

Root Mean Square Charge Radii
of ¹²C, ¹⁴N and ¹⁶O

HANS ALFRED BENTZ

Institut für Technische Kernphysik
der Technischen Hochschule Darmstadt

(Z. Naturforsch. **21 a**, 858—859 [1969] ; received 9 April 1969)

From elastic electron scattering between 30 and 60 MeV, the following essentially model independent rms charge radii (fm) have been deduced: 2.395 ± 0.028 (¹²C) ; 2.492 ± 0.033 (¹⁴N) ; 2.666 ± 0.033 (¹⁶O). An improved value for ⁹Be is (2.43 ± 0.08) fm.

With the Darmstadt electron linear accelerator ($E \leq 60$ MeV), elastic electron scattering from carbon, nitrogen and oxygen has been studied at low momentum transfer. The experimental arrangement described in ¹ was changed by replacing the counter in the focal plane of the spectrometer by a 20-channel ladder ², and the beam monitor by a large Faraday cup ³. Cross sections were measured relative to that for the proton with gas targets ⁴ filled with CH₄, N₂, O₂ or H₂ gas. It is possible to interpret the data as measurements for ¹²C, ¹⁴N and ¹⁶O since the other isotopes are rare and the corresponding corrections negligible.

Measurements were made at 53 MeV (scattering angles $\Theta = 93, 105, 117, 129$ degrees), at $\Theta = 93$ degrees (30, 38, 45, 53, 60 MeV), and at constant momentum transfer ($q^2 = 0.10$ fm⁻²; $\Theta = 93, 105, 117, 129$ degrees). The experimental cross-section ratios were analysed with a phase shift program of BÜHRING ^{5, 6}. The proton cross section was calculated as in ⁷ with $R_m(H) = (0.80 \pm 0.02)$ fm ⁸. A so called "halo" effect discussed recently ^{9, 10} was not taken into account. Such an effect cancels in forming rms radii from cross-section ratios ¹⁰. For convenience, shell model harmonic oscillator charge distributions according to Ref. ⁶ with $R_m(H) = 0.80$ fm were used for ¹²C, ¹⁴N and ¹⁶O.

The new carbon cross sections from CH₄ agree well with earlier ones ⁷ measured with solid (CH₂)_n and (CH)_n targets. However, a different $R_m(H) = 0.85$ fm had been used in ⁷. With the new proton radius ⁸ a fit to the data of ⁷ gives $R_m(C) = 2.405$ fm whereas

$R_m(C) = 2.387$ fm has been deduced from the present measurements alone. The radius of ¹²C given in Table 1 is obtained from a simultaneous fit to the data of both experiments.

Nucleus	⁹ Be	¹² C	¹⁴ N	¹⁶ O
R_m (fm)	2.43 ± 0.08	2.395 ± 0.028	2.492 ± 0.033	2.666 ± 0.033
a (fm)	1.728	1.648	1.697	1.800
α	0.620	1.056	1.267	1.517
$R_m/R_m(^{12}\text{C})$	1.015 ± 0.024	1	1.041 ± 0.008	1.113 ± 0.009
$(A/12)^{1/3}$	0.909	1	1.053	1.101

Table 1. Results. The rms charge radius is denoted R_m ; a and α are the parameters of the shell model harmonic oscillator charge distribution (see Ref. ⁶) used in evaluating the data. It should be emphasized that only R_m , not a and α are accurately determined by this experiment. In the lower part of the table, radii are given relative to ¹²C; an $A^{1/3}$ dependence (A =mass number) is given for comparison.

The results are presented in Table 1 together with a revised value for ⁹Be deduced from Ref. ⁶ with the new value for $R_m(C)$. The errors include statistical as well as systematic effects. Possible dispersion effects ¹¹, which should be small for our nuclei and energies are not included in the errors. The dependence of R_m on the functional form of the charge distribution is estimated to be less than 0.3% when one considers only distributions which are compatible with high energy electron scattering. The errors do not include this small uncertainty. The influence of magnetic dipole and electric quadrupole scattering on the cross section of ¹⁴N (less than $2 \cdot 10^{-4}$) was corrected for. The ratios of the rms radii, also given in Table 1, have lower relative errors than the absolute values because some of the systematic errors cancel.

For rms radii deduced from high energy electron scattering experiments, the reader is referred to Refs. ^{8, 12, 13}. The essentially model independent radii presented here may be combined with such measurements to obtain a better knowledge of the nuclear charge dis-

1 F. GUDDEN, G. FRICKE, H.-G. CLERC, and P. BRIx, Z. Phys. **181**, 453 [1964].

2 F. GUDDEN and M. STROETZEL, Laborbericht Nr. 32, Institut für Technische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt 1967.

3 D. TÜRCK, Diplomarbeit, Institut für Technische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt 1966, unpublished.

4 U. ERICH, H. FRANK, D. HAAS, and H. PRANGE, Z. Physik **209**, 208 [1968].

5 W. BÜHRING, Z. Phys. **187**, 180 [1965] ; **192**, 13 [1966].

6 H. A. BENTZ, R. ENGFER, and W. BÜHRING, Nucl. Phys. A **101**, 527 [1967].

7 R. ENGFER and D. TÜRCK, Z. Phys. **205**, 90 [1967].

8 H. COLLARD and R. HOFSTADTER, in Landolt-Börnstein, New Series I/2, Nuclear Radii, Springer-Verlag, Heidelberg 1967.

9 R. C. BARRETT, S. J. BRODSKY, G.-W. ERICKSON, and M. H. GOLDBABER, Phys. Rev. **166**, 1589 [1968].

10 G. J. C. VAN NIFTRIK, G. A. PETERSON, and G. H. RAWITSCHER, to be published in Phys. Rev.

11 G. H. RAWITSCHER, Phys. Rev. **151**, 846 [1966]. — A. BOTTINO, G. CIOCCHETTI, and A. MOLINARI, Nucl. Phys. **89**, 192 [1966]. — D. S. ONLEY, Nucl. Phys. A **118**, 436 [1968]. — C. TOEPFFER and W. GREINER, to be published.

12 L. R. B. ELTON and A. SWIFT, Nucl. Phys. A **94**, 52 [1967].

13 D. VINCIGUERRA and T. STOVALL, L. A. L. Report 1206, Orsay 1969, unpublished.

14 G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBUS, H. DANIEL, H. KOCH, G. POELZ, H. SCHMITT, and L. TAUSCHER, Phys. Letters **25 B**, 547 [1967].

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 digitalized 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.

tribution. Results from muonic X-ray energies¹⁴ are in agreement with Table 1, but they are less accurate for these light nuclei.

Knowledge of rms charge radii is important for the interpretation of various experimental data such as Coulomb energy differences of analogue states, (p, 2p) and (e, e'p) reactions^{12, 15}. The discussion of Coulomb energy differences by WILKINSON and HAY¹⁶ is an especially interesting application because information on the charge independence of nuclear forces may be obtained. In this connection, it should be noted that, in contrast to the evidence¹⁵ from the earlier measurements, the radii of ¹²C, ¹⁴N and ¹⁶O are not equal but show an $A^{1/3}$ dependence.

A more detailed account of this experiment will be published in Z. Physik.

I wish to thank Professor Dr. P. BRIX for his interest in this work and Dr. H. FRANK for making his experience with gas targets available. The help of the linac crew is gratefully acknowledged. For computer time, I am obliged to the Deutsches Rechenzentrum Darmstadt (IBM 7094) and to the Rechenzentrum der Technischen Hochschule Darmstadt (IBM 7040). This work was sponsored by the Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung.

¹⁵ D. H. WILKINSON and M. E. MAFETHE, Nucl. Phys. A **85**, 97 [1966].

¹⁶ D. H. WILKINSON and W. D. HAY, Phys. Lett. **21**, 80 [1966].

Die Emission negativer Sekundärionen von Verbindungen mit komplexen Anionen

A. BENNINGHOVEN

I. Physikalisches Institut der Universität Köln

(Z. Naturforsch. **24 a**, 859—861 [1969]; eingegangen am 3. März 1969)

Wie in einer früheren Arbeit gezeigt wurde, sind für die Ionisierung der beim Ionenbeschuss einer Festkörperoberfläche emittierten Teilchen unterschiedliche Prozesse verantwortlich¹. Unter diesen ist die Stoßdissoziation — die Aufspaltung einer Verbindung in ionisierte Bruchstücke bei der zur Emission des Teilchens führenden Energieübertragung — besonders wirkungsvoll. So führt bei den Metallen der Aufbau einer oberflächlichen Oxydschicht — etwa durch Einlaß von Sauerstoff²⁻⁴ oder durch direkten Beschuss mit Sauerstoffionen⁴ — unter anderem zu einer erheblichen Steigerung der Emission von positiven Metallionen und negativen Sauerstoffionen. Man kann daraus schließen, daß insbesondere beim Aufspalten von Ionenbindungen die entstehenden Bruchstücke im ionisierten Zustand emittiert werden. Damit in Übereinstimmung ist die Tatsache, daß negative Ionen der Halogene im Sekundärionenspektrum praktisch aller Metalle mit großer Intensität auftreten.

Nach diesen Überlegungen sollten auch Verbindungen mit komplexen Anionen (d. h. die überwiegende Mehrzahl der Salze) beim Ionenbeschuss für das Anion charakteristische negative Sekundärionen emittieren. Bei hinreichender Stabilität des Anionenkomplexes ist dabei die Emission des unzerstörten Anionenkomplexes zu erwarten, andernfalls das Auftreten charakteristischer Fragmentionen.

Zur Überprüfung dieser Überlegungen wurden insbesondere die negativen Sekundärionenspektren zahlreicher, komplexe Anionen enthaltender Verbindungen untersucht. Solche Untersuchungen sind einmal von grundsätzlicher Bedeutung für das Verständnis der bei der Sekundärionenbildung wirksamen Ionisierungs-

mechanismen. Daneben sind sie auch für zahlreiche mehr experimentelle Probleme, wie etwa die Interpretation von Sekundärionenspektren (d. h. die Zuordnung von Massenlinien zu bestimmten Verbindungen), die Anwendung der Sekundärionenemission bei der Volumen- und Oberflächenanalyse von Festkörpern und die Technik der Erzeugung intensiver Strahlen negativer Ionen von besonderem Interesse. Untersuchungen dieser Art sind in der Literatur bisher nicht bekannt.

Die zu untersuchenden Verbindungen wurden in der Ionenquelle eines Massenspektrometers mit Argonionen (3 keV) unter einem Winkel von 70° gegen die Flächennormale beschossen. Der Primärionenstrom betrug maximal 10 μ A in einem Brennfleck von 0,1 cm². Die Targetkammer konnte mit einer Öldiffusionspumpe unter 4·10⁻⁶ Torr evakuiert werden. Nach Trennung im Analysator wurden die Sekundärionen mit einem Schwingkondensatorverstärker nachgewiesen⁵. Einige Kontrollspektren wurden bei sonst gleichen Beschussbedingungen in einem mit Hg-Pumpen evakuierten UHV-Spektrometer bei einem Druck von etwa 1·10⁻⁸ Torr aufgenommen.

Da die untersuchten Substanzen ausnahmslos einen sehr hohen elektrischen Widerstand besitzten, mußte durch geeignete Maßnahmen ein Aufladen der Probe während des Ionenbeschusses verhindert werden. Das kann grundsätzlich auf verschiedene Weise erreicht werden. Im vorliegenden Falle wurden alle Proben mit weniger als 10 Gew.-Proz. Graphit gemischt und dadurch eine ausreichende Leitfähigkeit erreicht⁶. Es ist außerordentlich wichtig, bei den Messungen auch geringfügige Targetaufladungen zu verhindern, da die entstehenden Sekundärionen mit sehr unterschiedlichen Anfangsenergien emittiert werden⁵. Schon eine schwache Targetaufladung kann zu einer praktisch vollständigen Unterdrückung derjenigen Sekundärionenarten führen, die mit niedrigen Anfangsenergien emittiert werden, während Ionen mit hohen Anfangsenergien (z. B. O⁻, C⁻) mit kaum verminderter Intensität emittiert werden.

¹ A. BENNINGHOVEN, Z. Physik **220**, 159 [1969].

² Y. M. FOGEL', Soviet Phys.-Solid State **7**, 1572 [1966].

³ G. SLODZIAN u. J. F. HENNEQUIN, C. R. **263**, 1246 [1966].

⁴ A. BENNINGHOVEN, Z. Naturforsch. **22 a**, 841 [1967].

⁵ A. BENNINGHOVEN, Z. Physik **199**, 141 [1967].

⁶ R. E. HONIG, Advances in Mass Spectrometry, Pergamon Press, London 1963.