

getisch bequem auszureichen, um den beobachteten Bewegungszustand des interstellaren Mediums aufrechtzuerhalten. Wenn dieser Mechanismus die Hauptenergiequelle dieser Bewegungen darstellt, so erscheint auch die unregelmäßige DichteVerteilung der interstellaren Materie als Folge der individuellen Bewegungen der O-Sterne und frühen B-Sterne, welche die H II-Regionen erzeugen, sofort verständlich.

Zu den bisher diskutierten Energiequellen — differentielle galaktische Rotation und aktive Sterne — tritt also als dritte die Expansion der dichten H II-Regionen.

Es gibt in der Hauptsache zwei theoretische Bilder, in denen die Dynamik des interstellaren Gases diskutiert worden ist. Das eine knüpft an an die Theorie des Spektrums der Turbulenz, wie sie für inkompressible Medien schon weitgehend behandelt worden ist; das andere Bild faßt diese Bewegungen auf als einander sich überlagernde Stoßwellen. In ersterem Bild spricht man von den (relativ kleinen) Wellenzahlen ( $\text{cm}^{-1}$ ), in denen dem interstellaren Gas kinetische Energie zugeführt wird und denjenigen (relativ großen), in denen die Dissipation in Wärme erfolgt; die Wirkung der Turbulenz besteht darin, die kinetische Energie von den kleinen Wellenzahlen (in denen sie zugeführt wird) zu den großen Wellenzahlen (in denen sie dissipiert wird) zu übertragen.

Die stationäre Verteilung der kinetischen Energie über die Wellenzahlen hängt offenbar ab von der Verteilung der Quellen über die Wellenzahlen und von der Art der Dissipation. Wenn die differentielle galaktische Rotation die Hauptenergiequelle wäre und die Kompressibilität des interstellaren Gases außer Betracht bleiben könnte, so müßte in erster Näherung das von Kolmogoroff, Onsager und v. Weizsäcker aufgestellte Spektralgesetz gelten. Wenn, wie es jetzt scheint, viele verschiedene Energiequellen wirken, die sich über den ganzen interessierenden Wellenzahlbereich verteilen, so müssen schon allein aus diesem Grunde starke Abweichungen von dem erwähnten Spektralgesetz erwartet werden. Dazu kommt, daß die Dissipation zum sehr großen Teil in den Stoßfronten vor sich gehen wird; dieser Sachverhalt kann beschrieben werden durch die Feststellung, daß ein wesentlicher Teil der zugeführten kinetischen Energie sozusagen diskontinuierlich von kleinen zu sehr großen Wellenzahlen übergeht.

Es scheint gegenwärtig, daß man den wirklichen Verhältnissen in mancher Hinsicht näher kommt, wenn man nicht von der Hydrodynamik inkompressibler Medien, sondern von der Gasdynamik ausgeht. Andrerseits bietet diese bisher wohl noch keinen übersichtlichen Zugang zu einer Diskussion der Wechselwirkung mit den interstellaren Magnetfeldern.

## Der Elektroneneinfang des K<sup>40</sup>

Von JOACHIM HEINTZE

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforschg. 9a, 469—472 [1954]; eingegangen am 22. März 1954)

Mit einem Proportionalzähler-Röntgenspektrometer wurde die beim K-Einfang des K<sup>40</sup> auftretende Argon-K-Strahlung nachgewiesen. Mit einem sorgfältig gemessenen Wert für die Fluoreszenzausbeute des Argon  $f = 0,12 \pm 0,01$  ergeben sich  $1,42 \pm 0,23$  Zerfälle durch K-Einfang pro g Kalium und sec. Diese Prozesse werden als Übergänge zum angeregten Niveau des A<sup>40</sup> gedeutet, die noch von L-Einfang mit der relativen Häufigkeit  $n_L/n_K = 1,35 \pm 0,23$  begleitet sein müssen. Das Verhältnis  $n_L/n_K$  wird mit einer Berechnung von Marshak verglichen. Es wird das Verbot des untersuchten Übergangs diskutiert.

Das natürlich radioaktive Isotop K<sup>40</sup> zerfällt unter Emission von  $\beta^-$ -Teilchen in Ca<sup>40</sup> und unter Elektroneneinfang mit nachfolgender  $\gamma$ -Strahlung in A<sup>40</sup>. Lange Zeit wurde diskutiert, ob auch Elektroneneinfang, der direkt zum Grundzustand des A<sup>40</sup> führt, vorkommt. Dieser Übergang müßte jedoch von einer Positronenemission begleitet sein,

und deren Nachweis ist nicht gelungen, obgleich die Vernichtungsstrahlung der Positronen eine sehr empfindliche Messung ermöglicht<sup>1</sup>. Daher sollten höchstens einige Prozent der Übergänge K<sup>40</sup>—A<sup>40</sup> direkt erfolgen<sup>2,3</sup>, und es wird allgemein angenommen, daß der Elektroneneinfang stets zum angeregten Niveau des A<sup>40</sup> führt. Dem entspricht auch die

<sup>1</sup> S. A. Colgate, Phys. Rev. 81, 1063 [1951].

<sup>2</sup> E. L. Fireman, Phys. Rev. 75, 1447 [1949].

<sup>3</sup> P. Morrison, Phys. Rev. 82, 209 [1951].



Argon-Produktion in Kalium-Mineralien<sup>4</sup>, die ein Maß für die Häufigkeit des Elektroneneinfangs darstellt.

Ein direkter Nachweis der beim K-Einfang auftretenden K-Strahlung des Argon bereitet wegen der geringen Energie der Quanten (2,97 keV) Schwierigkeiten, zumal die intensive  $\beta$ -Strahlung den Effekt leicht überdeckt. Mehrere Versuche, die K-Strahlung des Argon durch selektive Absorption in verschiedenen Zählgasen nachzuweisen, waren entweder nicht erfolgreich, oder sie lieferten nur eine obere Grenze für die Häufigkeit des K-Einfangs<sup>5,6</sup>.

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Untersuchung der Argon-K-Strahlung ein großes Proportionalzählrohr verwendet, das innen mit einer dünnen Kaliumsalzsicht belegt war. Die aus der Schicht austretenden Röntgen-Quanten wurden in der Argon-Füllung des Zählrohrs durch Photoeffekt in der L- oder M-Schale absorbiert. Die nach einer Ionisation in der L-Schale zurückbleibende Anregungsenergie wurde entweder direkt durch ein Augerelektron oder auf dem Umweg über die stark absorbierbare L-Fluoreszenzstrahlung des Argon in Ionisation umgesetzt. Jedes absorbierte Quant führte so zu der seiner Energie von 2,97 keV entsprechenden Ionisation und konnte dadurch von den  $\beta$ -Teilchen des K<sup>40</sup> unterschieden werden. Gleichzeitig ermöglichte die Messung der Impulsgröße eine einwandfreie Identifizierung der Strahlung als K-Strahlung des Argon.

Diese Methode bietet große Vorteile gegenüber den von Ceccarelli u. a.<sup>7</sup> und Sawyer und Wiedenbeck<sup>8</sup> angewendeten, bei denen die K-Quanten bzw. Auger-Elektronen nur als Differenz zweier annähernd gleich großer Effekte nachgewiesen wurden und bei denen außerdem keine genaue Energiesetzung der fraglichen Strahlung möglich war.

### 1. Beschreibung der Apparatur

Das Proportionalzählrohr war zur Verminderung des Nulleffektes von einem Kranz von in Antikoinzidenz geschalteten Zählern und allseitig von 10 cm Blei umgeben. Das Zählrohr hatte eine wirksame Länge von 87,5 cm, einen Durchmesser von 8 cm und war mit einer Mischung von 90% Argon und 10% CO<sub>2</sub> bei einem Gesamtdruck von 72 cm Hg gefüllt. Die Absorptionslänge der Argon-K-Strahlung im Zählgas betrug 3,7 cm<sup>9</sup>, so daß eine gute Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht wurde.

<sup>4</sup> M. G. Inghram, H. Brown, C. Patterson u. D. C. Heß, Phys. Rev. **80**, 916 [1950].

<sup>5</sup> T. Gräf, Ark. Fys., **3**, 171 [1951].

<sup>6</sup> F. G. Houtermans, O. Haxel u. J. Heintze, Z. Phys. **128**, 657 [1950].

Um eine gleichmäßig dünne Präparatschicht herzustellen, wurde K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> mit einer Kugelmühle zermahlen, mit stark verdünnter Kollodiumlösung zu einer dünnen Farbe verrührt und mehrfach gleichmäßig auf den Präparaträger aufgetragen. Der Präparaträger, ein längs einer Mantellinie aufgeschlitzter Zylinder aus Kupferblech, wurde in das Zählrohr geschoben und lag dann innen am Zählrohrmantel an. Das Präparat bedeckte mit einer mittleren Flächendichte von 0,73 mg K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> pro cm<sup>2</sup> eine Fläche von 1920 cm<sup>2</sup>. Diese Schicht war noch dünn gegen die Absorptionslänge der Argon-K-Strahlung in K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, 5,2 mg pro cm<sup>2</sup><sup>9</sup>. Nach dem Versuch wurde die Präparatschicht abgelöst und zur genauen Bestimmung des Kaliumgehalts in einem Flüssigkeitszähler mit einer KCl-Lösung bekannter Konzentration verglichen. Das Präparat enthielt insgesamt 0,797 ± 0,025 g Kalium.

Die Zählimpulse wurden über einen Proportionalverstärker einem Einkanal-Differentialdiskriminator zugeführt. Da sich wegen der geringen spezifischen Aktivität des Kalium die Messung über eine Woche erstreckte, war eine hohe Stabilität der Apparatur wesentlich. Die Schwankungen der Zählrohrspannung konnten in diesem Zeitraum mittels einer Röhrenstabilisierung kleiner als 2 · 10<sup>-4</sup> gehalten werden. Dadurch ließ sich bei der gesamten Apparatur für die Energiesetzung eine Konstante von 2% erreichen. Zur Energiesetzung wurde die K-Fluoreszenzstrahlung des Kupfers (8,1 keV) in das Zählrohr eingestrahlt und ihre Impulsverteilung ausgemessen.

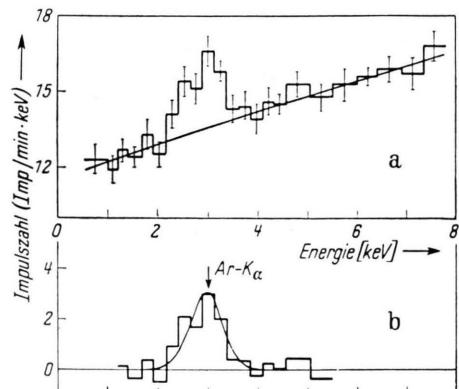


Abb. 1. Differentielles Impulsspektrum; a) gemessene Verteilung; b) Impulsverteilung nach Abzug des  $\beta$ -Untergrundes.

### 2. Meßergebnisse

Das mit der oben beschriebenen Versuchsanordnung aufgenommene differentielle Impulsspektrum ist in Abb. 1a dargestellt. Man sieht deutlich auf

<sup>7</sup> M. Ceccarelli, G. Quarenì u. A. Rostagni, Phys. Rev. **80**, 909 [1950].

<sup>8</sup> G. A. Sawyer u. M. L. Wiedenbeck: Phys. Rev. **79**, 490 [1950].

<sup>9</sup> E. Jönsson, Diss. Upsala (1928).

dem Untergrund der  $\beta$ -Teilchen die von den im Zählgas absorbierten Argon-K-Quanten herrührenden Impulse bei 3 keV. Auch die Impulsverteilung nach Abzug des  $\beta$ -Untergrundes ist aufgezeichnet (Abb. 1 b). Curran, Cockcroft und Angus<sup>10</sup> haben die Energieauflösung des Proportionalzählrohrs untersucht. Die danach zu erwartende Impulsverteilung für die K-Strahlung des Argon ist — normiert auf gleichen Flächeninhalt — durch die ausgezogene Kurve b in Abb. 1 dargestellt. Sie stimmt gut mit der gemessenen überein. Insgesamt wurden  $2,5 \pm 0,3$  Impulse/min von der Argon-K-Strahlung registriert.

Zur Berechnung der Zahl  $n_K$  der K-Einfangprozesse pro g Kalium und sec ist noch die Selbstabsorption in der Präparatschicht, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs und vor allem die Fluoreszenzausbeute des Argon zu berücksichtigen.

Die Selbstabsorption in der Präparatschicht betrug 21%<sup>11</sup>. Die Ansprechwahrscheinlichkeit  $w$  eines langen Zählrohrs für Röntgenstrahlen, die von einem Punkt der Zählrohrwandung ausgehen, wurde durch graphische Berechnung eines strengen Integraleausdrucks für  $w$  ermittelt, der auch die durch die verwendete Schichtdicke verursachte Anisotropie der Strahlung enthielt. Es ergab sich  $w = 77\%$ . Diese beiden Korrekturen lassen sich sehr genau berechnen, da die Absorption der Röntgenstrahlen streng exponentiell erfolgt, und da die Streuung der Röntgenstrahlen bei einer Quantenenergie von 3 keV neben der Absorption keine Rolle spielt. Der relative Fehler beider Korrekturen zusammen wurde auf 5% geschätzt.

Die in der Literatur angegebenen Werte für die Fluoreszenzausbeute des Argon schwanken zwischen  $f = 6\%^{12}$  und  $f = 15\%^{13}$ . Die damit berechneten Häufigkeiten  $n_K$  des K-Einfangs würden also um einen Faktor 2,5 voneinander abweichen. Es wurde daher die Fluoreszenzausbeute des Argon nochmals mit der Proportionalzählermethode (s. z. B.<sup>14</sup>) sorg-

fältig gemessen. Über diese Messung wird in einer anderen Arbeit berichtet werden. Es ergab sich  $f = (12 \pm 1)\%$ . Mit diesen drei Korrekturen resultiert aus der Zahl der registrierten Quanten für die Häufigkeit  $n_K$  des K-Einfangs:

$$n_K = 1,42 \pm 0,23 \text{ (sec} \cdot \text{g Kalium)}^{-1}$$

### 3. Diskussion

Die Zahl  $n_E$  aller Einfangprozesse, die zum angeregten Niveau des  $A^{40}$  führen, ist gleich der Zahl  $n_\gamma$ , der  $\gamma$ -Quanten. Mit dem Mittelwert von sieben neueren Werten für  $n_\gamma$ <sup>6,15-20</sup> erhält man:

$$n_E = n_\gamma = 3,34 \pm 0,10 \text{ (sec} \cdot \text{g Kalium})^{-1}.$$

Dieser Wert liegt erheblich über der in der vorliegenden Arbeit gefundenen Häufigkeit des K-Einfangs. Die Differenz zwischen  $n_K$  und  $n_\gamma$  ist, wie im folgenden gezeigt wird, durch den Einfang von Elektronen aus der L-Schale zu erklären. Es wird also zunächst die Ansicht bestätigt, daß Übergänge direkt zum Grundzustand des A<sup>40</sup> verglichen mit den Übergängen zum angeregten Niveau so selten sind, daß man im Rahmen einer Meßgenauigkeit von 10–20% ganz von ihnen absehen kann.

Der Vergleich von  $n_K$  mit  $n_\gamma$  zeigt, daß beim K<sup>40</sup>-Einfang mit einer relativen Häufigkeit

$$n_{\text{L}}/n_{\text{K}} = 1,35 \pm 0,23$$

auftritt. Diese Häufigkeit kann nicht durch Einfang von Elektronen aus der  $L_I$ -Schale erklärt werden, da der  $L_I$ -Einfang energetisch nicht wesentlich gegenüber dem K-Einfang begünstigt ist. Die auf das Neutrino übertragene Zerfallsenergie beträgt nach massenspektroskopischen Daten<sup>21</sup> und nach den Energien der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung<sup>22, 23</sup> des  $K^{40}$   $0,17 \pm 0,08$  MeV. Die  $L_I$ -Schale trägt unter diesen Bedingungen 8% zum Einfang von s-Elektronen bei<sup>24</sup>. Es muß daher Einfang von p-Elektronen mit beträchtlicher Häufigkeit vorkommen.

Dies ist in der Tat nach Marshak<sup>25</sup> bei verbotnen Elektroneneinfang zu erwarten. Marshak gibt

<sup>10</sup> S. C. Curran, A. L. Cockcroft u. J. Angus, Phil. Mag. **40**, 929 [1949].

<sup>11</sup> S. Meyer u. E. v. Schweidler, Radioaktivität, Teubner (1927).

<sup>12</sup> G. M. Insch, Phil. Mag. **41**, 857 [1950].

<sup>13</sup> G. L. Locher, Phys. Rev. **40**, 484 [1932].

<sup>14</sup> E. H. S. Burhop, *The Auger Effect*, Cambridge University Press (1952).

<sup>15</sup> L. H. Ahrens u. R. D. Evans, Phys. Rev. **74**, 279 [1948].

<sup>16</sup> G. A. Sawyer u. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **76**, 1535 [1949].

<sup>17</sup> F. W. Spears, Nature, Lond. 165, 356 [1950].

<sup>18</sup> E. Gleditsch u. T. Gräf, Phys. Rev. **72**, 640 [1947].

<sup>19</sup> W. R. Faust, Phys. Rev. **78**, 624 [1950].

<sup>20</sup> P. R. J. Burch, Nature, Lond. **172**, 362 [1953].

<sup>21</sup> T. Roberts u. A. O. Nier, Phys. Rev. **79**, 198 [1950].

<sup>22</sup> L. Feldman u. C. S. Wu, Phys. Rev. **87**, 1091 [1952].

<sup>23</sup> M. L. Good, Phys. Rev. 81, 891 [1951].

<sup>24</sup> M. E. Rose u. J. L. Jackson, Phys. Rev. **76**, 1540 [1949].  
<sup>25</sup> E. E. Moerchen, Phys. Rev. **61**, 421 [1942].

<sup>25</sup> R. E. Marshak, Phys. Rev. **61**, 431 [1941].

eine Formel für die Zerfallskonstante an, aus der sich die Zerfallsenergie  $W$  als Funktion der relativen Häufigkeit des L-Einfangs  $n_L/n_K$  für verschiedene Verbotenheitsgrade berechnen läßt. In Tab. 1 sind die mit  $n_L/n_K = 1,35$  erhaltenen Zerfallsenergien aufgeführt.

Verbotenheitsgrad Zerfallsenergie (MeV)	1 0,14	2 0,25	3 0,37
--	-----------	-----------	-----------

Tab. 1.

Bei der Berechnung wurden Dirac-Wellenfunktionen mit Slater-Abschirmungskonstanten benutzt. Da das Kernmatrixelement in die Formel von Marshak nicht eingeht, würde ein Vergleich der in Tab. 1 angegebenen Werte für die Zerfallsenergie mit einem genauen massenspektroskopischen Wert eine vom  $ft$ -Wert unabhängige Untersuchung des Übergangsverbots darstellen. Der Fehler von  $n_L/n_K$  verursacht eine Ungenauigkeit der Werte für  $W$  von etwa 10%. Der massenspektroskopische Wert  $W = 0,17 \pm 0,08$  MeV stimmt innerhalb seiner Fehlergrenzen mit den für ein- und zweifach verbotene Übergänge berechneten Werten überein.

Aus der Häufigkeit der  $\gamma$ -Strahlen läßt sich mit  $W = 0,17$  MeV der log  $ft$ -Wert des Übergangs be-

<sup>26</sup> A. O. Nier, Phys. Rev. **77**, 789 [1950].

<sup>27</sup>  $\nu$  = Neutron,  $\pi$  = Proton.

rechnen. Man erhält mit der Isotopenhäufigkeit des  $K^{40}$  von  $1,19 \cdot 10^{-4}$  (l. c.<sup>26</sup>) eine Zerfallskonstante von  $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$  und damit ein  $\log ft = 14,8$ , was einem zweifach verbotenen Übergang entspricht. Es ist jedoch bemerkenswert, daß nach dem Schalenmodell eine Spinänderung  $\Delta I = 2$  und Paritätswechsel zu erwarten ist, also ein einfacher verbotener Übergang. Dem Grundzustand des  $A^{40}$  kommt die Konfiguration  $(\nu f_{7/2})^2 (\pi d_{5/2})^{-2}$  oder  $(\nu f_{7/2})^2 (\pi s_{1/2})^{-2}$  zu<sup>27</sup>. Für den ersten angeregten Zustand ist hiernach der Spin 2 und gerade Parität zu erwarten<sup>28</sup>. Der Grundzustand des  $K^{40}$  hat den Spin 4<sup>29</sup> und die Konfiguration  $(\nu f_{7/2}) (\pi d_{5/2})^{-1}$ , also ungerade Parität.

Wenn ein genauerer Wert für die Massendifferenz  $Ca^{40} - A^{40}$  vorliegt, kann man mit Hilfe des hier bestimmten Verhältnisses  $n_L/n_K$  entscheiden, ob die obige Zuordnung von Spin und Paritäten fehlerhaft ist, oder ob das Kern-Matrixelement des Übergangs aus einem anderen Grunde, etwa wie beim  $\beta$ -Zerfall des  $C^{14}$ , abnorm klein ist.

Herrn Prof. Dr. O. Haxel danke ich für die Anregung zu der Arbeit und für viele wertvolle Ratschläge, Herrn Dr. B. Stech für klare Diskussionen.

<sup>28</sup> G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **90**, 587 [1953].

<sup>29</sup> J. R. Zacharias, Phys. Rev. **60**, 168 [1941].

## NOTIZEN

### Die Dichte des schweren Wassers und die elektrolytische Anreicherung der Sauerstoffisotope

Von Pelle Isberg und Lennart Lundberg

Im Auftrag der AB Atomenergi, Stockholm, Schweden

(Z. Naturforsch. **9a**, 472—473 [1954]; eingeg. am 26. März 1954)

Tronstad und Brun<sup>1</sup> haben im Jahre 1938 die Dichte des schweren Wassers bestimmt und dabei gefunden

$d_{20}^{20}$  (a) =  $1,10737 \pm 0,00001$  mit  $O^{18}$  angereichert,  
 $d_{20}^{20}$  (n) =  $1,10726 \pm 0,00001$  nach Verbrennung des Deuteriums der obigen Probe mit atmosphärischem Sauerstoff.

Sie haben angenommen, daß die unterschiedlichen Werte dadurch bedingt sind, daß  $O^{18}$  im Anreicherungsprozeß des Deuteriums mit angereichert wird, und sie haben so die Konstanten unter (1) in Tab. 1 berechnet.

<sup>1</sup> L. Tronstad u. J. Brun, Trans. Faraday Soc. **34**, 766 [1938].

Im April 1951 haben wir die Molverhältnisse  $O^{17}/O^{16}$  und  $O^{18}/O^{16}$  für norwegisches schweres Wasser bestimmt und dabei gefunden, daß die Anreicherung des  $O^{18}$  viel geringer ist (Tab. 1) als von Tronstad und Brun berechnet wurde. Wir haben erfahren<sup>2</sup>, daß in der Fabrikation keine die schlechte Übereinstimmung erklärende Veränderung vorgenommen worden ist.

Die Bestimmung wurde mit einem Massenspektrometer in Kopenhagen an Sauerstoffgas ausgeführt. Das Leitungswasser in dieser Stadt wurde als Standard benutzt. Kürzlich haben die Herren K. E. Holmberg, R. Skjöldebrand und H. von Uebisch der AB Atomenergi die Bestimmung in Stockholm wiederholt und zwar mit  $CO_2$ , das mit dem Wasser equilibriert worden war (Tab. 1). Sie haben auch mit Luftsauerstoff hergestelltes Wasser untersucht und so mit Hilfe von Niers Zahlenwert<sup>3</sup> einen absoluten Wert für den  $O^{18}$ -Gehalt des Stockholmer Leitungswassers bekommen:  $O^{18}/O^{16} = 0,001985 \pm 0,000004$ .

<sup>2</sup> Herr Professor Jomar Brun, Trondheim. (Persönliche Mitteilung.)

<sup>3</sup> A. O. Nier, Phys. Rev. **77**, 789 [1950].