

IV. Discussion

AUERBACH and TALMI³ have calculated the levels of Nb⁹¹ considering only protons in the 2 p 1/2 and 1 g 9/2 orbits.

The presence of many $l=1$ states and the values of $\log ft$ and spectroscopic factors suggest that the 2 p 3/2 orbit is also of fundamental importance in the description of the low-lying negative parity states and that all the observed $l=1$ levels contain appreciable amounts of configuration mixing.

Positive parity states are best described by those authors³. Calculated levels at 1.62 MeV (7/2⁺) and 1.71 MeV (9/2⁺) correspond probably to the strongly populated 1.580 and 1.636 MeV levels.

As discussed in Ref. ³, deviations between calculated and experimental energies may well be around

0.1 MeV. Any positive parity level was neither calculated nor observed below 1.5 MeV.

Levels reported at 0.80 MeV and 1.04 MeV in Ref. ⁸ were not confirmed by us.

Note added in proof: New reaction data concerning the level scheme of Nb⁹¹ is now available (CATES, BALL and NEWMAN, Phys. Rev. **187**, 1682 [1969]). The four $l=1$ levels observed in our work and also reported in Ref. ⁵ are confirmed. After the completion of this work a paper by K. HESSE and E. FINCKH (Nucl. Phys. A **141**, 417 [1970]) has come to our knowledge. Many other transitions are attributed to the decays of both Mo^{91g.s.} and Mo^{91m}. Energies and intensities of their most prominent gamma-rays are in fair agreement with our results as well as conclusions concerning the non existence of the 0.80 and 1.04 MeV levels.

Acknowledgments

The authors are indebted to Dr. A. MOREIRA and his collaborators for their kind cooperation during the irradiations. This work was sponsored by C.N.E.N., B.N.D.E., C.N.Pq.

Der Einfluß der Primärmasse auf die Struktur großer Luftschauer

K. O. THIELHEIM

Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **25 a**, 1254—1258 [1970]; eingegangen am 28. Februar 1970)

Results of Monte Carlo Simulations of Extensive Air Shower Development are discussed with respect to the influence of primary mass on shower characteristics (energy spectrum and lateral distribution of hadrons, frequency of nuclear active "multicores", mean total energy of hadrons, fluctuation of total hadron energy, mean total number of myons, fluctuation of total myon number, mean central electron density, frequency of electromagnetic "multicores"). Critical comments are presented concerning some empirical data.

1. Vorbemerkungen

Anfangswerte für die Entwicklung großer Luftschauer der kosmischen Strahlung sind die Richtung Ω , die Energie E_0 und die Massenzahl M (bzw. die Ladungszahl Z) des Primärteilchens. Bekanntlich wirken sich die beiden zuerst genannten Werte stark auf die Struktur des Luftschauers aus. Sie sind daher verhältnismäßig leicht aus Messungen an Schauerteilchen abzuschätzen. Wir haben den bisher nicht bekannten, jedenfalls wesentlich schwächeren Einfluß der Primärmasse mit Hilfe der Monte Carlo-Methode theoretisch untersucht¹.

Es sind Mittelwerte und Standardabweichungen vom Mittelwert verschiedener Parameter, welche die

Struktur eines Schauers in Meereshöhe charakterisieren, berechnet worden. Für den Vergleich mit Experimenten eignen sich besonders solche Mittelwerte, die bei festgehaltener Gesamtteilchenzahl bestimmt werden, da diese — im Gegensatz zur Primärenergie — wenigstens prinzipiell meßbar ist.

Qualitativ läßt sich der mögliche Einfluß der Primärmasse auf Grund des Superpositionsprinzips diskutieren, indem A -induzierte Schauer der Primärenergie E_0 durch zufällige Überlagerung von A p -induzierten Schauern der Primärenergie E_0/A hergestellt werden. In einer früheren Arbeit² wurde gezeigt, daß dieses Vorgehen zu einem vernünftigen Kompromiß zwischen verschiedenen, möglichen Fragmentationsmodellen führt. Demnach ist die Abhän-

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. KLAUS O. THIELHEIM, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Christian-Albrechts-Universität, D-2300 Kiel, Olshausenstraße 40—60.

¹ Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Unterstützung dieser Arbeit (Th 104/1, Th 104/3 und Th 104/5).

² K. O. THIELHEIM, E. K. SCHLEGEL u. R. BEIERSDORF, Proc. 10-th Int. Conf. on Cosmic Rays, Calgary 1967, **2**, 37. Die Voraussetzung des Superpositionsprinzips führt zu einer Unterschätzung von Schwankungsgrößen in A -induzierten Schauern.



gigkeit des Mittelwertes³ eines Parameters X von der Primärmasse bei festgehaltener Primärenergie als eine (i. allg. geringe) Abweichung von der Proportionalität in der Abhängigkeit dieses Mittelwertes von der Primärenergie bei festgehaltener Primärmasse zu verstehen: Aus $\langle X \rangle_{1, E_0} \propto E_0^a$ folgt $\langle X \rangle_{A, E_0} = A^{1-a} \langle X \rangle_{1, E_0}$. Die allgemeine Tendenz der Standardabweichung vom Mittelwert eines Parameters mit wachsender Primärmasse bei fester Primärenergie abzunehmen, ist gleichfalls durch das Superpositionsprinzip plausibel: Aus $\langle \Delta X \rangle_{1, E_0} \propto E_0^a$ folgt $\langle \Delta X \rangle_{A, E_0} = A^{0.5-a} \langle \Delta X \rangle_{1, E_0}$, wobei $a \approx 1$. Eine grundsätzliche Schwierigkeit besteht aber darin, daß es hinsichtlich der Eigenschaften der starken Wechselwirkung oberhalb von 10^{14} eV weder gut begründete theoretische noch direkte empirische Resultate gibt. Für die beabsichtigte Untersuchung scheint jedoch ein phänomenologisches Modell⁴ der Vielfacherzeugung von Mesonen hinzureichen, welches nur (1) mit den aus dem „Beschleunigerbereich“ und dem „Emulsionsbereich“ bekannten Resultaten konsistent ist und diese zu extrapolieren erlaubt, (2) einige theoretische Argumente bezüglich des asymptotischen Verhaltens der Wirkungsquerschnitte (Konstanz des totalen Wirkungsquerschnitts, des mittleren Transversalimpulses) sowie bezüglich der Erhaltungssätze (Energie, Impuls, Ladung, Isospin, Baryonenzahl, Hyperladung) berücksichtigt und (3) zu Ergebnissen führt, die mit den Messungen an großen Luftschauern verträglich sind, wie in einer anderen Arbeit⁶⁻⁸ gezeigt wurde.

2. Einfluß der Primärmasse auf die Hadronendichte

An Hand der Abb. 1 und 2, welche den oberen Teil des integralen Energiespektrums und den achsennahen Bereich der Lateralverteilung der Hadronen (in Schauern der Primärenergie $E_0 = 4 \cdot 10^{15}$ eV für Meereshöhe) darstellen, ist zu ersehen, daß sich die Primärmasse um so stärker auswirkt⁵, je enger die betrachtete Schauerkomponente mit dem Primärteilchen genetisch zusammenhängt.

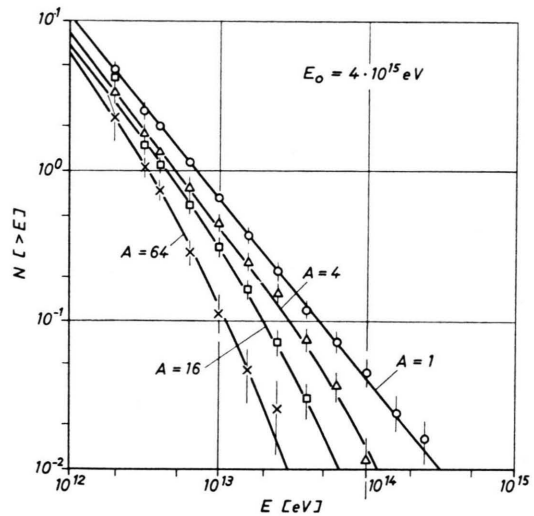


Abb. 1. Einfluß der Primärmasse auf das obere Ende des integralen Energiespektrums der Hadronen in Meereshöhe für A -induzierte Schauer der Primärenergie $E_0 = 4 \cdot 10^{15}$ eV. (Asymptoten der verschiedenen Kurven sind die Werte E_0/A .)

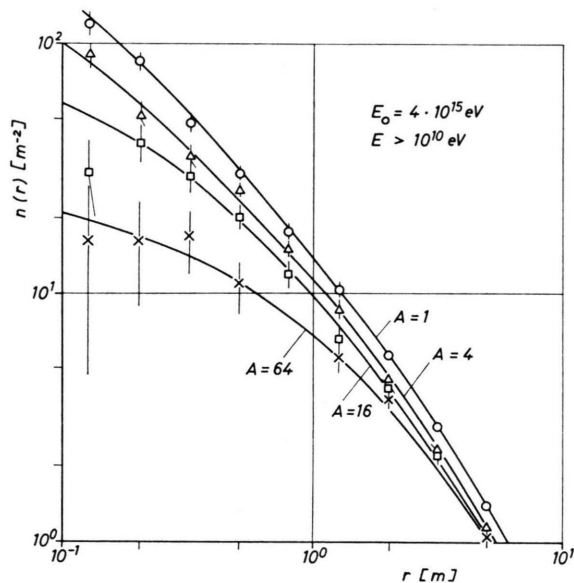


Abb. 2. Einfluß der Primärmasse auf den achsennahen Bereich der Lateralverteilung von Hadronen der Mindestenergie $E = 10^{10}$ eV in Meereshöhe für A -induzierte Schauer der Primärenergie $E_0 = 4 \cdot 10^{15}$ eV.

³ Das gilt für „additive“ Parameter, z. B. Anzahl, Dichte oder Energie einer Teilchenart.

⁴ Das Modell ist in Ref. ⁵ beschrieben.

⁵ K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, J. Phys. A. (Proc. Phys. Soc. London) **2**, 341 [1969].

⁶ K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, Z. Physik **236**, 452 [1970].

⁷ K. O. THIELHEIM, Colloquium on High Multiplicity Interaction, Paris 1970, im Druck.

⁸ K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, Proc. IV-th Interamerican Seminar on Cosmic Rays 1970, La Paz, Bolivien, im Druck.

Die Abb. 3 (Dreiecke) zeigt, daß die Häufigkeit „nuklear-aktiver Mehrfachkerne“, das sind mehrere Hadronen mit vorgegebenen Mindestwerten der Energie und der Entfernung voneinander, soweit sie von Nukleonen verursacht werden, in einem Bereich

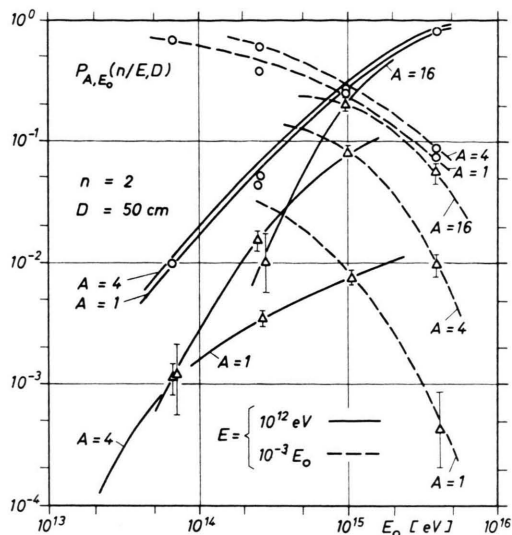


Abb. 3. Wahrscheinlichkeit nuklearaktiver Doppelkerne in Meereshöhe, d. h. von zwei Hadronen der Mindestenergie $E=10^{12}$ eV (ausgezogene Kurven) bzw. $E=10^{-3} \cdot E_0$ (gestrichelte Kurven) für A -induzierte Schauer in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 . Dreiecke: Nur Nukleonen und „Anregungsspienen“. Kreise: Alle Hadronen.

der Primärenergie zwischen 10^{14} und 10^{16} eV verhältnismäßig groß ist und dort von der Primärmasse abhängt^{2, 5, 9}. Diese Abhängigkeit wird jedoch, wie Abb. 3 (Kreise) zeigt, durch die von Nukleonen nicht experimentell zu unterscheidenden Pionen weitgehend verdeckt¹⁰. Durch die Simulation der Energiedichteverteilung der Hadronen¹¹ haben wir gezeigt, daß Schauer mit gleichen Anfangswerten sehr unterschiedliche Kernstruktur aufweisen können und daß daher aus der Beobachtung nuklear-aktiver Mehrfachkerne in einem Schauer keineswegs auf ein schweres Primärteilchen geschlossen werden kann¹². Wir erwähnen, daß die Autoren des Luftschauerexperiments in Sidney¹³ aus ihren Beobachtungen nuklear-aktiver Mehrfach- und elektromagnetischer

Mehrfachkerne schließen, daß die primäre chemische Zusammensetzung bei 10^{15} eV gemischt ist, und daß zwischen $3 \cdot 10^{15}$ und 10^{17} eV der Anteil schwerer Primärteilchen zunimmt.

3. Einfluß der Primärmasse auf die Hadronenenergie

Wie an anderer Stelle gezeigt wurde^{5, 12} und wie in Abb. 4 (links) deutlich wird, ist der Mittelwert des Quotienten aus der Gesamtenergie der Hadronen E_{tot} und der Gesamtanzahl der Elektronen N_e so-

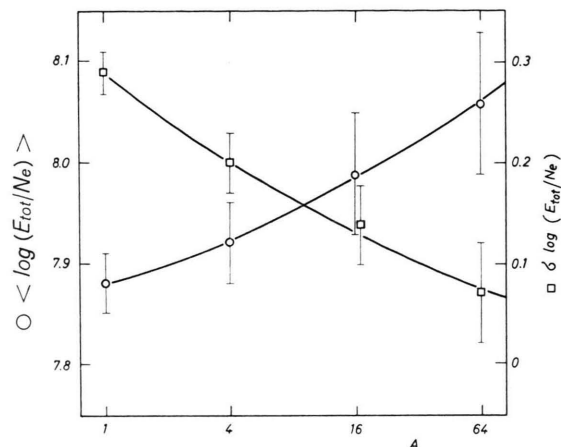


Abb. 4. Logarithmische Mittelwerte (links \bigcirc) und Standardabweichungen vom logarithmischen Mittelwert (rechts \square) des Quotienten aus der Gesamtenergie der Hadronen und der Gesamtzahl der Elektronen in Meereshöhe für A -induzierte Schauer der Primärenergie $E_0=4 \cdot 10^{15}$ eV.

wohl von der Primärenergie als auch von der Primärmasse praktisch unabhängig. Wir finden

$$\langle E_{\text{tot}} \rangle_{A, E_0} = 2,10 \cdot 10^{-3} A^{-0,17} E_0^{1,17} \quad (E_0 \text{ in GeV})$$

und ferner

$$\langle N_e \rangle_{A, E_0} = 1,57 \cdot 10^{-2} A^{-0,18} E_0^{1,18}.$$

Damit ist der Quotient der Mittelwerte

$$\langle E_{\text{tot}} \rangle_{A, E_0} / \langle N_e \rangle_{A, E_0} = (1,05 \pm 0,15) \cdot 10^8 \text{ eV}.$$

⁹ K. O. THIELHEIM u. S. KARIUS, Proc. 9-th Int. Conf. on Cosmic Rays, London 1965, 2, 779.

¹⁰ Diese Ergebnisse sind auch wegen ihrer starken Modellabhängigkeit für eine Abschätzung der primären chemischen Zusammensetzung durch Vergleich mit Messungen weniger geeignet.

¹¹ In Rastern von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ auf einer Fläche von $5 \times 5 \text{ m}^2$ für etwa 500 Schauer.

¹² K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, Proc. 11-th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest 1969 (Acta Physica Hungarica), im Druck.

¹³ C. B. A. McCUSKER, L. S. PEAK u. M. H. RATHGEBER, Phys. Rev. 177, Part I, 1902 [1969].

(Die Gesamtzahl der Elektronen einschließlich der Positronen stimmt in Meereshöhe mit der Gesamtanzahl aller geladenen Teilchen nahezu überein: In p-induzierten Schauern der Primärenergie $E_0 = 10^{15}$ eV ist der Beitrag der Myonen 4%, derjenige aller Hadronen 0,13%.)

Wie in Abb. 4 (rechts) gezeigt ist, hängt die mittlere Abweichung des genannten Quotienten vom Mittelwert (wenn auch verhältnismäßig schwach) von der Primärmasse ab. Wegen der erwähnten Eigenschaft des Mittelwertes des Quotienten eignet sich diese Abhängigkeit besonders gut für eine Abschätzung der primären chemischen Zusammensetzung¹⁴. Die Autoren des Luftschauerexperimentes auf dem Mt. Chacaltaya^{15, 16} haben aus derartigen Beobachtungen bei 10^{15} eV (und aus Schwankungen der Cherenkow-Strahlung bei der Primärenergie 10^{16} eV) auf eine gemischte Zusammensetzung der Primärstrahlung geschlossen. Zu dem gleichen Resultat kommen die Autoren des Luftschauerexperimentes in Kiel für eine Primärenergie zwischen $3 \cdot 10^{15}$ und 10^{16} eV.

4. Einfluß der Primärmasse auf die Myonenkomponente

Unsere Daten lassen erkennen¹⁷, daß der Mittelwert des Quotienten aus der Gesamtanzahl der Myonen und der Gesamtanzahl der Elektronen mit wachsender Primärmasse bei fester Primärenergie (schwach) ansteigt, ferner daß die Standardabweichung dieses Quotienten vom Mittelwert zugleich abnimmt. Das Verhalten des Mittelwertes ist schon auf Grund einer einfachen Abschätzung plausibel: Aus $\langle N_\mu \rangle_{1, E_0} \propto E_0^\alpha$ und $\langle N_e \rangle_{1, E_0} \propto E_0^\beta$ mit $0 < \alpha < \beta$ folgt¹⁸ wegen des Superpositionsprinzips

$$\langle N_\mu \rangle_{A, E_0} \propto A(E_0/A)^\alpha \quad \text{und} \quad \langle N_e \rangle_{A, E_0} \propto A(E_0/A)^\beta$$

und daher auch

$$\langle N_\mu \rangle_{A, E_0} / \langle N_e \rangle_{A, E_0} \propto (E_0/A)^{\alpha-\beta}.$$

Es liegen mehrere Abschätzungen der primären chemischen Zusammensetzung aus Beobachtungen der Myonenkomponente vor, deren unterschiedliche Ergebnisse die Problematik der experimentellen Möglichkeiten deutlich machen¹⁹: Die Autoren des Luft-

schauerexperimentes auf dem Mt. Chacaltaya schließen aus den beobachteten Schwankungen des Myonengehaltes auf eine reine Protonenstrahlung bei $E_0 = 10^{17}$ eV, diejenigen des Luftschauerexperimentes in Durham schließen auf eine jedenfalls konstante Zusammensetzung in diesem Bereich. Aus beobachteten Schwankungen der Gesamtelektronenanzahl bei fester Myonenanzahl schließen die Autoren des Luftschauerexperimentes in Moskau auf eine konstante, protonenreiche Zusammensetzung zwischen $3 \cdot 10^{15}$ und $3 \cdot 10^{17}$ eV. Andererseits schließen die Autoren des Luftschauerexperimentes in Haverah Park aus beobachteten Myonenspektren im achsenfernen Bereich großer Luftschauer auf das Vorkommen schwerer Primärteilchen oberhalb von 10^{17} eV. Dagegen schließen die Autoren der Cooperation Paris–Lodz aus dem Myonengehalt dort auf eine reine Protonenstrahlung.

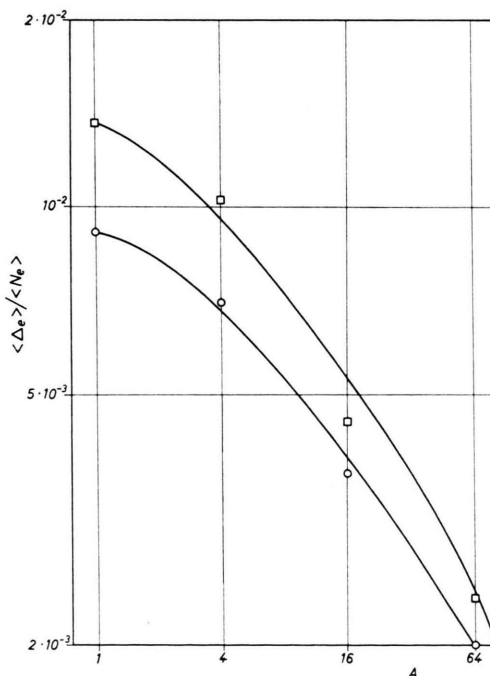


Abb. 5. Verhältnis der Mittelwerte von zentraler Elektronendichte (□: bezogen auf $0,2 \times 0,2 \text{ m}^2$, ○: bezogen auf $0,5 \times 0,5 \text{ m}^2$) und Elektronenanzahl in Meereshöhe für A-induzierte Schauer der Primärenergie $E_0 = 4 \cdot 10^{15}$ eV.

¹⁴ Tatsächlich ist eine solche Abschätzung wegen der zusätzlichen, meßtechnischen Fluktuationen äußerst unsicher.

¹⁵ S. A. RAPPAPORT u. H. V. BRADT, Phys. Rev. Lett. **22**, 960 [1969].

¹⁶ A. S. KRIEGER u. H. V. BRADT, Phys. Rev., im Druck.

¹⁷ Unveröffentlichte Rechnungen von R. BEIERSDORF u. K. O. THIELHEIM.

¹⁸ Mit $\alpha \approx 0,25$ und $\beta \approx 1$.

¹⁹ Proc. 11-th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest 1969.

5. Einfluß der Primärmasse auf die Elektronenkomponente

Die Abb. 5 zeigt, daß der Mittelwert des Quotienten (hier: Der Quotient der Mittelwerte) aus der zentralen Elektronendichte und der Gesamtteilchenzahl mit wachsender Primärmasse bei fester Primärenergie (verhältnismäßig schwach) abfällt¹⁷. Die Schwankungen sind auch bei festen Anfangswerten sehr groß (in 133 p-induzierten Schauern der Primärenergie $E_0 = 4 \cdot 10^{15}$ eV lag A_e/N_e , bezogen auf die Fläche $0,2 \times 0,2$ m², zwischen $1,2 \cdot 10^{-3}$ m⁻² und $5,1 \cdot 10^{-2}$ m⁻²). Die mittleren Abweichungen vom Mittelwert des Quotienten hängen von der Primärmasse ab. Sie eignen sich aber weniger für eine Ab-

schätzung der primären chemischen Zusammensetzung, weil der Mittelwert A_e/N_e selbst sowohl von den Anfangswerten als auch vom Wechselwirkungsmodell abhängt^{20, 21}.

Auf den Vorschlag, Mehrfachkerne der Elektronendichteverteilung²² im achsennahen Bereich großer Luftschauer als ein Kriterium für das Vorkommen schwerer Primärteilchen anzusehen, braucht hier nicht eingegangen zu werden, denn wir haben durch die Simulierung dieser Dichteverteilung^{23, 24} nachgewiesen²⁵, daß die Häufigkeit signifikanter elektromagnetischer Mehrfachkerne unter konventionellen Voraussetzungen über die Vielfacherzeugung von Mesonen sehr klein ist.

²⁰ K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, 1-st Europ. Symp. on Cosmic Rays, Lodz 1968, unveröffentlicht.

²¹ K. O. THIELHEIM u. R. BEIERSDORF, J. Phys. A (Proc. Phys. Soc. London) **3**, 79 [1970].

²² A. BAKICH, C. B. A. MCCUSKER u. M. M. WINN (preprint 1970, erscheint im J. Phys. A) schließen aus Beobachtungen an Mehrfachkernen der Elektronendichteverteilung, daß die Zusammensetzung der Primärstrahlung bei 10^{15} eV etwa dieselbe ist wie bei 10^{10} oder 10^{13} eV, daß der Anteil schwerer Primärteilchen oberhalb von 10^{16} eV anwächst, ferner, daß bei diesen Energien sehr viel größere Werte

des Transversalimpulses von Sekundärteilchen vorkommen als zwischen 10^9 und 10^{14} eV. Die statistische Signifikanz dieser Beobachtungen bedarf aber wohl noch einer Klärung.

²³ K. O. THIELHEIM, E. K. SCHLEGEL u. R. BEIERSDORF, Proc. 10-th Int. Conf. on Cosmic Rays, Calgary 1967, **2**, 189.

²⁴ K. O. THIELHEIM, E. K. SCHLEGEL u. R. BEIERSDORF, J. Geophys. Res. **73**, 5012 [1968].

²⁵ In Rastern von 10×10 cm² auf einer Fläche von 5×5 m² für etwa 500 Schauer.

Thermodynamische Analyse kalorimetrischer Messungen an Aluminium und Wolfram im Bereich hoher Temperaturen

UDO SCHMIDT, OTMAR VOLLMER und RUDOLF KOHLHAAS

Abteilung für Metallphysik im II. Physikalischen Institut der Universität zu Köln

(Z. Naturforsch. **25 a**, 1258—1264 [1970]; eingegangen am 28. März 1970)

Mit Hilfe eines quasi-adiabatisch und kontinuierlich arbeitenden Hochtemperatur-Kalorimeters wurde die spezifische Wärme von Aluminium und Wolfram sowie die Schmelzwärme von Aluminium gemessen. Eine atomistische thermodynamische Analyse ermöglicht eine Aussage über den Beitrag der anharmonischen Gitterschwingungen zur spezifischen Wärme bei konstantem Volumen.

1. Einleitung

Es gibt zwei Möglichkeiten, aus dem Temperaturgang der spezifischen Wärme physikalische Folgerungen zu ziehen: 1. die rein phänomenologische Methode, die die thermodynamischen Funktionen liefert, und 2. die mikroskopische Behandlung, die die Eigenschaft eines Systems, Energie aufnehmen zu können, deutet und zu einer additiven Aufspaltung der spezifischen Wärme in als voneinander unabhängig betrachtete Anteile führt. Ziel der Arbeit soll es sein, diese verschiedenen Anteile — insbesondere den Anteil der anharmonischen Gitterschwingungen — für Aluminium und Wolfram aus den Meßdaten zu ermitteln.

Sonderdruckanforderungen an U. SCHMIDT, Abteilung für Metallphysik im II. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, D-5000 Köln 41, Universitätsstr. 14.

2. Meßergebnisse

Mit dem von BRAUN, KOHLHAAS u. VOLLMER¹ entwickelten quasi-adiabatisch arbeitenden Hochtemperaturkalorimeter wurden die spezifischen Wärmen von Aluminium und Wolfram sowie die Schmelzwärme von Aluminium bestimmt. Als mittlere Gesamtfehler der Messungen ergeben sich:

im festen Zustand $(\Delta c_p/c_p)_{\text{mitt}} = \pm 2\%$,
im flüssigen Zustand $(\Delta c_p/c_p)_{\text{mitt}} = \pm 3\%$,
für die Schmelzwärme $(\Delta(\Delta h_{\text{sm}})/\Delta h_{\text{sm}})_{\text{mitt}} = \pm 1\%$.

Für die Messungen an Aluminium standen mehrere Proben zur Verfügung, die aus einem polykristallinen Stab der

¹ M. BRAUN, R. KOHLHAAS u. O. VOLLMER, Z. angew. Phys. **25**, 365 [1968].