

gen ermittelten Halbwertsbreiten mit den theoretisch abgeschätzten, daß sie wahrscheinlich durch Protonen angeregt werden, deren Drehimpuls $l_p \geq 1$ ist.

Die vorliegende Untersuchung zeigt, daß die Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ wegen ihrer sehr kleinen Resonanzbreiten gut für die Kalibrierung von Beschleu-

nigern geeignet ist, wobei es günstig ist, daß gute Auffänger leicht herzustellen sind.

Herrn Professor Dr. H. FRÄNZ danken wir sehr für förderndes Interesse am Fortgang der Untersuchungen, Herrn Ing. H.-J. BARRENSCHEEN für wertvolle Mitarbeit bei den Messungen.

NOTIZEN

Calculation of the Ion Optical Properties of Inhomogeneous Magnetic Sector Fields: Note on the Trajectories outside the Median Plane with Oblique Incidence, and on the Second Order Angular Aberration Coefficient

By H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM,

Laboratorium voor Massaspectrografie,
Amsterdam, Holland

and H. WACHSMUTH

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, München

(Z. Naturforsch. **15 a**, 78—79 [1960]; eingegangen am 1. Januar 1960)

In a previous paper¹ we treated the ion optical properties of inhomogeneous magnetic sector fields with oblique incidence and exit at curved boundaries. The axial focusing action exerted by the stray fields when the boundaries are oblique, represented by the expressions (30) in the quoted paper¹, was taken into account in the coefficients σ_j , τ_j , which determine the axial component of the ion trajectories. [See expressions (31) in¹.]

However, the first order axial focusing effect of the stray fields with oblique incidence, also influences the coefficients M_{33} , M_{34} , M_{44} , N_{33} , N_{34} , and N_{44} of (19) in¹. When calculating the ion trajectory in a double focusing tandem arrangement, this influence was accounted for by LIEBL and EWALD², and by WACHSMUTH,

LIEBL and EWALD³, by adding a term proportional with $\tan \varepsilon'$ in their expression (2) for their parameter P . However, in the general expressions (20) — (22) for the second order aberrations outside the median plane in another previous paper⁴, this first order influence of the stray fields with oblique incidence is still to be accounted for. Therefore, it seems the most sensible way to do so, by dropping the term proportional to $\tan \varepsilon'$ in P , and incorporating the effect in the corresponding coefficients μ_i , ν_i . These read now, instead of (22) — (23) in¹:

$$\begin{aligned} \mu_{33a} &= \bar{\mu}_{33a}; & \mu_{33b} &= \bar{\mu}_{33a} - 2 \bar{\mu}_{33a} t', \\ \mu_{33c} &= \frac{1}{2} \mu_{34b} = \bar{\mu}_{44a} = \bar{\mu}_{33c} - \bar{\mu}_{33b} t' + \bar{\mu}_{33a} t'^2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} v_{33a} &= \bar{v}_{33a} + \bar{\mu}_{33a} t''; \\ v_{33b} &= \bar{v}_{33a} - 2 \bar{v}_{33b} t' + \bar{\mu}_{33b} t'' - 2 \bar{\mu}_{33a} t' t'', \\ v_{33c} &= \frac{1}{2} v_{34b} = \bar{v}_{44a} = \bar{v}_{33c} - \bar{v}_{33b} t' + \\ &\quad \bar{\mu}_{33c} t'' + \bar{v}_{33a} t'^2 - \bar{\mu}_{33b} t' t'' + \bar{\mu}_{33a} t'^2 t''. \end{aligned} \quad (2)$$

With (1) and (2), the expressions (20) — (22) in⁴ are correct also for oblique incidence.

Secondly, it should be remarked, that the simple expression (44) in¹ for the second order angular aberration in a symmetric arrangement, applies only for the case of normal incidence and exit at either plane or curved boundaries. In the symmetrical case with oblique boundaries (either plane or curved) the coefficient A_{11} of the second order angular aberration may be reduced to:

$$A_{11} = r_m \frac{-2 t^3 + 3(1-n)^{1/2} T t^2 - 2 n t + \frac{1}{3} (1-n)^{1/2} X (2 T^3 + 3 T) + 2 \varrho - (1-n)^{1/2} T^3}{\{(1-n)^{1/2} T - t\}^3} \quad (3)$$

with the abbreviations:

$$T = \tan \frac{W^*}{2} = \tan \frac{1}{2} (1-n)^{1/2} W;$$

$$W = \text{sector angle}; \quad t = \tan \varepsilon' = \tan \varepsilon'';$$

$$\varrho = \frac{r_m}{2 R' \cos^3 \varepsilon'} = \frac{r_m}{2 R'' \cos^3 \varepsilon''}.$$

The meaning of the other symbols may be seen from our previous papers^{1, 4—6}.

¹ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM, and H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 882 [1959]. *

² H. LIEBL and H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 842 [1959].

³ H. WACHSMUTH, H. LIEBL, and H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 844 [1959].

⁴ H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM, and H. A. TASMAN, Z. Naturforsch. **14 a**, 818 [1959].

⁵ H. A. TASMAN and A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforsch. **14 a**, 121 [1959].

⁶ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN, and H. WACHSMUTH, Z. Naturforsch. **14 a**, 816 [1959].



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.

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.

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.

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.

The authors are indebted to Prof. Dr. J. KISTEMAKER and Prof. Dr. H. EWALD respectively for their steady interest.

* **Erratum:** H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM, H. WACHSMUTH, Calculation of the Ion Optical Properties of Inhomogeneous Magnetic Sector Fields. Part 3: Oblique Incidence and Exit at curved Boundaries, Vol. 14 a, 822 [1959], Page 824, Second line after (13) :

$D E \tan \epsilon'$ should read: $D E \tan \epsilon''$.

Page 825, Expression (20) :

$M_{22} = -x_2 \operatorname{tg} \alpha$ should read: $M_{22} = \mu_{22a}$.

Erratum: A. J. H. BOERBOOM, Numerical Calculation of the Potential Distribution in Ion Slit Lens System I, Vol. 14 a, 809 [1959]. Page 811, expression (7)

$A_1 = -\frac{1}{3}$ should read: $A_1 = +\frac{1}{3}$,
 $E_1 = -\frac{4}{3}$ should read: $E_1 = -\frac{1}{3}$.

Page 812, expression (9), line 4—5,

$\frac{1}{3} c^2/3 b^2$ should read: $\frac{1}{3} c^2/b^2$,
 $\frac{1}{2} d^2/c^2$ should read: $\frac{1}{3} d^2/c^2$.

Erratum: H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM, Calculation of the Ion Optical Properties of Inhomogeneous Magnetic Sector Fields, Vol. 14 a, 121 [1959].

Fig. 1 and 2 should be interchanged.

Tritium-Messungen an Steinmeteoriten

Von K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN

CERN — Genf

(Z. Naturforsch. 15 a, 79—82 [1960]; eingegangen am 11. Dezember 1959)

Die Meteoriten sind auf ihren Bahnen durch das Sonnensystem dem ungeschwächten Einfluß der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Diese induziert Kernreaktionen in der Meteoritenmaterie, unter deren Produkten Tritium zu den häufigsten gehört. Kennt man den Bildungsquerschnitt für Tritium in den Meteoriten, so kann man aus der Menge des gebildeten Tritium auf den Teilchenstrom der kosmischen Ultrastrahlung außerhalb des magnetischen Erdfeldes schließen. Kann man ferner die Menge des durch den Zerfall des Tritiums und das direkt gebildete He^3 bestimmen, so gewinnt man ein Maß für die Zeit, die der Meteorit der kosmischen Strahlung ausgesetzt war, das sogenannte Strahlungsalter des Meteoriten.

Bisher liegen Tritiummessungen an Eisenmeteoriten von FIREMAN^{1, 2} und an zwei Steinmeteoriten von BEGEMANN et al.^{3, 4} vor. Um aus diesen vorhandenen Resultaten generelle Schlüsse zu ziehen, reicht das Material schon deshalb nicht aus, weil die Werte zu sehr variieren. Es war deshalb wünschenswert, weitere Meteorite auf Tritium zu untersuchen und dabei das Interesse hauptsächlich auf relativ kleine Meteorite zu konzentrieren, weil diese beim Durchgang durch die Atmosphäre verhältnismäßig wenig ihrer ursprünglichen Masse verloren haben und so die Abschirmung der kosmischen Strahlung durch das abgetragene Material verhindert werden kann.

Die Proben, die für die Messungen zur Verfügung standen — 5 Chondrite und 2 Achondrite —, entstammen den folgenden Meteoritenfällen:

Abee: fiel am 10.6.52, 06.05 Uhr (GMT) in der Provinz Alberta, Canada, $54^\circ 13' \text{N}$, 113°W . Nach BEGEMANN⁴ ist die Klassifizierung noch unsicher, wahrscheinlich ist es ein schwarzer Chondrit, der ein Gewicht von etwas mehr als 100 kg hatte, Dichte 3,39. Die Proben entstammen dem Zentrum des Meteoriten.

Breitscheid: gefallen am 11.8.56 unweit des Dorfes Breitscheid in Hessen ($50^\circ 51' \text{N}$, $8^\circ 12' \text{O}$). Er hatte ein Gesamtgewicht von ca. 1,5 kg. Es handelt sich um einen Bronzit-Olivin-Chondrit, der ca. 25% Fe enthält.

Kunashak: gefallen am 11.6.49 um 03.14 Uhr im Distrikt Chelyabinsk $55^\circ 47' \text{N}$, $61^\circ 22' \text{O}$, brach beim Eintritt in die Atmosphäre in 3 große und mehrere kleinere Stücke, von denen insgesamt mehr als 200 kg gefunden wurden. Es ist ein grauer Chondrit mit schwarzen Bändern.

Macibini: gefallen am 23.9.36, 8 Uhr im Zululand, Süd-Afrika, ($28^\circ 50' \text{S}$, $31^\circ 57' \text{O}$), ist ein kalziumreicher Achondrit (Eucrite); gefunden wurden 4 Steine und 2 Fragmente mit zusammen 2 kg.

Nadiabondi: gefallen am 27.7.56, 19.30 Uhr bei Nadiabondi in der Nähe von Diapaga 12°N $1^\circ 25' \text{O}$, ist ein Steinmeteorit von 3,6 kg und Dichte 3. Es handelt sich um einen grauen Chondriten, dessen Fall von weit hörbaren Explosionen begleitet war.

Ramsdorf: gefallen am 26.7.58, 18.30 Uhr bei Ramsdorf in Westfalen. Zwei Steine von 4,6 kg und 4 kg wurden bisher gefunden. Es handelt sich um einen feinkörnigen grauen Chondriten mit Chondren aus Olivin und Bronzit.

Tataouine: gefallen am 27.7.31, um 01.30 Uhr 4 km nord-östlich von Tataouine in Tunesien, $32^\circ 57' \text{N}$, $10^\circ 25' \text{O}$ in einem Umkreis von 500 m wurden 12 kg zum Teil sehr kleiner Fragmente gesammelt. Tataouine ist ein Achondrit (Diogenit).

Die Gewinnung des Tritium erfolgte, wie bei den erwähnten Messungen, durch Aufschmelzen der Meteoritenprobe im Hochvakuum. Die Apparatur ist in Abb. 1 dargestellt. Die Probe befindet sich in einem Molybdänriegel, der durch einen Aluminiumoxydeinsatz vor dem Legieren mit der Eisenphase des Meteoriten geschützt ist. Der Tiegel wird mit Hilfe eines Hochfrequenzgenerators induktiv während etwa zweier Stunden auf 1700° erhitzt. Dabei schmilzt der Meteorit und sublimiert teilweise gegen ein den Tiegel umgebendes Abschirmrohr aus Quarz. Da dieses sich beim Aufschluß stark erhitzt, wird eine Adsorption von Gasen und speziell Wasserstoff vermieden. Die beim Aufschluß entstehenden Gase,

¹ E. L. FIREMAN, Geochim. Cosmochim. Acta 11, 252 [1957].
² E. L. FIREMAN, Argon 39 and Tritium in Meteorites, im Druck.

³ F. BEGEMANN, J. GEISS u. D. C. HESS, Phys. Rev. 107, 540 [1957].
⁴ F. BEGEMANN, P. EBERHARDT u. D. C. HESS, Z. Naturforsch. 14 a, 500 [1959].