

Physik und Chemie mit schweren Ionen — I. Kernphysik

Physics and chemistry with heavy ions — I. Nuclear physics

B. Fricke Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

W. Scheid Institut für Theoretische Physik, Universität Frankfurt am Main

1. Einleitung

Seit einigen Jahren bereitet man sich an vielen Stellen der Welt darauf vor, ein neues, bisher unbekanntes Gebiet der Physik und Chemie zu erforschen, nämlich die superschweren Elemente. Anstoß dazu haben Überlegungen theoretischer Kernphysiker gegeben, deren wichtigste Aussage war, daß jenseits der bisher bekannten Transurane noch Atomkerne mit meßbaren Lebensdauern und damit auch neue Elemente existieren sollten.

Trotz intensiver Suche konnten diese Elemente bisher nicht eindeutig in der Natur nachgewiesen werden. Es besteht aber die Möglichkeit, diese Kerne künstlich mit Hilfe eines Schwerionenbeschleunigers herzustellen. Durch Beschuß sehr schwerer Kerne mit hochenergetischen schweren Ionen und der dann folgenden Synthese beider Kerne hofft man nämlich, in den unbekanntem Bereich der superschweren Kerne vordringen zu können. Bevor wir jedoch einige der Möglichkeiten diskutieren, die sich für die Kernphysik mit dem Bau eines Schwerionenbeschleunigers ergeben, wollen wir kurz erklären, wie man zu der Annahme kommt, daß jenseits der Transurane noch Kerne existieren können, deren Halbwertszeiten Sekunden, vielleicht sogar viele tausend Jahre betragen.

2. Kernphysikalische Überlegungen zur Existenz superschwerer Kerne

2.1. Allgemeines

Jede mögliche Kombination von N Neutronen und Z Protonen stellt einen Kern dar; doch zeigt uns ein Blick auf die etwas schematisierte dreidimensionale Nuklidkarte in Fig. 1, daß in der Natur nur ein schmaler Streifen, der ungefähr entlang einer Diagonalen verläuft, mit Kernen besetzt ist. In dieser Nuklidkarte ist als dritte Dimension die Stabilität der Kerne eingeführt. Die Gebiete, die aus der »See der Instabilität« herausragen, sind die bekannten Nuklide und die erwarteten Inseln superschwerer Elemente.

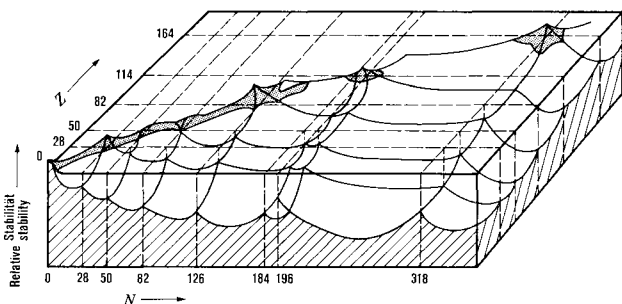


Fig. 1: Dreidimensionale Darstellung der Nuklidkarte. Das schmale Riff, das aus der »See der Instabilität« herausragt, wird von den bekannten stabilen und instabilen Nukliden gebildet. Entlang der Linien der magischen Neutronen- und Protonenzahlen ziehen sich Rücken besonderer Stabilität, die sich an den Kreuzungspunkten, den doppelt-magischen Kernen, zu Berggipfeln erheben. Mit eingetragen sind die beiden vorgelagerten Inseln superschwerer Kerne, für die man wieder Nuklide mit relativ langer Halbwertszeit erwartet

Fig. 1: Three-dimensional schema of the nuclide chart. The narrow ridge projecting out of the "sea of instability" is formed by the known stable and unstable nuclides. The lines of magic neutron and proton numbers correspond to ridges of particularly high stability; the crossings of these lines correspond to peaks occupied by double-magic nuclei. Also shown in the chart are the two "offshore" islands of super-heavy nuclei where it is anticipated that nuclides with relatively long half-lives may be found

1. Introduction

For the last few years preparations have been in progress in many laboratories throughout the world for researching a new, hitherto unknown area of physics and chemistry—that of the super-heavy elements. This was prompted by considerations put forward by theoretical nuclear physicists, the most important conclusion of which is that there should exist, beyond the transuranides known so far, still heavier atomic nuclei with measurable half-lives and, consequently, new elements.

Despite an intensive search, no such elements have been definitely demonstrated in nature so far. The possibility exists, however, of making such nuclei artificially, with the aid of a heavy ion accelerator. It is hoped that bombardment of very heavy nuclei with high energy heavy ions, and the then expected fusion of the two nuclei, will make it possible to achieve a breakthrough into the domain of super-heavy nuclei. Before discussing the possibilities which the construction of a heavy ion accelerator is likely to open for nuclear physics, however, we should briefly explain the reasons for the assumption that there may exist, beyond the known transuranides, still heavier nuclei with half-lives of the order of seconds or perhaps even of several thousand years.

2. Nuclear physical considerations on the existence of super-heavy nuclei

2.1. General

Every possible combination of N neutrons and Z protons represents an atomic nucleus. However, a glance at the, somewhat schematised, three-dimensional nuclide chart Fig. 1 shows that, in nature, only a narrow strip, running roughly along the main diagonal, is actually occupied by nuclides. The third dimension in this nuclide chart is the stability of the nuclei, so that the diagonal strip occupied by nuclides is represented as a ridge. The parts of this ridge projecting out of the "sea of instability" represent the known nuclides and, further along the diagonal, the anticipated islands of super-heavy elements.

2.2. Magic nuclei

The best known theoretical description of nucleons in the nucleus makes use of the shell model according to which the nucleons are arranged in the nucleus in shells and subshells similar to the electron shells around the nucleus. The potential in which the nucleons move is generated by the nucleons themselves, i.e., the potential acting on each individual nucleon is the resultant of its interactions with all the other nucleons in the nucleus. In this potential well, shown in Fig. 2 separately for protons and for neutrons, there can exist only a certain number of discrete quantised states. The proton potential is somewhat higher than the neutron potential because of the additional charge interaction between protons.

Fig. 3 shows the energy levels of these states, separately for protons and for neutrons. According to the quantum mechanics each state can be occupied only by a certain number of nucleons. The Z protons and the N neutrons of a nucleus occupy the energetically lowest possible states. Nuclei in

2.2. Magische Kerne

Die bekannteste theoretische Beschreibung der Nukleonen im Kern erfolgt im Schalenmodell, nach dem die Nukleonen in Schalen und Unterschalen eingeteilt werden, ähnlich wie die Atomhülle aus Elektronenschalen aufgebaut ist. Das Potential, in dem sich die Nukleonen bewegen, wird von den Nukleonen selbst erzeugt, wobei ein einzelnes Nukleon ein gemittelttes Potential spürt, das aus der Wechselwirkung mit allen anderen Nukleonen resultiert. In diesem Potential, das in Fig. 2 getrennt für Protonen und Neutronen dargestellt ist, sind nur gequantelte Zustände möglich. Der Unterschied zwischen Neutronen- und Protonenpotentialen muß gemacht werden, weil die elektrische Wechselwirkung das Potential der Protonen zusätzlich gegenüber dem Neutronenpotential anhebt.

Die energetische Lage dieser Zustände ist in Fig. 3, wieder getrennt für Protonen und Neutronen, dargestellt. In jedem Zustand kann sich gemäß der Quantenmechanik nur eine gewisse Zahl von Nukleonen aufhalten. Die Z Protonen und N Neutronen eines Kernes befinden sich in den energetisch tiefstmöglichen Zuständen. Sind gerade alle Schalen bis zu einer der energetischen Lücken in Fig. 3 bei 2, 8, 20, ... mit Protonen bzw. Neutronen aufgefüllt, dann ist dieser Kern im Vergleich zu allen anderen Kernen mit ähnlicher Masse besonders stabil. Das heißt, die totale Bindungsenergie per Nukleon wird groß, wenn sich die Nukleonen in gefüllten Schalen bewegen. Die Zahlen an den Lücken in Fig. 3 heißen magische Zahlen und die entsprechenden Kerne magische Kerne. Die Kerne, für die sowohl die Protonen- als auch die

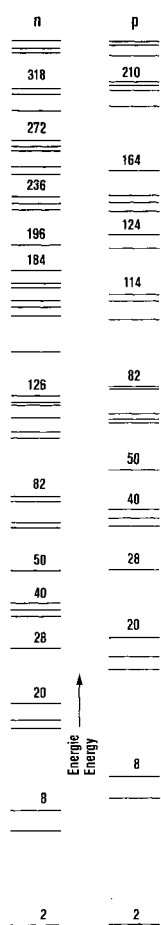


Fig. 3: Energetische Lage der Zustände in den Potentialtöpfen von Fig. 2, maßstabgerecht. Jeden Zustand können mehrere Nukleonen besetzen. Da der energetische Abstand der Zustände sehr unterschiedlich ist, sind die Kerne, bei denen alle Zustände bis zu den dabei auftretenden Lücken gefüllt sind, besonders stabil (magische Kerne). Die dazugehörenden magischen Zahlen sind eingetragen.

Fig. 3: Energy levels of the states in the potential wells Fig. 2, plotted to scale. Each state can be occupied by several nucleons. As the energetic distances between states vary considerably, the nuclei in which all the states are filled up to the next higher energy gap are particularly stable (magic nuclei). The numbers shown are the corresponding magic numbers.

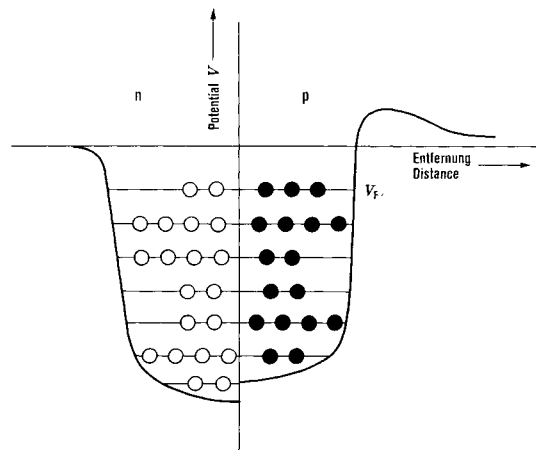


Fig. 2: Potentialtopf für Protonen und Neutronen im Kern. Die beiden Potentialtöpfe würden gleich aussehen, wenn sich die Protonen nicht noch zusätzlich durch elektrische Kräfte abstoßen würden, wodurch ihr Potential etwas gegen das der Neutronen angehoben wird. In beiden Potentialtöpfen befindet sich eine durch Gesetze der Quantenmechanik festgelegte Zahl von Zuständen, die bis zum Potential V_F von Nukleonen besetzt sind.

Fig. 2: Potential wells for protons and neutrons in the nucleus. The two potential wells differ only because the protons are additionally repelled from each other owing to their electric charges; as a result, the potential of protons is somewhat higher than that of neutrons. In each potential well there can exist only a certain number of discrete states determined by the laws of quantum mechanics; these states are occupied by nucleons up to the potential V_F .

which all the shells are filled with nucleons up to the next higher energy gap (at 2, 8, 20, etc., in Fig. 3) are particularly stable in comparison with all other nuclei with a similar mass. In other words, the total binding energy per nucleon is highest when the nucleons move in completely filled shells. The numbers at the energy gaps in Fig. 3 are called magic numbers, and the corresponding nuclei are called magic nuclei. The nuclei in which the proton number and the neutron number are both magic, are called double-magic nuclei. They are especially stable. Examples of such nuclei are He 4 and Ca 40. The magic proton and neutron numbers are shown in Fig. 1 and cause, in that schematic chart, the transverse changes of raised stability.

2.3. The potential energy surface

The double-magic nuclei possess yet another property which distinguishes them from all other nuclei. They are spherical. This property is possessed by very few nuclei. In the ranges between the magic numbers, i.e., when the highest shells are only partly filled, the nuclei are more or less strongly deformed; they assume in the ground state a prolate (cigar-shaped) or an oblate (disc-shaped) configuration. Such surfaces are usually described mathematically with the aid of an expansion of the surface by spherical harmonics $Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$:

$$R = R_0 \cdot [1 + a_0 Y_{2,0}(\vartheta, \varphi) + a_2 (Y_{2,2}(\vartheta, \varphi) + Y_{2,-2}(\vartheta, \varphi)) + \dots],$$

where ϑ and φ are the azimuthal and horizontal angle, respectively, in the main axis coordinate system of the nucleus, and R_0 is the radius of the reference sphere. The parameters a_0 and a_2 define the exact shape of the surface. The condition $a_0 = a_2 = 0$ defines a spherical nucleus. The condition $a_0 \neq 0$ defines a nucleus which is still rotation-symmetrical but is prolate or oblate. The condition $a_2 \neq 0$ describes tri-axial, i.e., no longer rotation-symmetrical nuclei. The two parameters a_0 and a_2 are sufficient fully to define any ellipsoidal nucleus surface. These two parameters are also called collective coordinates because they provide global information on the collective behaviour of all the nucleons in the nucleus. When the configuration of the nucleus is deformed, the mean potential in which the nu-

2.3. Die Potentialenergiefläche

Die doppelt-magischen Kerne sind noch durch eine weitere Eigenschaft vor allen anderen ausgezeichnet: Sie sind kugelförmig, eine Eigenschaft, die nur für sehr wenige Kerne zutrifft. In den Gebieten zwischen den magischen Zahlen, wenn die höchsten Schalen nur teilweise gefüllt sind, sind die Kerne stark deformiert; sie nehmen im Grundzustand eine zigarrenförmige (oder diskusförmige) Gestalt an. Zur mathematischen Beschreibung solcher Oberflächen benutzt man meist die Entwicklung der Oberfläche nach Kugelfunktionen $Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$:

$$R = R_0 \cdot [1 + a_0 Y_{2,0}(\vartheta, \varphi) + a_2 (Y_{2,2}(\vartheta, \varphi) + Y_{2,-2}(\vartheta, \varphi)) + \dots],$$

wobei ϑ und φ Azimutal- bzw. Horizontalwinkel im Hauptachsenkoordinatensystem des Kernes sind und R_0 der Radius ist, um den herum die Oberfläche schwankt. Die Parameter a_0 und a_2 legen die genaue Gestalt der Oberfläche fest. Ist $a_0 = a_2 = 0$, so hat der Kern Kugelgestalt mit dem Radius R_0 . Für $a_0 \neq 0$ ist der Kern zigarren- oder diskusförmig, aber rotations- bzw. achsialsymmetrisch. $a_2 \neq 0$ beschreibt dreiaxige, d. h. nicht rotationssymmetrische Kerne. Mit den beiden Parametern a_0 und a_2 kann eine beliebige ellipsoidförmige Kernoberfläche festgelegt werden. Man nennt sie auch Kollektivkoordinaten, weil damit globale Aussagen über das kollektive Verhalten aller Nukleonen gemacht werden. Verformt sich die Kugelgestalt, so verformt sich auch das mittlere Potential, in dem sich die Nukleonen bewegen. Daher ändern sich auch für verschiedene a_0 und a_2 die Energien der Einteilchenzustände in Fig. 3. Man berechnet nun mit Hilfe der halbempirischen Massenformel [1] und der Einteilchenenergien, wie sich die Gesamtenergie des Kernes als Funktion der Parameter a_0 und a_2 ändert. Diese Funktion $E(a_0, a_2)$ kann als eine Fläche im Raum dargestellt werden. Daher wird sie (kollektive) Potentialenergiefläche genannt. Mit ihrer Hilfe lassen sich in besonders übersichtlicher Weise wichtige Aussagen über den Kern machen.

Der Kern wird in seinem Grundzustand die Gestalt annehmen, bei der die Potentialenergiefläche ihr Minimum hat. Es gibt nur vier prinzipiell verschiedene Formen von Potentialenergieflächen. Sie sind in Fig. 4 im Schnitt mit der Ebene $a_2 = 0$ (achsialsymmetrische, ellipsoidförmige Kerngestalt) aufgezeichnet. Bleibt die Kurve für sehr große a_0 stets über dem Grundzustandsminimum, dann ist der Kern gegen Spaltung stabil. Sinkt die Kurve für große a_0 jedoch unter das Grundzustandsminimum ab, dann wird der Kern versuchen,

cleons move is deformed also. Consequently, the energies of the single particle states shown in Fig. 3 vary with variations of a_0 and a_2 . Based on these single particle energies and on the semiempirical mass formula [1], it is possible to calculate how the total energy of the nucleus varies as function of the parameters a_0 and a_2 . This function $E(a_0, a_2)$ can be represented as a three-dimensional surface, and is called for this reason the (collective) potential energy surface. With the aid of this surface it is possible to make important predictions about the nucleus in a particularly illustrative manner.

A nucleus in its ground state will adopt the configuration for which its potential energy surface has its minimum. There are four fundamentally different shapes of potential energy surfaces. These four shapes are illustrated in Fig. 4 in cross-section with the plane $a_2 = 0$ (rotation-symmetrical ellipsoidal nucleus configuration). If the curve remains throughout above the ground state minimum even for very large values of a_0 (Fig. 4 a), the nucleus is stable with respect to fission. If, however, the curve drops below the ground state minimum for large values of a_0 (Fig. 4 b for a round nucleus, and Fig. 4 c for a deformed nucleus), the nucleus will try to arrive at a possible lower energy state. However, it can do this only if its deformation becomes very large, i.e., by undergoing a spontaneous fission and thus breaking into two fragments. The ground state of the unfissioned nucleus, and the configurations of the fragments after the fission, are separated by a potential barrier called the fission barrier. According to classical mechanics, a nucleus in the ground state, i.e., at the ground state energy minimum, could never surmount the potential barrier. In quantum mechanics, however, there exists a probability for "tunneling" through the potential barrier. The higher this probability the shorter the half-life of the nucleus in respect of spontaneous fission. The half-lives of nuclei in respect of spontaneous fission can be calculated from the height and width of the fission barriers in the corresponding potential energy surfaces. The concept of potential energy surface can of course also be used to describe totally unstable nuclei. Such a case is illustrated in Fig. 4 d.

2.4. Half-lives of super-heavy nuclei

The above method can be applied to as yet unknown nuclei for obtaining information on their half-lives with respect to spontaneous fission. The heaviest naturally occurring, stable, double-magic nucleus Pb 208 is spherically symmetrical. Beyond Pb 208 are located the heaviest still almost stable nuclides of the elements thorium and uranium, with half-lives of several million years, but these nuclei are already severely deformed. With a further increase of Z , the probability of spontaneous fission increases very rapidly and the half-lives of nuclei become correspondingly shorter, this being due mainly to the increase of the electric forces and to the larger deformations. The longer the cigar, the easier it will break, i.e., undergo fission.

By adding neutrons to the heaviest available nuclei, and subsequent beta decay, or by bombarding heavy nuclei with light particles, we have so far reached $Z = 105$, where we find half-lives of the order of 1 second. The nuclei beyond $Z = 105$ decay faster than they can be detected by the means available so far. In terms of the potential energy surface concept, this is explained by progressively smaller fission barriers.

The question arises of whether or not this picture, valid for the region around Pb 208, can be extrapolated to the region

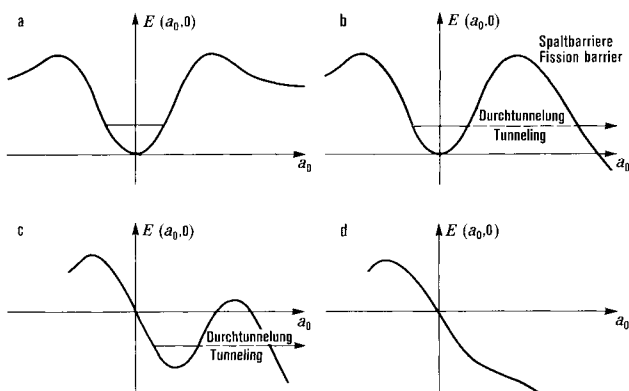


Fig. 4: Schnitte der Potentialenergiefläche $E(a_0, a_2)$ mit der Ebene $a_2 = 0$ für vier verschiedene Kerne. a) stabiler runder Kern; b) runder Kern, der spontan spalten kann; c) deformierter Kern, der spontan spalten kann; d) völlig instabiler Kern

Fig. 4: Intersections of the potential energy surface $E(a_0, a_2)$ with the plane $a_2 = 0$, for four different nuclei. a) stable round nucleus; b) round nucleus capable of spontaneous fission; c) deformed nucleus capable of spontaneous fission; d) totally unstable nucleus

dorthin zu gelangen (Fig. 4b für einen runden Kern und 4c für einen deformierten Kern). Dies kann er aber nur, wenn seine Deformation sehr groß wird, d. h. wenn er spontane Spaltung durchführt und damit in zwei Bruchstücke zerfällt. Der Grundzustand des Kernes und die Konfigurationen nach dem Zerfall sind durch einen Potentialberg, die Spaltbarriere, getrennt. Nach der klassischen Mechanik könnte ein Kern, der sich im Grundzustand, d. h. im Grundzustandsminimum befindet, niemals den Potentialberg überwinden. Quantenmechanisch besteht aber eine Wahrscheinlichkeit, den Potentialberg zu »durchtunneln«. Je größer aber die Wahrscheinlichkeit ist, den Potentialberg zu durchtunneln, um so kürzer ist die Lebensdauer des Kernes gegen spontane Spaltung. Mit anderen Worten: Aus den Höhen und Breiten der Spaltbarrieren in den jeweiligen Potentialenergieflächen lassen sich Lebensdauern gegen Spaltung berechnen. Die Potentialenergiefläche beschreibt natürlich auch gänzlich instabile Kerne. Ein solcher Fall ist in Fig. 4d dargestellt.

2.4. Lebensdauern superschwerer Kerne

Diese Methode läßt sich nun auf bisher noch unbekannte Kerne anwenden, um Aussagen über ihre Lebensdauern gegenüber spontaner Spaltung zu gewinnen. Der letzte in der Natur vorkommende stabile doppelt-magische Kern Pb 208 ist sphärisch symmetrisch. In dem darauffolgenden Gebiet, in dem die schwersten noch nahezu stabilen Nuklide der Elemente Thorium und Uran mit vielen Millionen Jahren Halbwertszeit liegen, sind die Kerne bereits sehr stark deformiert. Mit weiter ansteigendem Z nimmt der Prozeß der spontanen Kernspaltung sehr stark zu und die Lebensdauer der Kerne rapide ab, was hauptsächlich durch die größer werdenden elektrischen Kräfte und durch die großen Deformationen zu erklären ist. Je länger die Zigarre schon von Natur aus ist, desto leichter zerbricht, d. h. spaltet sie.

Durch Anlagerung von Neutronen an die schwersten Kerne und anschließenden β -Zerfall oder durch Beschuß mit leichten Teilchen ist man heute bei $Z = 105$ gelangt, wo man nur noch Halbwertszeiten von etwa 1 s findet. Die darauffolgenden Kerne mit noch größerer Ladung zerfallen schneller, als sie bisher nachgewiesen werden können. In der Beschreibungsweise mit Hilfe der Potentialenergiefläche läßt sich diese Tatsache durch immer kleiner werdende Spaltbarrieren erklären.

Die Frage ist nun, ob man dieses Bild auf die Umgebung der nächsten doppelt-magischen Nukleonenzahlenpaare $Z = 114$, $N = 184$ und/oder 196 extrapolieren kann. Nach Durchführung derartiger Rechnungen [2, 3] hat sich gezeigt, daß in diesem Bereich tatsächlich wieder sphärische Kerne mit relativ großen Spaltbarrieren, d. h. langen Lebensdauern gegen Spaltung bis zu 10^{10} Jahren, zu erwarten sind. Da der stabilisierende Einfluß der doppelt-magischen Konfiguration so stark ist, ist es sogar möglich, daß im Gebiet der nächsten doppelt-magischen Kerne bei $Z = 164$, $N = 272$ und/oder 318 noch einmal mit einem Gebiet relativer Stabilität zu rechnen ist. Diese beiden Inseln quasistabiler Kerne sind in der Nuklidkarte (Fig. 1) mit eingetragen. In Fig. 5a und 5b sind sie noch einmal separat herausgezeichnet und mit Angaben über ihre voraussichtliche Lebensdauer versehen [2]. Da neben der spontanen Kernspaltung noch die Möglichkeit des α - und β -Zerfalls besteht, sind diese Zerfallsarten auch berücksichtigt.

3. Herstellung superschwerer Kerne mit dem Schwerionenbeschleuniger

Es stellt sich jetzt allerdings die Frage, wie man diese Inseln experimentell erreichen kann. Eine sukzessive Anlagerung von einzelnen Nukleonen scheint wenig erfolgreich, weil es

of the next double-magic nucleon number pairs $Z = 114$, $N = 184$ and/or $Z = 114$, $N = 196$. Calculations carried out in this context [2, 3] show that, indeed, we may expect to find again in this region spherical nuclei with relatively large fission barriers i.e., with long (up to 10^{10} years) half-lives in respect of fission. The stabilising effect of the double-magic configuration is so strong that it is even justifiable to expect a domain of relative stability in the range of the next group of double-magic nuclei at $Z = 164$, $N = 272$ and/or $Z = 164$, $N = 318$. These two islands of quasi-stable nuclei are indicated in the nuclide chart Fig. 1, and are shown in greater detail in Figs. 5a and 5b together with data on their probable half-lives [2]. These data also take into account the decay rates by alpha and beta decay in addition to that by spontaneous nuclear fission.

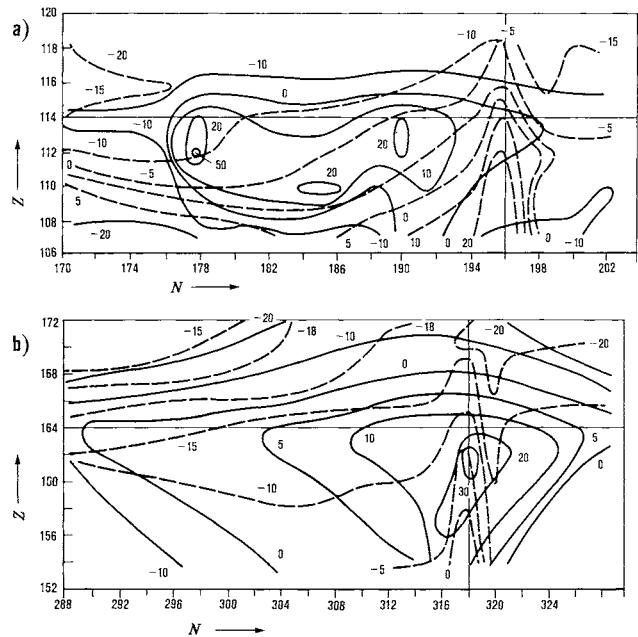


Fig. 5: Detaillierte Darstellung der beiden Inseln superschwerer Nuklide aus Fig. 1. a) Gebiet zwischen $Z = 108$ und $Z = 120$; b) Gebiet zwischen $Z = 154$ und $Z = 170$. Durchgezogene Linien: Linien gleicher Lebensdauern gegenüber Spaltung; gestrichelte Linien: Linien gleicher Lebensdauern gegenüber α -Zerfall. Zahlen an den Linien: Logarithmen der Lebensdauern in Jahren

Fig. 5: Detailed schemata of the two islands of super-heavy nuclides shown in Fig. 1. a) range between $Z = 108$ and $Z = 120$; b) range between $Z = 154$ and $Z = 170$. Full lines: contour lines of equal half-lives in respect of fission; dashed lines: contour lines of equal half-lives with respect to alpha decay. The contour numbers are the logarithms of these half-lives in years

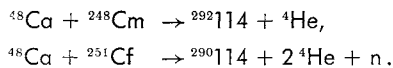
3. Production of super-heavy nuclei with a heavy ion accelerator

The next question is how these presumed quasi-stable islands can be reached experimentally. The technique of consecutive addition of individual nucleons seems to offer little promise because it is scarcely possible to traverse in this manner the instability trough between the transuranides and the first quasi-stable island. The most promising possibilities are offered by four methods, none of which can be applied without a heavy ion accelerator. This also defines the first and main task of a heavy ion accelerator, i.e., the demonstration of the existence of super-heavy nuclei.

The possibility which comes first to mind is that of direct fusion of two nuclei with just the right numbers of neutrons and protons. This condition, however, is fulfilled by only a few combination possibilities of nuclides, all of which are either very rare or very difficult to produce. Two such examples are the reactions

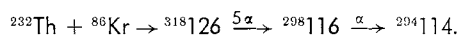
kaum möglich ist, den Graben der Instabilität zwischen den Transuranen und der ersten Insel zu durchqueren. Als erfolgversprechende Möglichkeiten bieten sich vier Methoden an, die alle vier nicht ohne einen Schwerionenbeschleuniger durchzuführen sind. Damit ist auch zugleich die erste und wichtigste Aufgabe eines Schwerionenbeschleunigers genannt, nämlich mit seiner Hilfe die Existenz superschwerer Kerne nachzuweisen.

Die Möglichkeit, an die man natürlich zuerst denken wird, ist die direkte Fusion zweier Kerne, die gerade die richtige Neutronen- und Protonenzahl haben. Es gibt aber nur wenige Kombinationsmöglichkeiten von Nukliden, die sehr selten oder sehr schwer herstellbar sind, die diese Bedingung erfüllen. Zwei Beispiele hierfür sind die Reaktionen

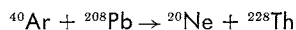


Wegen der seltenen Nuklide, die dabei benötigt würden, scheidet dieses Vorgehen wahrscheinlich in der Praxis aus.

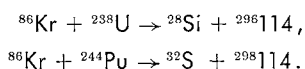
Die erste der praktikablen Möglichkeiten wäre, durch Fusion zweier gängiger Kerne wie etwa U 238 oder Th 232 plus Kr 86 die erste stabile Insel zu »überschießen« und einen Zwischenkern mit einer Ladungszahl zwischen 126 und 130 zu erzeugen. Diese Kerne sind zwar sehr kurzlebig, aber es besteht eine sehr große Wahrscheinlichkeit, daß sie sich durch α -Zerfall abregen. Dadurch würde man direkt in den Bereich der ersten quasistabilen Insel gelangen. Im einzelnen sähe der Prozeß etwa so aus:



Die dritte Möglichkeit bietet sich über einen Transferprozeß an. Dabei nutzt man die Tatsache aus, daß beim Aufeinanderschießen ganze Cluster, das sind ganze Teile des einen Kernes, zum anderen Kern hinübertransferieren können. Bekannt sind seit langer Zeit Transferreaktionen, bei denen einzelne Nukleonen oder α -Teilchen transferiert werden. In jüngster Zeit nun ist der experimentelle Nachweis für den Prozeß



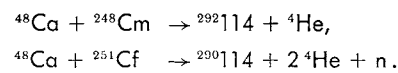
gelungen, bei dem ein ganzer ^{20}O -Kern aus dem Argon zum Blei herübertransferiert wird. Da der Wirkungsquerschnitt weit größer war, als man vorher angenommen hatte, ergibt sich damit die Möglichkeit, mit Hilfe eines Schwerionenbeschleunigers nach Reaktionen zu suchen, wie z. B.:



Mit beiden Reaktionen dringt man mitten in den Bereich der superschweren Kerne ein.

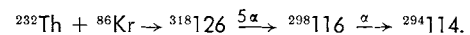
Die vierte Möglichkeit, an die man hauptsächlich in Dubna denkt, ist der sog. Fusion-Fission-Prozeß. Bei dieser Methode hofft man, durch Aufeinanderschießen von zwei sehr schweren Kernen, wie z. B. Blei auf Blei, einen Kern zu erzeugen, der sofort wieder zerfällt und dabei unter anderem in Bruchstücke spaltet, die Kerne aus dem Bereich der stabilen superschweren Kerne sind. Dabei können gleichzeitig physikalisch so interessante Prozesse wie Mehrfachspaltung oder Kaskadenspaltung studiert werden, für die es bisher nur erste theoretische Ansätze gibt.

Da jedoch bisher keine genaue Vorstellung darüber existiert, welche Prozesse mit welchen Wirkungsquerschnitten vorkommen, ist noch jede Spekulation möglich. Allerdings stellt die zuletzt genannte Methode die einzige bisher denkbare Möglichkeit dar, mit der man eventuell auf die zweite quasistabile Insel bei $Z = 164$ gelangen könnte. Zwei Bleikerne, aufein-

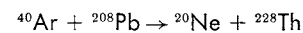


Owing to the rarity of the isotopes required, this technique is unlikely to be used in practice.

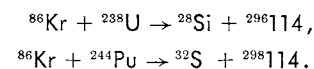
The second possibility, which is the first practicable possibility, is to "overshoot" the first quasi-stable island by fusion of two commonly available nuclei such as U 238 or Th 232 plus Kr 86, thus producing an intermediate nucleus with a charge number between 126 and 130. Such nuclei will be very short-lived, but there exists a very high probability that they will shed energy by alpha decay. This would bring us directly into the region of the first quasi-stable island. A process of this type would be, for example:



The third possibility is to make use of a transfer process. This possibility is based on the fact that, when one nuclear species is bombarded with another, whole clusters, i.e., whole parts of one nucleus may be transferred to the other. Transfer reactions involving the transfer of single nucleons or of alpha particles have been known for a long time. Very recently, however, experimental proof has been obtained for the process



in which an entire O 20 nucleus is transferred from the argon to the lead nucleus. As the capture cross-section found in these experiments proved to be much larger than had been expected, this opens the prospects of searching, with the aid of a heavy ion accelerator, for reactions such as



Both these reactions lead directly into the region of the super-heavy nuclei.

The fourth possibility, being considered mainly at Dubna, is the so-called fusion/fission process. It is hoped to produce, by bombardment reactions between two very heavy nuclei, e.g., lead against lead, a nucleus which will then fission immediately into fragments some of which will be nuclei from the domain of stable super-heavy nuclei. This will also make it possible to study at the same time other interesting physical processes such as multiple fission or cascade fission which, so far, have been studied only in theory.

As no precise ideas exist so far on the actually possible processes and their reaction cross-sections, it is as yet possible to speculate freely on all the above possibilities. It should be mentioned, however, that the fusion/fission process mentioned last seems to offer the only possibility conceivable at present for reaching the second quasi-stable island at $Z = 164$. Two lead nuclei impinging on each other possess the right number of protons, but they are short of at least 40 neutrons for reaching the second island. If still heavier nuclei are used, it might be possible to reach the low neutron side of the island, assuming that some protons become converted into neutrons. It may well be possible, however, that this technique will only succeed when super-heavy nuclei from the domain of the first island become available for use as target nuclei.

The nuclei formed in all these processes will have a high excitation energy and a high spin momentum, both of which must be carried away from the reaction area because they

andergeschossen, ergeben zwar die richtige Anzahl von Protonen, doch fehlen mindestens 40 Neutronen. Schießt man noch schwerere Kerne aufeinander, so kann die neutronenarme Seite der zweiten Insel erreicht werden, wenn sich einzelne Protonen in Neutronen umwandeln. Vielleicht gelingt dieses Vorhaben aber erst, wenn man als Targetkerne Kerne aus dem Bereich der ersten Insel zur Verfügung hat.

Bei allen diesen Prozessen werden Kerne mit hoher Anregungsenergie und hohem Drehimpuls gebildet, die beide aus dem Reaktionsbereich weggetragen werden müssen, da sie ihrerseits zum schnellen Zerfall der Kerne führen. Damit stellt die Voraussetzung für die Bildung der Kerne, die hohe Energie, die notwendig war, die elektrische Abstoßung zu überwinden, gleichzeitig das größte Problem für die Stabilisierung der neuen Kerne dar. Nur durch schnelles Abdampfen einzelner Nukleonen oder ganzer Cluster wird sich der Kern abregen können. Erst ab einem relativ kleinen Drehimpuls kann auch der γ -Zerfall diesen Prozeß übernehmen.

4. Bedeutung für die Kernphysik

4.1. Allgemeines

Trotz aller dieser Schwierigkeiten ist es wahrscheinlich, daß die erste quasistabile Insel in Kürze erreicht wird, wenn die ersten Schwerionenbeschleuniger zu arbeiten beginnen. Damit können dann die kernphysikalischen Überlegungen, die zu der Voraussage der Stabilität superschwerer Kerne geführt haben, überprüft und präzisiert werden. Genauere Aussagen über Spaltschwellen, Halbwertszeiten, Zerfallsmoden, Anregungsspektren, Wirkungsquerschnitte für die verschiedensten Prozesse und ihr Vergleich mit theoretischen Voraussagen werden dann möglich. Aus dieser Vielzahl von Forschungsmöglichkeiten seien im folgenden einige Beispiele diskutiert.

4.2. Coulombwall, Coulombanregung

Abgesehen von den technischen und physikalischen Schwierigkeiten, die beim Bau eines Schwerionenbeschleunigers zu lösen sind, beginnt das kernphysikalische Neuland bereits vor der Herstellung eines superschweren Kernes. Die Frage, wie hoch der Coulombwall zwischen zwei Kernen, d. h. das Maximum ihrer relativen potentiellen Energie als Funktion ihres Abstandes, wirklich ist, ist bisher noch nicht beantwortet. Wenn die Kerne starre Kugeln wären, könnte man den Coulombwall einfach mit Hilfe des Coulombschen Gesetzes ausrechnen. Die Kerne sind jedoch keine starren Kugeln, sondern deformierbare oder bereits deformierte Gebilde mit einer unscharfen Oberfläche und vielen inneren Freiheitsgraden. Allein durch die Tatsache, daß sich zwei deformierte oder deformierbare Kerne beim Anflug aufeinander so einstellen können, daß ihre relative potentielle Energie minimal ist, kann sich der Coulombwall beträchtlich erhöhen, was durch Fig. 6 verständlich wird. Berechnet man sich diesen Prozeß jedoch dynamisch [4], dann stellt man fest, daß die Kerne beim Anflug aufeinander gar nicht die Zeit haben, sich in die optimale Richtung zu drehen. Der Einfluß der ausgeschmierten Oberfläche, was gleichbedeutend mit der endlichen Reichweite der Kernkräfte ist, senkt den Coulombwall wieder etwas ab. Dazu kommt noch, daß die inneren Freiheitsgrade der Kerne stark angeregt werden können. Da die Anregungsenergie aus der kinetischen Energie genommen wird, beeinflussen auch die inneren Freiheitsgrade die Höhe der Barriere [4]. Die Höhe des Coulombwalls zu wissen, ist aber für die Auslegung des Schwerionenbeschleunigers wichtig, denn man muß zur Erzeugung superschwerer Kerne zumindest die elektrische Abstoßung der streuenden Kerne überwinden.

will otherwise result in a rapid decay of the new nuclei. Thus, the essential prerequisite for the production of such nuclei, i.e., the high energy required for overcoming the electric repulsion, is at the same time the main problem in safeguarding the stability of the new nuclei. The new nuclei can be de-excited only by a rapid shedding of individual nucleons or of entire clusters. This process may be assisted by gamma decay, but only after the spin momentum has been reduced to a relatively low level.

4. Significance for nuclear physics

4.1. General

Despite all these difficulties, it seems probable that the first quasi-stable island will be reached shortly, once the first heavy ion accelerators are in operation. This will then make it possible to test and to formulate more precisely the nuclear physical considerations which led to the prediction of the stability of super-heavy nuclei. It will then also be possible to obtain more accurate information on fission thresholds, half-lives, decay modes, excitation spectra and reaction cross-sections for a wide diversity of processes, and to compare these data with theoretical predictions. We shall discuss below only a few of these numerous research opportunities.

4.2. Coulomb barrier, Coulomb excitation

Quite apart from the engineering and physical problems which still remain to be solved in the design and construction of a heavy ion accelerator, virgin country in nuclear physics begins before a super-heavy nucleus is produced. We still do not know how high the Coulomb barrier between two nuclei, i.e., the maximum of their relative potential energy as function of the distance, really is. Had nuclei been rigid spheres, the height of the Coulomb barrier could be calculated quite simply by applying Coulomb's law. Nuclei, however, are not rigid spheres; they are deformable or already deformed configurations with an illdefined surface and many internal degrees of freedom. Merely the fact that two deformed or deformable nuclei may assume, at the moment of impact, such configuration with respect to each other that their relative potential energy becomes a minimum, can considerably increase the height of the Coulomb barrier, as can be clearly seen in Fig. 6. However, if we recalculate this process dynamically [4], we find that the impinging nuclei simply do not have the time to turn into the optimal orientation. The

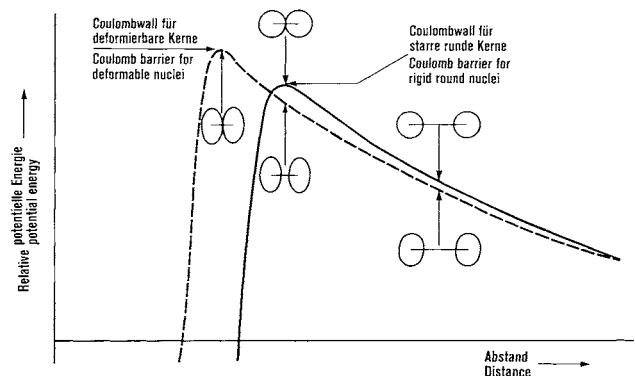


Fig. 6: Der Coulombwall, der zwischen zwei runden Kernen im Moment ihrer Berührung herrscht (durchgezogene Linie), wird durch die Deformation des anfliegenden Kernes stark erhöht (gestrichelte Linie). Stellt man jedoch noch die endliche Reichweite der stark anziehenden Kernkräfte in Rechnung, wird die Erhöhung wieder rückgängig gemacht

Fig. 6: The Coulomb barrier existing between two spherical rigid nuclei at the moment of impact (full line) is considerably raised by the deformation of the impinging nucleus (dashed line). This increase of height, however, is cancelled out if we take into account the finite range of action of the strongly attracting nuclear forces

Die Anregung von inneren Freiheitsgraden ist schon bei relativ niedrigen Energien möglich. Dieser Prozeß ist als Coulombanregung seit langem bekannt, und er gestattet es, nicht nur das Anregungsspektrum eines Kernes, sondern auch Quadrupolmomente angeregter Kernzustände zu bestimmen. Hat man nun durch den Schwerionenbeschleuniger schwere Ionen mit großer Energie zur Verfügung, kann man durch den Prozeß der Coulombanregung verschiedene Multipolmomente der Kerne messen, was einer direkten Vermessung der Potentialenergiefläche gleichkommt.

4.3. Trägheitsmomente

Mit dieser Methode kann man auch einen anderen Effekt untersuchen. Das Rotationsanregungsspektrum eines deformierten Kernes wird im wesentlichen von der Drehimpulsquantenzahl I und dem Trägheitsmoment Θ bestimmt. Der spezielle Wert für Θ liegt bei allen Kernen zwischen dem Wert für den starren Rotator und dem Wert eines reinen Flüssigkeitsmodells. Als Modell kann man nun annehmen, daß nicht der ganze Kern rotiert, sondern nur eine Art Flutwelle auf einer superfluiden, völlig reibungsfreien Schicht umläuft, während das Kerninnere ruht. Mit Hilfe sehr schwerer Projektilen sollte es nun möglich sein, sehr schnelle Rotationen mit großem Drehimpuls anzuregen. Dabei erwartet man das Zusammenbrechen der superfluiden Schicht und, daraus folgend, eine drastische Änderung des Trägheitsmomentes. Diese Änderung kann wiederum aus dem Rotationsanregungsspektrum geschlossen werden.

4.4. Kernspaltung, Kernfusion

Das theoretische Studium der Kernspaltung ist seit kurzem in ein neues Stadium getreten, seit man ein neues, realistischeres Modell, das Zweizentrenmodell, zur Verfügung hat. Die bisherige kollektive Beschreibung mit Hilfe der Potentialenergiefläche war nur für kleine Deformationen richtig. Je weiter sich jedoch der Kern bei der Spaltung deformiert, desto schlechter wurde die bisherige Beschreibung. Das Zweizentrenmodell liefert nun nicht nur eine richtige Einteilchenmodell-Beschreibung des Ausgangskernes, sondern auch die asymptotisch richtige Beschreibung für die zwei völlig separierten Kerne nach der Spaltung, so daß jetzt der Spaltweg über seine ganze Länge hinweg studiert werden kann [5]. Da die Spaltung in vielem der Umkehrprozeß der Fusion ist, lassen sich damit vielleicht auch erstmals detaillierte Aussagen über die Fusion zweier Kerne machen. Bisher ist das experimentelle Material über die Kernspaltung noch nicht allzu groß. Genaue experimentelle Studien in weiten Bereichen der Kerne, die mit dem Schwerionenbeschleuniger gewonnen werden können, regen zu neuen theoretischen Arbeiten an, wie umgekehrt auch die Theorie neue Experimente vorzuschlagen vermag.

Auf jeden Fall ist zu vermuten, daß das naturwissenschaftliche Neuland, das sich durch den Bau eines Schwerionenbeschleunigers eröffnet, eine Fundgrube zur Erweiterung unseres Wissens wird.

(Eingegangen am 14. 5. 1971)

Literatur - References

- [1] Finkelburg, W.: Einführung in die Atomphysik. Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1967, S. 267
- [2] Mosel, U., und W. Greiner: Zeitschrift f. Physik **222**, 261 (1969). – Grumann, J., U. Mosel, B. Fink und W. Greiner: Zeitschrift f. Physik **228**, 371 (1969). – Grumann, J., T. Morovic und W. Greiner: im Druck
- [3] Nilsson, S. G., S. G. Thompson und C. F. Tsang: Phys. Lett. **28 B**, 458 (1969). – Tsang, C. F., und S. G. Nilsson: Nucl. Phys. **A 140**, 289 (1970)
- [4] Holm, H., W. Scheid und W. Greiner: Phys. Lett. **29 B**, 473 (1969). – Holm, H., und W. Greiner: Phys. Rev. Lett. **24**, 404 (1970)
- [5] Holzer, P., U. Mosel und W. Greiner: Nucl. Phys. **A 138**, 241 (1969). – Scharnweber, D., U. Mosel und W. Greiner: Phys. Rev. Lett. **24**, 601 (1970)

effect of the blurred outer surface, which is an expression of the finite range of action of the nuclear forces, lowers the Coulomb barrier somewhat more. In addition, the internal degrees of freedom of the nucleus may be strongly excited. As the excitation energy is borrowed from the kinetic energy, the internal degrees of freedom of the nucleus also affect the height of the barrier [4]. On the other hand, information on the height of the Coulomb barrier is an important factor for the design of a heavy ion accelerator because, in order to produce super-heavy nuclei, it is necessary at least to overcome the electric repulsion of the scattering nuclei.

Excitation of the internal degrees of freedom is possible even at relatively low energy levels. This process, called Coulomb excitation, has been known for a long time; it makes it possible to determine not only the excitation spectrum of a nucleus but also the quadrupole moments of excited nuclear states. When high energy heavy ions become available, with the aid of heavy ion accelerators, it will be possible, by means of the process of Coulomb excitation, to measure various multipole moments of nuclei, which is equivalent to a direct mapping of the potential energy surface.

4.3. Moments of inertia

Heavy ions can also be used to study another effect. The rotational spectrum of a deformed nucleus depends in essence on the rotational momentum quantum number I and the moment of inertia Θ . The specific value of Θ is for all nuclei intermediate between that for a rigid rotator and that for a liquid drop model. We may assume, as a model, that the nucleus does not rotate as a whole but that, instead, a kind of tidal wave travels around the nucleus on a completely frictionless superfluid substrate layer, whereas the core of the nucleus is at rest. By means of very heavy projectiles it should be possible to impart to the nucleus a very rapid rotation with a high momentum. It is anticipated that this may result in a breakdown of the superfluid layer and, consequently, in a drastic alteration of the moment of inertia. This alteration, in turn, can be deduced from the rotational spectrum.

4.4. Nuclear fission, nuclear fusion

Theoretical studies of nuclear fission have recently entered a new stage based on a new and more realistic model—the two centres model. The collective description with the help of the potential energy surface, used up to now, was correct only for small deformations. In the process of fission, however, the further the nucleus becomes deformed before breaking up, the less well does this collective description fit. The two centres model provides not only a correct single particle model description of the original nucleus, but also the asymptotically correct description for the two fully separated nuclei after the fission, thus making it possible to study the fission process over its entire extent [5]. As fission is in many respects the reverse of fusion, this model might perhaps make it possible to make, for the first time, detailed predictions on the fusion of two nuclei. The experimental material on nuclear fission, available so far, is still rather sparse. Exact experimental studies extending over a wide range of nuclear species, which will be made possible by the advent of heavy ion accelerators, will prompt new theoretical work which, in turn, will suggest new experiments.

In any case it may be confidently presumed that the new domains of natural science which will be opened by the construction of a heavy ion accelerator will prove a rich mine of new knowledge.