Kerns, was zuerst SCHMIDT¹ bemerkt hat.

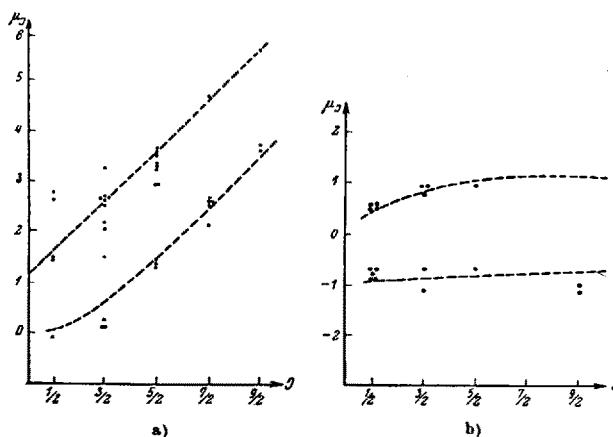


Fig. 3. In den beiden Figuren sind die magnetischen Momente der Atomkerne als Funktion der Spinquantenzahl J aufgetragen. Man sieht, daß sich die Meßpunkte (jeder Punkt entspricht einem Kernmoment) in der Nähe der gestrichelten Kurven häufen. Fig. a) gehört zu Kernen mit einem unpaaren Proton, Fig. b) zu denen mit einem unpaaren Neutron.

Da nur Kerne mit ungerader Teilchenzahl ein magnetisches Moment besitzen, hat man zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem der Kern eine ungerade Protonen- oder Neutronenzahl enthält. Trägt man in einem Diagramm das magnetische gegen das Spindrehmoment auf, so liegen die Bildpunkte in beiden Fällen in der Nähe von zwei Geraden. Diese steigen im ersten Falle so an, daß die Steigung einem Kernmagneton entspricht, im zweiten Falle verlaufen sie horizontal (Fig. 3).

Das bedeutet, daß magnetisches und Impulsmoment in beiden Fällen in der Hauptsache von einem einzigen Nukleon berührt, nämlich von dem jeweils unpaaren Proton oder Neutron. Da das Neutron keine Ladung besitzt, röhrt das magnetische Moment allein vom Eigenmoment des Neutrons her, das sich parallel oder antiparallel zur Bahnbewegung einstellen kann. So kommen die beiden Kurven zustande. Im Falle eines Protons tritt zum Eigenmoment das magnetische Moment der Bahnbewegung hinzu, was den linearen Anstieg ergibt. Die unpaaren Teilchen bewegen sich

also in erster Näherung ohne den «Kernrumpf» zu beeinflussen.

Wir haben im Vorhergehenden zwei Typen von β -aktiven, leichten Atomkernen betrachtet und festgestellt, daß bei denen, die ein unpaares Teilchen besitzen, die Halbwertszeiten theoretisch gedeutet werden können, während im Falle derjenigen Kerne, die eine gerade Teilchenzahl aufweisen, die Theorie versagt. Der Erfolg der Theorie im ersten Fall ist wohl zum Teil dadurch bedingt, daß das unpaare Teilchen eine gewisse Unabhängigkeit vom Kernzusammenhang besitzt. Wenn es sich radioaktiv umwandelt, so wird die Kernstruktur besonders wenig beeinflußt und das ist es gerade, was wir theoretisch angenommen haben. Die entsprechende Annahme für ein Teilchenpaar ist dagegen offensichtlich unzulässig.

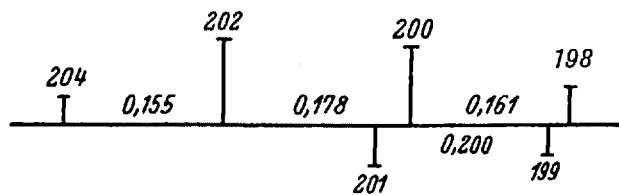


Fig. 4. Die Abszissen entsprechen der Bindungsenergie eines $6s^2 1S_0$ Elektrons in den Quecksilberisotopen 198, 199, 200, 201, 202, 204 (nach Messungen von SCHÜLER und KEYSTROW, Z. Phys. 72 [1931]). Diese Energie nimmt mit wachsendem Atomgewicht ab, und zwar beim Zufügen je zweier Neutronen immer um fast den gleichen Wert. Man beachte nun aber den typischen Unterschied gerader und ungerader Isotope.

Eine Erscheinung, die in dieselbe Richtung weist, zeigt sich deutlich beim optischen Isotopeneffekt des Quecksilbers. Dieser besteht darin, daß mit wachsendem Atomgewicht die Bindungsenergie des Leuchtelektrons im S-Zustand abnimmt. Er röhrt davon her, daß die Kernladung (d. h. die Protonen) mit wachsendem Atomgewicht ein größeres Volumen einnimmt, daß also der Kernradius mit wachsender Teilchenzahl größer wird. Hierdurch wird die elektrische Anziehung der S-Elektronen in unmittelbarer Kernnähe verkleinert. Nun erkennt man aus der Fig. 4, daß dieser Effekt beim Hinzufügen eines Neutrons zu einem Isotop mit gerader Teilchenzahl, also eines unpaaren Neutrons, kleiner ist als beim Hinzufügen eines Neutrons zu einem ungeradzahligen Isotop, wo im so entstehenden Kern jedes Neutron einen Partner hat. Man weiß aber, daß ein Kern mit ungerader Massenzahl verhältnismäßig weniger Bindungsenergie besitzt als ein solcher mit gerader Massenzahl, weshalb man erwarten würde, daß im ersten Falle auch der Kernradius relativ größer sein sollte. Das gäbe aber gerade einen Effekt mit der umgekehrten Periodizität. Man muß aber beachten, daß dieser Isotopeneffekt vom Volumen abhängt, welches die Kernladung einnimmt und dieses braucht nicht dasjenige des Atomkerns zu sein. Es scheint, als ob ein unpaares Neutron nicht eigentlich in den Kern eindringt, sondern sich eher an der

¹ SCHMIDT, Z. Phys. 106, 358 (1937).

Kernoberfläche bewege. Dadurch wird verständlich, daß in diesem Falle das Volumen der Kernladung nicht sehr stark vergrößert wird. Erst ein Neutronenpaar wird richtig ins Innere des Kerns aufgenommen. Man kann diese Regel auf Grund der Sättigungseigenschaften der Kernkräfte plausibel machen.

Schließlich weist die recht große Häufigkeit von (γ, p) -Prozessen, wie sie sich aus den Versuchen von WÄFFLER¹ ergeben, ebenfalls darauf hin, daß unter Umständen einzelne Nukleonen nicht allzu stark ans Kernganze gekoppelt sein können.

Es ist nun allerdings kaum möglich, diese Erscheinungen im Rahmen unserer jetzigen Theorie befriedigend rechnerisch zu erfassen. Nicht nur fehlen hiezu vertrauenerweckende Grundlagen, sondern es handelt sich wohl überhaupt um sehr verwickelte Vorgänge. Deshalb scheinen sie mir auch nicht der geeignete Ausgangspunkt, um der Theorie zur Weiterentwicklung zu verhelfen.

Offenbar fehlen uns gewisse grundsätzliche, neue Gesichtspunkte, die dazu dienen könnten, den der jetzigen Theorie zugrunde liegenden Dualismus von Kraftfeldern und diese erzeugenden Quellen zu überwinden. Diese Unterscheidung verliert ja offenbar jeden Sinn, sobald es unmöglich wird, ein Feld wenigstens prinzipiell mit Hilfe von Probekörpern auszumessen. Das tritt dann ein, wenn die Raumgebiete, in welchen der Feldverlauf gemessen werden soll, kleiner werden als die Gebiete, in welchen die Probekörper gemäß den Unschärfereaktionen noch lokalisiert werden können. Die Probekörper sind nun die Nukle-

onen und diese lassen sich mit einer Genauigkeit, die ihrer Compton-Wellenlänge entspricht, lokalisieren. Diese Länge ist von der Größenordnung 10^{-14} cm, das ist etwa 10mal kleiner als die Atomdimensionen. Es ist bemerkenswert, daß der Begriff des Potentialverlaufs im Innern eines Atomkerns eine ähnlich begrenzte Gültigkeit zu haben scheint wie die unrelativistische Näherung in diesem Gebiet.

Auf Grund dieser Überlegungen ist es denkbar, daß Streuversuche von Neutronen in Wasserstoff mit Energien von 10–20 keV schon nicht mehr im Rahmen der heutigen Vorstellungen gedeutet werden können, so daß also bei genügender Meßgenauigkeit solche Versuche eine prinzipielle Bedeutung gewinnen. Die bis heute vorliegenden Experimente verschiedener Autoren sind aber noch nicht untereinander im Einklang, so daß eine Entscheidung vorläufig nicht möglich ist.

Summary

The present theory of nuclear forces is very inconsistent. But as far as relativity effects can be neglected it seems that the meson theory gives a fairly good first approximation. In this case, where we obviously do not need a real field theory, we are able to understand at least the general features shown by lighter nuclei.

The heavy nuclei are in many respects well described by the "liquid droplet model". But there are certain instances where, contrary to this model, one nucleon seems to a certain degree independent of the rest of the nucleus.

The general impression of the present situation is that in the theory of nuclear structures the notion of force has about the same limitation as the non-relativistic theory.

¹ WÄFFLER, Helv. phys. Acta 19, 425 (1946).

Die prägeologische Pneumatosphäre und ihre Bedeutung für die geologischen Probleme der Gegenwart

Von A. RITTMANN¹, Neapel

Schon seit geraumer Zeit kam der Verfasser zur Überzeugung, daß viele geologische und insbesondere petrographische und geochemische Probleme der Lösung nähergebracht werden, wenn man vorerst Be trachtungen über die prägeologische Entwicklung anstellt mit dem Ziel, die Ausgangsbedingungen und damit die primären Ursachen des späteren geologischen Geschehens zu ergründen. Wie sich der Verfasser die prägeologische Entwicklung vorstellt, geht aus seinen früheren Arbeiten und insbesondere aus der Gemeinschaftsarbeit mit W. KUHN hervor. Dieser Forscher hat

seither weitere wichtige Beiträge zur Lösung dieses Problems veröffentlicht¹.

Im vorliegenden Aufsatz sei nun besonders die Bildung und Natur der ersten Atmosphäre, die wohl besser als *Pneumatosphäre* zu bezeichnen ist, und der ersten Erstarrungskruste und deren prägeologische Umformung behandelt, woraus sich neue Gesichtspunkte für das Verständnis der Granitbildung und der Entstehung und Verteilung der Gesteins- und Erzprovin-

¹ A. RITTMANN: Geol. Rdsch. 30, 52 (1939). — W. KUHN und A. RITTMANN, Geol. Rdsch. 32, 215 (1941). — W. KUHN, Naturw. 30, 689 (1942). — A. RITTMANN, Vulcani, attività e genesi. Napoli, E.P.S.A., 1944. — W. KUHN, Exper. 2, 391 (1946).