

# Resonanzenergien für den Protoneneinfang

## III. Phosphor und Chlor

Von M. HEITZMANN \* und S. WAGNER \*

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig und Berlin  
(Z. Naturforschg. 16 a, 1136–1138 [1961]; eingegangen am 1. August 1961)

An einem hochspannungsstabilisierten Kaskadenbeschleuniger konnten folgende Resonanzenergien (in keV) bestimmt werden:

1.  $^{31}\text{P}(\text{p}, \gamma)^{32}\text{S}$ :  $354,6 \pm 0,4$ ;  $439,1 \pm 0,5$ ;  $541,1 \pm 0,6$ ;  $642,0 \pm 0,7$ ;
2.  $^{35}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{36}\text{A}$ :  $444,1 \pm 0,5$ ;  $532,9 \pm 0,6$ ;  $575,2 \pm 0,6$ ;  $643,2 \pm 0,7$ ;  $656,0 \pm 0,7$ ;
3.  $^{37}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{38}\text{A}$ :  $426,9 \pm 0,5$ ;  $503,5 \pm 0,6$ ;  $600,5 \pm 0,6$ ;  $624,2 \pm 0,7$ ;  $690,1 \pm 0,7$ .

Die Resonanzenergien wurden aus Relativmessungen der Beschleunigungsspannung an einem Spannungsteiler ermittelt, der mit Hilfe der bei  $(504,6 \pm 0,3)$  und  $(506,6 \pm 0,3)$  keV liegenden Resonanzen der Reaktion  $^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$  kalibriert worden war. Die Zuordnung zu den beiden Chlorisotopen erfolgte mit Hilfe von Auffängern, in denen jeweils eines der Isotope angereichert war. Weiterhin konnten obere Grenzen zwischen 100 und 300 eV für die Gesamt-Halbwertsbreiten dieser Resonanzen ermittelt werden.

In Fortsetzung zweier vorhergehender Arbeiten über die Protoneneinfangreaktionen am Magnesium<sup>1</sup> und am Natrium<sup>2</sup>, die im folgenden mit I und II bezeichnet sind, wurden die Reaktionen  $^{31}\text{P}(\text{p}, \gamma)^{32}\text{S}$ ,  $^{35}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{36}\text{A}$  und  $^{37}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{38}\text{A}$  für Protonenenergien zwischen 200 und 700 keV mit verbesserten experimentellen Hilfsmitteln neu untersucht mit dem Ziel, die Genauigkeit der bisher bekannten Resonanzenergien zu verbessern und obere Grenzen für die Gesamt-Halbwertsbreiten der am Protoneneinfang beteiligten angeregten Zwischenkern-Zustände zu ermitteln.

## 1. Experimentelle Anordnung

Für die Messungen konnte wie schon in I und II ein hochspannungsstabilisierter Kaskadenbeschleuniger<sup>3</sup> benutzt werden. Als Auffänger dienten dünne Schichten aus Zinkphosphid ( $\text{Zn}_3\text{P}_2$ ), Bariumchlorid ( $\text{BaCl}_2$ ) oder Silberchlorid ( $\text{AgCl}$ ), die im Hochvakuum auf Kupferunterlagen aufgedampft worden waren. Die Auffängerschichten waren im allgemeinen so dick (etwa 10 keV), daß der Energieverlust der Protonen in der Schicht groß gegen die Halbwertsbreite der Resonanz war, so daß die maximal mögliche Ausbeute erreicht wurde, aber kleiner als der Abstand zur nächsten bei niedrigerer Energie liegenden Resonanz (sog. halbdicke Auffänger). Auf diese Weise war es möglich, die Protonenenergie und die Gesamt-Halbwertsbreite der Resonanz recht genau aus der ansteigenden Flanke der Ausbeutekurve zu bestimmen (s. II); gleichzeitig blieb aber der Untergrund unterhalb der Resonanzenergie gering.

\* Braunschweig.

<sup>1</sup> S. WAGNER u. M. HEITZMANN, Z. Naturforschg. 14 a, 784 [1959] (I).

Die bei den Reaktionen emittierte Gammastrahlung mit Energien oberhalb 1 MeV wurde mit Hilfe eines  $\text{NaJ}(\text{Ti})$ -Szintillationszählers in Verbindung mit einem Schwellendiskriminatoren nachgewiesen, wobei ein elektronischer Ladungsmesser die Zählungen jeweils auf gleiche Protonenladung am Auffänger normierte.

## 2. Hochspannungsmessung und Energiekalibrierung

Die Hochspannung wurde wie in I und II an einem ölgekühlten, aus Drahtwiderständen aufgebauten Spannungsteiler gemessen, der nach dem dort näher beschriebenen Verfahren mit Hilfe von zwei eng benachbarten Resonanzen der Reaktion  $^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$  kalibriert worden war. Auf Grund neuer Untersuchungen von STAUB und WINKLER<sup>4</sup> müssen die in I und II benutzten Energien dieser Resonanzen um  $2,8 \cdot 10^{-4}$  ihres Wertes auf  $(504,6 \pm 0,3)$  und  $(506,6 \pm 0,3)$  keV erhöht werden. Das bedeutet, daß auch sämtliche in I und II aufgeführten Resonanzenergien der Reaktionen  $^{24}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)^{25}\text{Al}$ ,  $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)^{26}\text{Al}$ ,  $^{26}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)^{27}\text{Al}$  und  $^{23}\text{Na}(\text{p}, \gamma)^{24}\text{Mg}$  um  $2,8 \cdot 10^{-4}$  ihres dort angegebenen Wertes zu erhöhen sind.

Wiederholte Messungen des Spannungsteilverhältnisses durch Vergleich mit einem Normalwiderstand ergaben, daß die daraus berechneten Resonanzenergien um  $(4 \pm 8) \cdot 10^{-4}$  höher liegen würden als die durch Kalibrierung mit den oben genannten

<sup>2</sup> S. WAGNER u. M. HEITZMANN, Z. Naturforschg. 15 a, 74 [1960] (II).

<sup>3</sup> s. a. J. C. TIEMEYER, Nucl. Instrum. Meth. 8, 117 [1960].

<sup>4</sup> H. H. STAUB u. H. WINKLER, Nucl. Phys. 17, 271 [1960].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Resonanzen am Aluminium ermittelten. Wie schon in I und II, so sind auch die in Tab. 1 angegebenen Resonanzenergien wieder auf die Resonanzen am Aluminium bezogen.

Resonanzenergie		An- regungs- energie MeV	Experi- mentelle HWB <sup>6</sup> eV	Rel. Int. <sup>7</sup>
eigene Messung keV	andere Autoren keV			
$^{31}\text{P}(\text{p}, \gamma)^{32}\text{S}$ $354,6 \pm 0,4$	$354,8 \pm 0,7$ <sup>11</sup> $355 \pm 4$ <sup>12</sup>	$^{32}\text{S}$ <sup>8</sup> 9,206	$130 \pm 50$	1
$439,1 \pm 0,5$	$438,7 \pm 0,9$ <sup>11</sup> $440 \pm 5$ <sup>12</sup> $454 \pm 10$ <sup>13</sup> $440 \pm 15$ <sup>14</sup>	9,288	$130 \pm 50$	6
$541,1 \pm 0,6$	$540,9 \pm 1,1$ <sup>11</sup> $540 \pm 6$ <sup>12</sup> $540 \pm 10$ <sup>13</sup> $550 \pm 15$ <sup>14</sup>	9,387	$100 \pm 30$	26
$642,0 \pm 0,7$	$641,3 \pm 0,8$ <sup>11</sup> $646 \pm 10$ <sup>13</sup> $650 \pm 15$ <sup>14</sup>	9,484	$150 \pm 30$	6
$^{35}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{36}\text{A}$ $444,1 \pm 0,5$	$445,9 \pm 1,5$ <sup>15</sup> $447 \pm 4$ <sup>12</sup>	$^{36}\text{A}$ <sup>9</sup> 8,937	$100 \pm 30$	15
$532,9 \pm 0,6$	$533,8 \pm 1,5$ <sup>15</sup> $532 \pm 6$ <sup>12</sup>	9,023	$110 \pm 30$	21
$575,2 \pm 0,6$	$575,9 \pm 1,5$ <sup>15</sup>	9,065	$110 \pm 30$	31
$643,2 \pm 0,7$	$644,2 \pm 1,5$ <sup>15</sup>	9,131	$120 \pm 30$	23
$656,0 \pm 0,7$	$656,8 \pm 1,5$ <sup>15</sup>	9,143	$130 \pm 30$	13
$^{37}\text{Cl}(\text{p}, \gamma)^{38}\text{A}$ $426,9 \pm 0,5$	$427 \pm 4$ <sup>12</sup>	$^{38}\text{A}$ <sup>10</sup>	< 300	2
$503,5 \pm 0,6$	$500 \pm 5$ <sup>12</sup>	10,658	< 300	6
$600,5 \pm 0,6$	—	10,733	$120 \pm 30$	10
$624,2 \pm 0,7$	—	10,827	$120 \pm 30$	11
$690,1 \pm 0,7$	—	10,850	$140 \pm 30$	13

KUPERUS — die Existenz von zwei schon früher durch TANGEN<sup>12</sup> beobachteten Resonanzen bestätigt werden; drei weitere wurden erstmalig gefunden. Die Resonanzen konnten durch Verwendung von Auffängern aus AgCl, in denen die Chlorisotope zu 95,2% (<sup>35</sup>Cl) bzw. 60,5% (<sup>37</sup>Cl) angereichert waren<sup>5</sup>, eindeutig dem jeweiligen Isotop zugeordnet werden (s. Abb. 1).

Die in Tab. 1 aufgeführten experimentellen Halbwertsbreiten, die, wie in II dargelegt, aus dem An-

stieg der Ausbeutekurve an der Resonanz gewonnen wurden, stellen lediglich obere Grenzen für die natürlichen Gesamt-Resonanzhalbwertsbreiten dar. Diese lassen sich mit Hilfe einer ebenfalls in II näher erläuterten theoretischen Betrachtung für die angegebenen Resonanzen zu kleiner als 1 eV abschätzen.

Herrn Prof. Dr. H. FRÄNZ danken wir für förderndes Interesse, Herrn Ing. H.-J. BARRENSCHEEN für wertvolle Mitarbeit bei den Messungen.

## Zur Elektronenoptik elektrostatischer Beschleuniger im relativistischen Bereich

Von JOACHIM KESSLER

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **16 a**, 1138—1146 [1961]; eingegangen am 22. Juli 1961)

The properties of electrostatic lenses for relativistic particles are described by means of transfer matrices. Using GANS' polygon-method, the matrices are calculated by integrating the equation of motion of relativistic particles in electric fields that have rotational symmetry. These general results are used for calculating the first-order approximations of the characteristic data for two-cylinder lenses. Numerical evaluation shows that the lens properties at a fixed  $V_2/V_1$  vary only slowly with increasing energy ( $V_1$  and  $V_2$  being the potentials of the lens). The results are compared with those calculated by TIMM for the nonrelativistic case, which can be seen in our results as a special case. The easiest way of applying the derived formulas to the case of multistage accelerator tubes is discussed.

Für die Berechnung elektrostatischer Beschleuniger war die Arbeit von TIMM<sup>1</sup> ein wesentlicher Fortschritt. Die Abbildungseigenschaften rotationssymmetrischer und ebener Felder wurden dort durch Angabe der „Abbildungsmatrizen“ vollständig beschrieben. Ein großer Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Berechnung mehrerer hintereinander geschalteter Linsen, wie sie in Beschleunigungsrohren benutzt werden, sehr einfach wird. Man braucht hier nur die entsprechenden Abbildungsmatrizen miteinander zu multiplizieren, um die Abbildungsmatrix des Gesamtsystems zu erhalten.

Der Timmschen Arbeit lag das Problem zugrunde, die Abbildungseigenschaften eines *Ionen*beschleunigungsrohres zu ermitteln, das in Verbindung mit einem VAN DE GRAAFF-Generator betrieben wurde. Deshalb interessierten Einflüsse der relativistischen Massenveränderlichkeit dort nicht. Beim Betrieb

eines gleichartigen Beschleunigers für Elektronen befindet man sich dagegen praktisch immer im relativistischen Bereich, so daß sich die Timmschen Ergebnisse nicht ohne weiteres übernehmen lassen.

Deshalb sollen hier auf der Grundlage der Matrendarstellung die Abbildungseigenschaften elektrostatischer Rohrlinsen für relativistische Teilchen berechnet werden. Das Ziel ist es, auch im relativistischen Bereich *geschlossene* Formeln anzugeben, aus denen sich die Linsendaten bei *beliebigen* Potentialverhältnissen an der Linse und *beliebigen* Teilchenenergien ablesen lassen.

Bisher wurden im relativistischen Gebiet nur in Spezialfällen Linsendaten angegeben, z. B. von HANSEN und WEBSTER<sup>2a</sup> für den Fall sehr schwacher Linsen oder von BAS<sup>2b</sup> u. a., die einen speziellen Beschleuniger mit einer elektronischen Rechenmaschine sehr genau berechneten.

<sup>1</sup> U. TIMM, Z. Naturforsch. **10 a**, 593 [1955].

<sup>2a</sup> W. W. HANSEN u. D. L. WEBSTER, Rev. Sci. Instrum. **7**, 17 [1936].

<sup>2b</sup> E. B. BAS, L. PREUSS u. W. SCHNEIDER, Z. angew. Math. Phys. **10**, 533 [1959].