

# Blasenkammerexperimente zur Abbremsung relativistischer Elektronen

Von G. HARIGEL, M. SCHEER und K. SCHULTZE

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München,  
und dem Physikalischen Institut der Universität Würzburg  
(Z. Naturforsch. 18 a, 675—687 [1963]; eingegangen am 1. Februar 1963)

The complete slowing down of electrons with initial energies up to 20 MeV in several materials was investigated with the aid of a bubble chamber. The real path lengths and penetration depths of electrons were evaluated; the distribution of these and some other derived quantities are given and discussed. The distributions of the path lengths—which are essentially influenced by energy loss due to bremsstrahlung—are in good agreement with a theory of BLUNCK.

Während im Energiegebiet bis zu wenigen MeV das Durchdringungsvermögen von Elektronen durch dünne Materieschichten gut bekannt ist, sind für höhere Energien außer der tiefenabhängigen Ionisation bisher nur Eindringtiefen (maximale, extrapolierte und mittlere Reichweiten) gemessen worden.<sup>1</sup>

„Von viel direkterem theoretischem Interesse als die praktische Reichweite sind die wirklichen, mit Einschluß aller Krümmungen gemessenen Bahnlängen, welche die Elektronen bis zu ihrer vollständigen Bremsung zurücklegen“, worauf BOTHE<sup>3</sup> hingewiesen hat. Durch die Entwicklung der Blasenkammer als Spureninstrument ist es möglich geworden, die Bahnlängen und Eindringtiefen in einem homogenen Abbremsmaterial gleichzeitig zu messen. Der im Experiment zugängliche Bereich für die Anfangsenergien der Elektronen und die Ordnungszahl der Blasenkammerflüssigkeit erlaubten dabei insbesondere eine Prüfung des Einflusses des Energieverlustes durch RÖNTGEN-Bremsstrahlungserzeugung auf das statistische Phänomen der Abbremsung von Elektronen.

## 1. Theorie der Bahnlängenverteilung

Bei gleicher Anfangsenergie  $U_0$  sind die Bahnen der einzelnen Elektronen infolge der zufälligen, nur durch Wahrscheinlichkeitsgesetze erfaßbaren Ener-

gieverluste längs ihres Weges unterschiedlich lang. Die mittlere Bahnlänge läßt sich bei kleinen Elektronenenergien durch eine Integration der BETHE-Schen Energieverlustformeln<sup>4</sup> angeben; für relativistische Elektronenenergien ( $U_0$  kleiner als die kritische Energie  $U_{kr}$ ), bei denen der Einfluß der Strahlungsverluste berücksichtigt werden muß, kann der Mittelwert der Bahnlänge durch eine numerische Integration nach BETHE-HEITLER<sup>5</sup> berechnet werden.

Die statistischen Schwankungen um den jeweiligen Mittelwert der Bahnlängen lassen sich nach einer von BLUNCK<sup>6</sup> angegebenen Formulierung für jede beliebige Anfangsenergie berechnen; in dieser Theorie wird zusätzlich zu dem Energieverlust durch Ionisation auch der Einfluß des Strahlungsverlustes berücksichtigt, der mit zunehmender Anfangsenergie immer mehr die Form der Bahnlängenverteilung bestimmt (vgl. die bei BLUNCK<sup>6</sup>, S. 373 und 374 berechneten Verteilungen für Sauerstoff und Blei).

Um Verwechslungen mit der üblicherweise zur Charakterisierung der Schicksale von Elektronen benutzten Reichweite (Eindringtiefe) zu vermeiden, soll an dieser Stelle auf folgendes hingewiesen werden: Die Theorie von BLUNCK erfaßt die Bahnlänge des Primärelektrons längs seiner Bahn, Richtungsänderungen der Elektronen, die zusammen mit der Bahnlänge<sup>7</sup>  $L$  die Eindringtiefen der Elektronen bestimmen, werden von der BLUNCKSchen Theorie nicht erfaßt. Eine theoretische Lösung des Problems der

<sup>1</sup> Eine zusammenfassende Darstellung findet man z. B. in<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> L. KATZ u. A. A. PENFOLD, Rev. Mod. Phys. 24, 28 [1952].

<sup>3</sup> W. BOTHE, Handbuch der Physik, Verlag Springer, Berlin, Bd. XXII, 2, 38 [1933].

<sup>4</sup> H. A. BETHE, Handbuch der Physik, Verlag Springer, Berlin, Bd. XXIV, 273 [1933].

<sup>5</sup> H. BETHE u. W. HEITLER, Proc. Roy. Soc., Lond. A 146, 83 [1934].

<sup>6</sup> O. BLUNCK, Z. Phys. 131, 354 [1952].

<sup>7</sup> Für die einzelnen Größen werden hier zweckmäßigerweise dieselben Symbole verwendet, die BLUNCK in seiner Arbeit<sup>6</sup> benutzt; nur für die Bahnlänge wird der Buchstabe  $L$  an Stelle von  $R$  eingeführt, um Verwechslungen mit der in der  $\beta$ -Spektroskopie für die Eindringtiefe üblichen Bezeichnung „Reichweite“ zu vermeiden.



Eindringtiefen auf analytischem Wege erweist sich als außerordentlich schwierig und liegt bisher nicht vor.

BLUNCK zeigt in seiner Arbeit, daß es nicht möglich ist, die Bahnlängenverteilung auf analytischem Wege direkt zu gewinnen, weil die Diffusionsgleichung von ROSSI und GREISEN<sup>8</sup> für Elektronen nicht lösbar ist. Er beschränkt sich auf eine Näherungslösung und gibt einen Weg an, wie die ersten vier Momente der Verteilung aus dem mittleren Energieverlust und den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Energieverluste analytisch berechnet werden können. Aus diesen vier Momenten läßt sich die gesuchte Verteilung in guter Näherung nach dem Verfahren von PEARSON<sup>9</sup> berechnen, der gezeigt hat, daß statistische Verteilungen durch Angabe ihrer ersten vier Momente weitgehend charakterisiert werden können. Die Form der Verteilungen der Bahnlängen  $L$  läßt sich anschaulich diskutieren, wenn man an Stelle der Momente die bei BLUNCK eingeführten charakteristischen Größen<sup>10</sup> angibt.

1. Mittelwert  $= \bar{L}$ ,
2. „Streuung“  $= \varrho = (\bar{L}/\bar{L} - 1)^2$ ,
3. „Schiefe“  $= \sigma = (\bar{L}/\bar{L} - 1)^3$ ,
4. „Einschnürung“ bzw. „Ausbauchung“  
 $= \tau = (\bar{L}/\bar{L} - 1)^4 - 3[(\bar{L}/\bar{L} - 1)^2]^2$

Zur Berechnung dieser charakteristischen Größen braucht BLUNCK die mittleren Energieverluste durch Strahlung und Ionisation und die aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten gewonnene Verteilung dieser Energieverluste; BLUNCK kommt zu seinem Endergebnis, indem er für diese Größen aus mathematischen Gründen Näherungen angibt, die in Strenge nicht erfüllt sind:

1. Der mittlere Energieverlust durch Ionisation  $\bar{K}_j$  wird für die ganze Elektronenbahn unabhängig von der jeweiligen Energie  $U$  gleich dem Energieverlust durch Ionisation bei der Anfangsenergie  $U_0$  gesetzt.

2. Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlungserzeugung  $\bar{K}_s$  wird proportional zur jeweiligen Energie  $U$  des Elektrons angenommen.

3. Für die Verteilung der Energieverluste durch Ionisation wird der von MÖLLER<sup>11</sup> angegebene Wirkungsquerschnitt in etwas vereinfachter Form ver-

wendet; der Einfluß dieser Approximation wird mit wachsender Anfangsenergie  $U_0$  immer kleiner und kann dann praktisch vernachlässigt werden.

4. Das Intensitätsspektrum der RÖNTGEN-Bremsstrahlung wird nach BETHE-HEITLER<sup>5</sup> näherungsweise durch eine Beziehung beschrieben, bei der die Verteilung der Energieverluste nur von dem relativen Energieverlust abhängig ist.

Der Einfluß dieser Näherungen auf die Verteilungsform ist geringfügig, wenn in der 1. Annahme  $K_j$  und in der 2. Annahme der Proportionalitätsfaktor für die im Experiment vorliegende Anfangsenergie  $U_0$  geschickt gewählt werden:

1. Mittlerer Energieverlust durch Ionisation. Bei relativistischen Elektronenenergien ist der Energieverlust durch Ionisation  $\bar{K}_j$  nur logarithmisch von der Energie abhängig. Es entsteht der relativ kleinste Fehler, wenn dem Vorgehen von BLUNCK entsprechend für diesen Energieverlust der Wert bei der Anfangsenergie  $U_0$  eingesetzt wird, wie er sich unter Berücksichtigung der Dichtekorrektur nach STERNHEIMER<sup>12</sup> berechnen läßt [Propan  $K_j$  (6,9 MeV) = 2,08 MeV/g/cm<sup>2</sup>; Frigen  $K_j$  (19,6 MeV) = 1,56 MeV/g/cm<sup>2</sup>].

2. Verhältnis des Energieverlustes durch Ionisation zum Energieverlust durch Strahlung bei der Anfangsenergie  $U_0$ . Die Form der Bahnlängenverteilung wird in erster Linie von dem Verhältnis  $\bar{K}_s/\bar{K}_j$  bestimmt, das sich entlang der Elektronenbahn sehr stark mit der jeweiligen Energie  $U$  des Elektrons ändert. Die wesentliche Abhängigkeit dieses Verhältnisses erfaßt BLUNCK, indem er den Quotienten  $\bar{K}_s/\bar{K}_j$  der Energie  $U$  des Elektrons proportional setzt

$$\bar{K}_s/\bar{K}_j = (1/V) \cdot U. \quad (2)$$

An den von BLUNCK benutzten Annahmen, daß der Energieverlust durch Ionisation als konstant angesehen und das Verhältnis von  $\bar{K}_s/\bar{K}_j$  der Energie  $U$  proportional gesetzt werden kann, soll aus mathematischen Gründen nichts geändert werden. Das Argument, daß der Energieverlust am Anfang der Bahn den größten Einfluß auf die Form der Verteilung hat, trifft für  $\bar{K}_s$  in viel stärkerem Maße zu als für  $\bar{K}_j$ , weil die absolut überschätzten Strahlungsver-

<sup>8</sup> B. ROSSI u. K. GREISEN, Rev. Mod. Phys. **13**, 240 [1941].

<sup>9</sup> Hinweis bei F. ZERNIKE, Handbuch der Physik, Verlag Springer, Berlin, Bd. **III**, 463 ff. [1928].

<sup>10</sup> Wir schreiben diese Größen in Parenthese, um jede Verwechslung zwischen den von BLUNCK eingeführten Definitio-

nen und den davon abweichenden Bezeichnungen zu vermeiden, die z. B. in der Fehlerrechnung üblich sind.

<sup>11</sup> CHR. MÖLLER, Ann. Phys., Lpz. **14**, 531 [1932].

<sup>12</sup> R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **88**, 851 [1952]; **91**, 256 [1953].

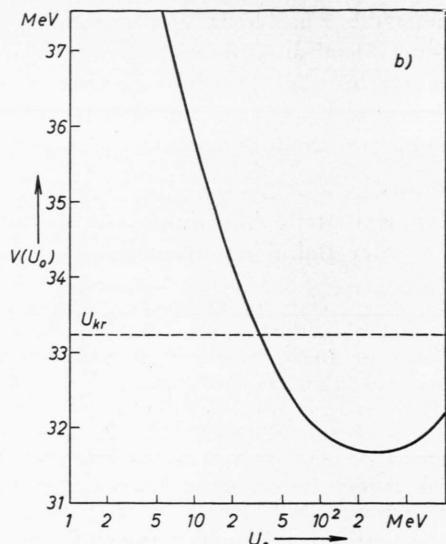
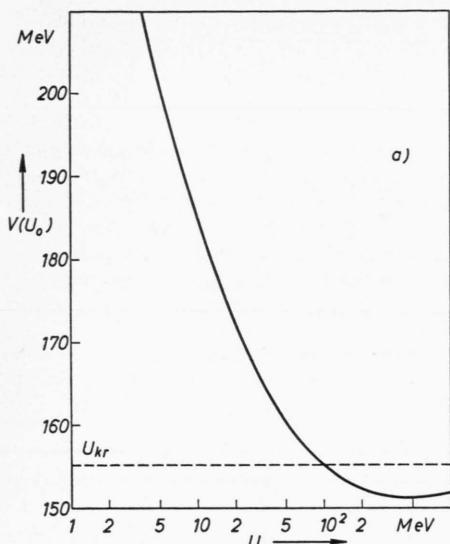


Abb. 1. Abhängigkeit des Parameters  $V(U_0)$  von der Einfallsenergie  $U_0$  nach Gl. (3): a)  $C_3H_8$ , b)  $CF_3Br$ .

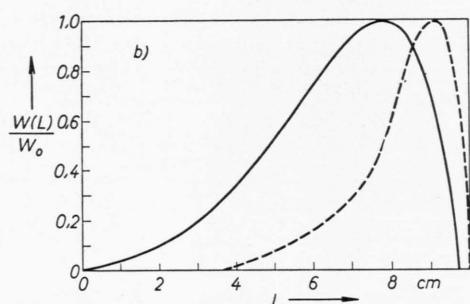
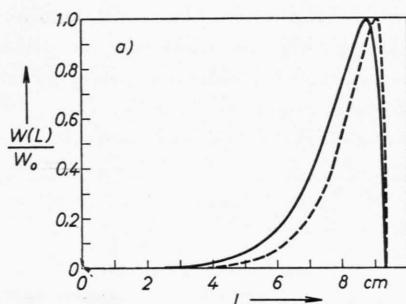


Abb. 2. Häufigkeitsverteilung der Bahnlängen  $L$  nach der Theorie von BLUNCK. —— Energieverluste durch Ionisation und Bremsstrahlungserzeugung, - - - nur Energieverlust durch Ionisation; die beiden berechneten Verteilungen sind zueinander höhennormiert. a) 6,9 MeV-Elektronen in  $C_3H_8$ , b) 19,6 MeV-Elektronen in  $CF_3Br$ .

luste bei kleinen Elektronenenergien nur noch einen beschränkten Einfluß auf die Verteilung haben. Wir ersetzen deshalb den von BLUNCK [Gl. (21 c)] benutzten Proportionalitätsfaktor  $1/U_{kr}^{13}$  durch  $1/V(U_0)$  und wählen diesen neuen Faktor so, daß der Quotient  $\bar{K}_s/\bar{K}_j$  den Wert bei der Anfangsenergie wiedergibt. Aus dieser Vorschrift kann  $1/V(U_0)$  bestimmt werden, wenn in der Gleichung

$$\bar{K}_s(U)/\bar{K}_j(U_0) = [1/V(U_0)] \cdot U \quad (3)$$

für die Energie  $U$  die Anfangsenergie  $U_0$  eingesetzt wird und man bei ihr  $\bar{K}_j$  unter Berücksichtigung der Dichtekorrektur nach STERNHEIMER<sup>12</sup> und  $\bar{K}_s$  nach BETHE-HEITLER<sup>5</sup> berechnet.

Die Größe  $V(U_0)$  ist in ihrer Energieabhängigkeit nach Gl. (3) für die beiden benutzten Blasenkammerflüssigkeiten in Abb. 1 a und 1 b dargestellt. Für das Experiment in Propan mit der Anfangsenergie der Elektronen  $U_0 = 6,9$  MeV entnimmt man Abb. 1 a den Wert  $V(6,9 \text{ MeV}) = 193$  MeV. Entsprechend ergibt sich für das Experiment in Frigen für  $U_0 = 19,6$  MeV aus Abb. 1 b der Wert  $V(19,6 \text{ MeV}) = 34,2$  MeV.

Mit diesen Werten wurden auf einer elektronischen Rechenanlage (G 2, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München) die Bahnlängenverteilungen mit und ohne Berücksichtigung des Energieverlustes durch Bremsstrahlungserzeugung

<sup>13</sup> Die kritische Energie  $U_{kr}$  ist hier so definiert, daß bei ihr  $K_s$  und  $K_j$  gleich groß sind.

berechnet (Abb. 2 a, 2 b)<sup>14</sup>. Man erkennt in dieser Darstellung deutlich den wichtigen Einfluß der Strahlungsverluste für 19,6 MeV-Elektronen in Frigen, der vergleichsweise für 6,9 MeV-Elektronen in Propan eine geringe Rolle spielt.

## 2. Experimentelle Anordnung zur Messung der Bahnlängenverteilung

Die für unsere Experimente als Nachweisinstrument dienende, am Max-Planck-Institut für Physik in München entwickelte 10 cm-Blasenkammer kann mit schweren Flüssigkeiten im Temperaturbereich zwischen 20 und 150 °C betrieben werden<sup>16</sup>. Da von uns insbesondere der Einfluß der Bremsstrahlungserzeugung auf die Bahnlängenverteilung geprüft werden sollte, wurden zwei Blasenkammerflüssigkeiten benutzt, die in ihrer mittleren Ordnungszahl möglichst stark differierten: Propan C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (Dichte 0,43 g/cm<sup>3</sup>) und ein bromhaltiges Frigen CF<sub>3</sub>Br (Dichte 1,49 g/cm<sup>3</sup>). Die Anfangsenergie der Elektronen (Propan  $U_0 = 6,9$  MeV, Frigen  $U_0 = 19,6$  MeV) mußte so eingestellt werden, daß möglichst alle Elektronen innerhalb der Blasenkammerflüssigkeit zur Ruhe kamen und gleichzeitig das Blasenkammervolumen zur Erzielung einer hohen Meßgenauigkeit gut ausgenutzt wurde.

Als Strahlungsquelle für unsere Blasenkammerexperimente diente der aus dem Vakuumgefäß des

Würzburger 35 MeV-Betatrons herausgeführte Elektronenstrahl. Die für die Auswertbarkeit angestrebte Zahl von im Mittel nur drei Elektronen pro Blasenkammeraufnahme (d. h. pro Strahlungsimpuls) konnte durch geeignete Wahl der Betriebsbedingungen des Betatrons und eine Blendenanordnung sehr konstant und reproduzierbar eingestellt werden. Ein im Strahlengang befindliches β-Spektrometer sorgte dafür, daß die an den Blenden gestreuten Elektronen aussortiert wurden und nur Elektronen einheitlicher Energie ( $\Delta U_0/U_0 < 1\%$ ) das Blasenkammereintrittsfenster erreichten.

Der experimentelle Aufbau, die Eigenschaften der Blasenkammer und die Anordnung der für die räumliche Vermessung der Elektronenspuren erforderlichen zwei Kameras wurden in einer früheren Arbeit<sup>16</sup> ausführlich beschrieben<sup>17</sup>.

## 3. Auswertung der Blasenkammeraufnahmen

### 3.1. Erläuterung einiger Begriffe

Der primäre Gesichtspunkt für die Blasenkammerexperimente in Propan und Frigen war die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung der Bahnlängen und ihr Vergleich mit der Theorie von BLUNCK. Bei der Vermessung der Elektronenbahnen ergaben sich aber noch einige andere Größen, für die zur Zeit keine theoretischen Vorhersagen vorliegen; die experimen-

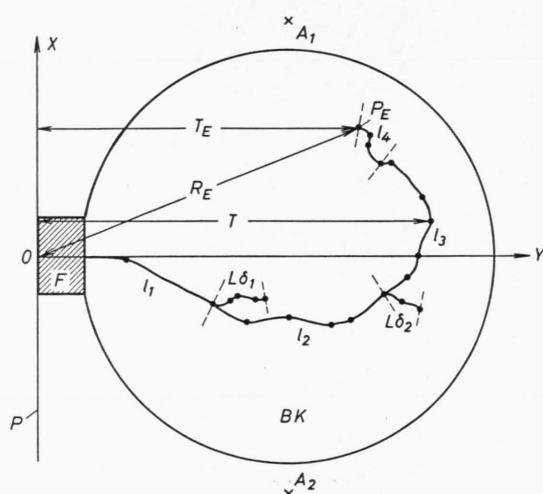


Abb. 3. Schematisches Bild einer Elektronenbahn.

BK	: Photographierbares Blasenkammervolumen,
F	: Blasenkammereintrittsfenster,
O	: Eintrittsort der Elektronen,
P	: senkrecht auf dem einfallenden Elektronenstrahl stehende „Eintrittsebene“,
X, Y, Z	: Koordinatensystem für die Auswertung,
A <sub>1</sub> , A <sub>2</sub>	: Durchstoßpunkte der optischen Achsen der beiden Kameras (senkrecht auf der Zeichenebene),
...	: Meßpunkte auf der Elektronenspur,
P <sub>E</sub>	: Endpunkt des Primärelektrons,
$l_1, l_2, l_3, l_4$	: Teilbahnlängen des Primärelektrons (die Endpunkte sind durch gestrichelte Linien angegeben, vgl. Abschnitt 3.3),
$L = l_1 + l_2 + l_3 + l_4$	: Bahnlänge des Primärelektrons,
$L\delta_1, L\delta_2$	: Bahnlängen von Sekundärelektronen,
$GL = L + \sum L\delta$	: Gesamtbahnlänge,
T	: maximale Eindringtiefe des Primärelektrons,
T <sub>E</sub>	: Eindringtiefe des Endpunktes des Primärelektrons,
R <sub>E</sub>	: Reichweite des Endpunktes des Primärelektrons.

<sup>14</sup> G. HARIGEL, D. LÜERS, H. M. MAYER, M. SCHEER u. K. SCHULTZE, Z. angew. Phys. 13, 217 [1961].

<sup>15</sup> Diese Arbeit enthält auch eine Anzahl typischer Blasenkammeraufnahmen von Elektronen mit Anfangsenergien bis 30 MeV in Propan und Frigen (vgl. auch<sup>18</sup>).

<sup>16</sup> D. HARDER, G. HARIGEL u. K. SCHULTZE, Strahlentherapie 115, 1 [1961].

<sup>17</sup> G. HARIGEL, M. SCHEER u. K. SCHULTZE, Laborbericht MPI-PA-12/62 [1962], unveröffentlicht.

telten Werte für einige dieser Größen, die ebenso wie die Bahnlängen für die Abbremsung von Elektronen charakteristisch sind, werden der Vollständigkeit halber mit erfaßt.

Die von uns benutzten Definitionen sollen aus Gründen der Eindeutigkeit an Hand eines schematischen Bildes einer Elektronenbahn (Abb. 3) erläutert werden.

Bevor die Elektronen in die Blasenkammerflüssigkeit gelangen und dort photographierbare Spuren erzeugen, durchsetzen sie ein Eintrittsfenster. Die Berücksichtigung des Energieverlustes in diesem Fenster bedingt die örtliche Lage der senkrecht auf dem einfallenden Elektronenstrahl stehenden „Eintrittsebene“ ( $x,z$ -Ebene, vgl. Abschnitt 3.4). Da diese Eintrittsebene außerhalb der Blasenkammerflüssigkeit liegt, ist ein kleiner Teil der Elektronenbahn nicht sichtbar; die folgenden Definitionen beziehen sich auf den gesamten Spurverlauf unter Einschluß des unsichtbaren Teilstückes.

*L:* Bahnlänge des Primärelektrons unter Einschluß aller Krümmungen.

Nach der Definition des Wirkungsquerschnittes für die Elektron-Elektron-Streuung ist nach dem Stoß das Elektron mit der größeren Energie als das primäre anzusehen<sup>11</sup>. Die Unterscheidung zwischen primärem und sekundärem Elektron wird nach den in Abschnitt 3.3. beschriebenen Gesichtspunkten vorgenommen.

*L $\delta$ :* Bahnlänge eines Sekundärelektrons unter Einschluß aller Krümmungen.

*GL:* Gesamtbahnlänge unter Einschluß aller Krümmungen.

Summe der Bahnlänge des Primärelektrons *L* und aller von ihm gebildeten Sekundärelektronen, soweit sie auf den Blasenkamerraufnahmen noch als getrennte Spuren sichtbar sind.

*T:* Maximale Eindringtiefe des Primärelektrons.

Größter Abstand, den das Primärelektron entlang seiner Bahn von der Eintrittsebene erreicht. Diese Größe wird üblicherweise als (projizierte) Reichweite bezeichnet.

*T<sub>E</sub>:* Eindringtiefe des *Endpunktes* des Primärelektrons.

Abstand des Endpunktes des Primärelektrons von der Eintrittsebene.

*R:* Reichweite des Primärelektrons.

Maximale Entfernung des Primärelektrons, die es entlang seiner Bahn von seinem Eintrittsort (in der Eintrittsebene gelegen) erreicht.

*R<sub>E</sub>:* Reichweite des *Endpunktes* des Primärelektrons.

Entfernung des Endpunktes des Primärelektrons von seinem Eintrittsort.

Diese Größen wurden – mit Ausnahme der Reichweite *R* – für alle vermessenen Elektronen berechnet und tabelliert<sup>19</sup>.

### 3.2. Ermittlung der räumlichen Koordinaten eines Spurpunktes

Die korrespondierenden Aufnahmen von zwei Kameras wurden in der Projektion vermessen<sup>21</sup>, um den räumlichen Verlauf der Spuren rekonstruieren zu können. Durch die Messung der ebenen Koordinaten ( $x, y$ ) eines Spurpunktes aus einer Aufnahme, sowie durch Messung der Parallaxe aus beiden Aufnahmen ist die Berechnung der wahren Koordinaten in der Blasenkammer nach BASSI et al.<sup>22</sup> möglich. Für die Messung der Parallaxe wurden die beiden Aufnahmen übereinander projiziert; eine definierte Einstellung wurde mit Hilfe von Markierungskreuzen erreicht, die auf den der Flüssigkeit zugewandten Seiten der Glasfenster der Blasenkammer eingeätzt sind.

Von den wahren räumlichen Koordinaten konnten *X* und *Y* (senkrecht zu den optischen Achsen der Kameras) mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,07$  mm, dagegen die Koordinate *Z* (in Richtung der optischen Achsen und damit senkrecht zur Achse der eintrtenden Elektronen) nur mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,38$  mm gemessen werden<sup>23</sup>.

### 3.3. Messung der Bahnlängen

Die Bahn jedes Elektrons wurde durch einen Polygonzug angenähert. Die Lage der Meßpunkte muß so gewählt werden, daß für jedes Intervall die

<sup>19</sup> Die Ergebnisse sind in einem Laborbericht<sup>20</sup> zusammengestellt und können Interessenten zur Verfügung gestellt werden. Dieser Bericht enthält neben den Tabellen insbesondere auch die graphischen Darstellungen der in dieser Arbeit nicht erörterten Häufigkeitsverteilungen verschiedener Umwegfaktoren.

<sup>20</sup> G. HARIGEL, P. KUNKEL, M. SCHEER u. K. SCHULTZE, Laborbericht MPI-PA-11/62 [1962], unveröffentlicht.

<sup>21</sup> I. DERADO, G. LÜTJENS u. N. SCHMITZ, Ann. Phys., Lpz. (VII) 4, 103 [1959].

<sup>22</sup> P. BASSI, A. LORIA J. A. MEYER P. MITTNER u. I. SCOTONI, Nuovo Cim. 5, 1729 [1957].

<sup>23</sup> H. KUHN, Zulassungsarbeit, Würzburg 1961, unveröffentlicht.

Abweichung zwischen der errechneten Sehnenlänge und der zwischen den Intervallpunkten liegenden wahren Bahnlänge der Elektronen möglichst klein wird; da die Krümmung der Elektronenspur gegen Ende der Bahn zunimmt, muß dort die Zahl der Meßpunkte erhöht werden. Die Aufgabe des Vermessens, die wesentlich in der Festlegung der Meßpunkte liegt, wird erleichtert, da die Bahn meist keine glatte Kurve ist, sondern durch statistisch auftretende stärkere Wechselwirkungen der Elektronen mit der Flüssigkeit ausgezeichnete Punkte für die Wahl des Polygonzuges aufweist.

Bei der Annäherung einer Elektronenspur durch einen Polygonzug treten systematische Fehler auf. Durch den Längenunterschied zwischen der gekrümmten Spur und der Geraden werden die einzelnen Teilspuren prinzipiell zu kurz gemessen; dieser Fehler wird mit einer Vergrößerung der Sehnenzahl kleiner. Im entgegengesetzten Sinne wirkt sich die Ungenauigkeit bei der Ablesung der Koordinaten auf dem Meßtisch aus. Durch Ablesefehler würde nämlich auch dann eine Zickzackspur vorgetäuscht, wenn die Spur des Elektrons gerade verläuft. Diese scheinbare Verlängerung ist im wesentlichen bedingt durch Ablesefehler in der Koordinate  $z$ , wogegen diejenigen in den  $x$ - und  $y$ -Koordinaten vernachlässigt werden können.

Da die absolute Bahnlänge eines Elektrons nicht bekannt ist, kann nicht angegeben werden, welcher von diesen beiden Fehlern überwiegt. Durch sorgfältige Ausmessung (verschiedene Auswerter, wiederholte Messung an ausgewählten Spuren) ergab sich, daß bei gewissenhafter Wahl der Eckpunkte für den Polygonzug die Fehler bei den Bahnlängenmessungen im allgemeinen 2% der mittleren Bahnlänge nicht überschreiten dürften. Der Aufwand dieser Auswertung läßt sich durch die Angabe charakterisieren, daß der Polygonzug für eine Elektronenbahn im Mittel aus 17 Stücken zusammengesetzt wurde.

Für die Genauigkeit bei der Ausmessung der Bahnlängen von Sekundärelektronen gelten ähnliche Gesichtspunkte; die relative Genauigkeit darf aber insbesondere bei sehr kurzen Spuren nicht überschätzt werden, da diese oft sehr stark gekrümmt sind.

Die bei der Auswertung abgelesenen „scheinbaren Koordinaten“ wurden auf Lochkarten über-

tragen, die „wahren Blasenkammerkoordinaten“ auf einer elektronischen Rechenanlage<sup>24</sup> berechnet und von ihnen wiederum Lochkarten hergestellt, die dann für die weitere Auswertung benutzt wurden.

Für das Problem der Bahnlängenmessung wurden die räumlichen Abstände aufeinanderfolgender Meßpunkte berechnet; für jede Elektronenbahn wurden die Sehnenlängen zwischen den einzelnen Verzweigungspunkten (Entstehungsort eines Sekundärelektrons) bzw. Endpunkten als Teilbahnlängen aufsummiert. Diese Teilbahnlängen wurden als Ergebnisse ausgedruckt; die Bahnlänge des primären Elektrons wurde aus ihnen nach vorheriger Entscheidung zwischen primärem und sekundärem Elektron errechnet.

Eine eindeutige Unterscheidung zwischen Primär- und Sekundärelektronen ist nur dann möglich, wenn die Energie der Partner nach dem Stoß bekannt ist, die jedoch bei unseren Experimenten nicht messbar ist. Da auch eine Energie-Bahnlängen-Relation nur in grober Näherung erfüllt ist, muß mit Fehlern gerechnet werden, wenn man die nach einem Verzweigungspunkt größere Bahnlänge dem primären Elektron zuordnet. Dieses einfachste Kriterium wurde dadurch verfeinert, daß nach dem Stoß zu den Bahnlängen der Partner noch jeweils die Längen aller von ihnen gebildeten weiteren Sekundärelektronen addiert wurden, soweit sie noch als getrennte Spuren vermessen werden konnten ( $L\delta > 1 \text{ mm}$ ). Zwischen der so errechneten Gesamtbahnlänge und der Energie besteht eine schärfere Korrelation als zwischen Bahnlänge und Energie, wie auch unmittelbar aus dem Vergleich der Abb. 4 a mit Abb. 5 a entnommen werden kann. Der trotzdem noch mögliche kleine Fehler ist aber ohne wesentlichen Einfluß auf die gemessene Häufigkeitsverteilung der Bahnlängen.

### 3.4. Berücksichtigung des Energieverlustes im Elektroneneintrittsfenster

Zu den bei der Vermessung der Elektronenbahnen in der Blasenkammerflüssigkeit auftretenden geringfügigen Ungenauigkeiten treten noch Fehlermöglichkeiten, die durch die Energieverluste der Elektronen im Eintrittsfenster hervorgerufen werden.

Vor dem Eintritt in die Blasenkammerwand ist die Energie der Elektronen einheitlich. Damit diese Energieschärfe bis zum Eintritt in die Blasenkammerflüssigkeit nahezu erhalten bleibt, muß insbesondere der Anteil des Strahlungsverlustes im Fenster, der stärkeren Schwankungen um seinen Mittelwert

<sup>24</sup> IBM 650, Institut für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt.

unterworfen ist, möglichst klein gehalten werden. Dies konnte – unter Berücksichtigung der an die Blasenkammerwand gestellten Anforderungen<sup>16</sup> – durch ein Eintrittsfenster erreicht werden, das aus Elementen niedriger Ordnungszahl (4 mm Be, nur 0,6 mm Al) bestand. Die mittleren Energieverluste sind für die bei den beiden Experimenten verwendeten Elektronenenergien (vor Eintritt in das Fenster) von 6,9 MeV und 20,6 MeV in Tab. 1 angegeben.

Elektronenanfangsenergie	6,9 MeV	20,6 MeV
Mittlerer Energieverlust durch Ionisation	1,42 MeV	1,48 MeV
Mittlerer Energieverlust durch Bremsstrahlung	0,14 MeV	0,36 MeV

Tab. 1.

In die mit *Propan* gefüllte Blasenkammer wurden 6,9 MeV-Elektronen eingeschossen; sie verlieren im Blasenkammereintrittsfenster im Mittel etwa 1,5 MeV. Da merkliche Schwankungen um diesen Mittelwert auftreten können, wird dieser Energieverlust zweckmäßigerweise in eine äquivalente Propan-Schicht von 1,6 cm umgerechnet. Diese Schicht wird zu den in der Blasenkammerflüssigkeit gemessenen Eindringtiefen addiert; sie wird auch zu den gemessenen Bahnlängen hinzugezählt, wobei die im Mittel geringfügige Winkelstreuung der Elektronen im Eintrittsfenster vernachlässigt wird. Dieses Vorgehen ist angebracht, weil der an sich schon kleine Strahlungsverlust im Eintrittsfenster und im Propan etwa gleich groß ist.

In die mit *Frigen* gefüllte Blasenkammer wurden 20,6 MeV-Elektronen eingeschossen. In bezug auf die Erzeugung von RÖNTGEN-Bremsstrahlung – die im Falle des Frigens eine große Rolle spielt – ist das Fenster einer 2 mm dicken Frigenschicht äquivalent. Die Energieverluste durch Ionisation im Eintrittsfenster sind um etwa 1 MeV größer als in einer 2 mm dicken Frigenschicht. Dies lässt sich leicht korrigieren, indem man diesen „überschüssigen“ Energieverlust durch Ionisation von der Anfangsenergie der Elektronen subtrahiert; damit ergibt sich für die Auswertung eine rechnerische Energie von  $U_0 = 19,6$  MeV. Der dadurch bedingte Fehler bleibt klein, da die statistischen Schwankungen des Energieverlustes im wesentlichen durch Strahlungsverluste bewirkt werden. Die Winkelstreuung der Elektronen im Ein-

trittsfenster ist bei dieser höheren Anfangsenergie so klein, daß ihre Auswirkung vernachlässigt werden kann.

### 3.5. Berücksichtigung der Elektronen, die nicht innerhalb der Blasenkammerflüssigkeit zur Ruhe kommen

In Abhängigkeit von der Anfangsenergie und dem abbremsenden Material lassen sich die mittleren Bahnlängen der Elektronen berechnen. Diese Energien wurden für die Experimente in Propan und Frigen so eingestellt, daß das zur Verfügung stehende Blasenkammervolumen möglichst gut ausgenutzt wurde. Dabei wurde bewußt in Kauf genommen, daß ein kleiner Teil der Elektronen außerhalb des photographierbaren Blasenkammervolumens zur Ruhe kommt. Diese Spuren dürfen bei der Auswertung weder weggelassen noch ohne Korrekturen mit der in der Flüssigkeit sichtbaren Bahnlänge bzw. Eindringtiefe benutzt werden, da sich sonst eine systematische Verfälschung der wahren Verteilungen für diese Größen ergeben würde. Für diese Spuren stellt die bis zum scheinbaren Ende meßbare Bahnlänge bzw. Eindringtiefe eine untere Grenze für den wirklichen Wert dar.

In Tab. 2 ist der Anteil der fehlerhaften Spuren an der Gesamtzahl  $N$  bei den beiden Experimenten zusammengestellt.

	a	b	$N$
Propan: Anzahl	351	61	412
Prozent	85,2	14,8	100
Frigen: Anzahl	282	17	299
Prozent	94,3	5,7	100

Tab. 2. a) Spuren, die vollkommen in der Blasenkammerflüssigkeit verlaufen und bei denen das Ende der Bahn eindeutig festgelegt werden kann; b) Spuren, die das Blasenkammervolumen verlassen.

Die fehlerhaften Spuren haben auf die Häufigkeitsverteilung der *Eindringtiefen* keinen großen Einfluß: Elektronen, die die Blasenkammerflüssigkeit durch die Glasplatten oder Kammerwände verlassen, verlaufen nämlich meistens nahezu senkrecht zur Einfallsrichtung. Man macht keinen großen Fehler, wenn man annimmt, daß diese Elektronen keine größere Eindringtiefe als die bis zum scheinbaren Ende gemessene erreichen.

Über die räumliche Lage der Endpunkte dieser Spuren können keine Aussagen gemacht werden; die durch diese Unkenntnis bedingte Unsicherheit in der Verteilung der Reichweiten kann nicht abgeschätzt werden.

Bei der Histogrammdarstellung der experimentell gefundenen *Bahnlängen* konnten diese Elektronen mit Hilfe der als richtig vorausgesetzten theoretischen Häufigkeitsverteilung eingeordnet werden. Aus der theoretischen Kurve kann entnommen werden, wie groß die Wahrscheinlichkeit für ein solches Elektron ist, in einem auf die gemessene Bahnlänge folgenden Intervall abgebremst zu werden. Nach der sich daraus ergebenden Vorschrift wurden die in Frage stehenden *wenigen* Elektronenbahnen auf die den gemessenen Bahnlängen folgenden Intervalle verteilt.

#### 4. Ergebnisse der Blasenkammerexperimente

##### 4.1. Experimentelle Bahnlängenverteilung und Vergleich mit der Theorie

Die experimentell gefundenen Bahnlängen für 412 Elektronen in Propan ( $U_0 = 6,9$  MeV) und für 299 Elektronen in Frigen ( $U_0 = 19,6$  MeV) sind in Form von Histogrammen in den Abb. 4 a und 4 b aufgetragen. Die nach dem Vorgehen von Abschnitt 1 errechneten theoretischen Kurven wurden so eingetragen, daß die Flächen jeweils aufeinander normiert waren. Sowohl für die Messungen in Propan als auch für die in Frigen zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung mit der Theorie.

Ein Vergleich der Messungen in Propan und Frigen untereinander zeigt deutlich die Verbreiterung der Bahnlängenverteilung, die auf den wachsenden Einfluß der Erzeugung von RÖNTGEN-Bremsstrahlung bei Erhöhung der Anfangsenergie und der Ordnungszahl zurückzuführen ist.

Einen von der Intervalleinteilung im Histogramm unabhängigen und zur Nachprüfung von Feinheiten der Theorie geeigneten numerischen Vergleich erhält man, wenn man die die Form der Verteilung bestimmenden Größen miteinander vergleicht. Für die experimentelle Verteilung erhält man diese charak-

teristischen Größen durch Einsetzen der einzelnen Bahnlängen in die BLUNCKSchen Definitionsgleichungen [Gl. (1)]; ihr mittlerer quadratischer Fehler läßt sich unmittelbar angeben, weil systematische Fehler ausgeschlossen werden können.

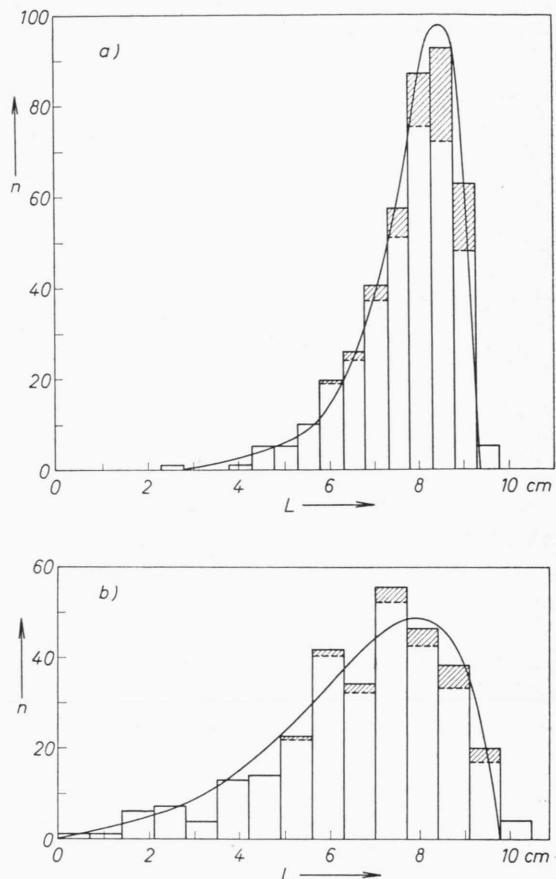


Abb. 4. Histogrammdarstellung der Bahnlängenverteilung  $L$  ( $n$ : Anzahl der Elektronen pro Intervall, // Elektronen der Klasse b; diese Schraffur gilt für alle folgenden Abbildungen). Die zum Vergleich eingezeichnete Kurve wurde nach BLUNCK berechnet; die Fläche unter dieser Kurve und die Fläche des Histogramms sind aufeinander normiert.  
a)  $C_3H_3$ ,  $U_0 = 6,9$  MeV, b)  $CF_3Br$ ,  $U_0 = 19,6$  MeV.

		$\bar{L}$ [cm]	„ $\varrho$ “	„ $\sigma$ “	„ $\tau$ “
<b>Propan</b>	theor.	7,686	+ 0,0187	- 0,00379	+ 0,00114
$U_0 = 6,9$ MeV	exper. {	7,822	+ 0,0192	- 0,00275	+ 0,00032
$V = 193$ MeV		$\pm 0,055$	$\pm 0,0017$	$\pm 0,00075$	$\pm 0,00040$
<b>Frigen</b>	theor.	6,520	+ 0,0825	- 0,0179	+ 0,00101
$U_0 = 19,6$ MeV	exper. {	6,766	+ 0,0800	- 0,0178	+ 0,00226
$V = 34,2$ MeV		$\pm 0,116$	$\pm 0,0075$	$\pm 0,0059$	$\pm 0,00562$
$K_s/K_j = 0,036$					
$K_s/K_j = 0,573$					

Tab. 3.

Eine Betrachtung der in Tab. 3 zusammengestellten charakteristischen Größen zeigt, daß die Mittelwerte  $L$  der Verteilung für Propan und Frigen nur wenig von der angegebenen Fehlgrenze abweichen. Diese geringfügigen Differenzen können im wesentlichen auf die ungenaue Kenntnis der Dichten der Blasenkammerflüssigkeit und der Dichtekorrektur für den Energieverlust durch Ionisation zurückgeführt werden. Die Streuung „ $\sigma$ “ stimmt für beide Materialien praktisch mit dem theoretischen Wert überein. Während die Schiefe „ $\sigma$ “ bei Frigen mit dem theoretischen Wert fast zusammenfällt, weicht sie bei Propan merklich von ihm ab; der absolute Wert der Schiefe ist hier aber sehr klein und beeinflußt deshalb nur sehr wenig die Form der Bahnlängenverteilung. Der mittlere Fehler für die Einschnürung „ $\tau$ “ ist bei beiden Materialien etwa doppelt so groß wie der für die Einschnürung selbst berechnete Wert. Das bedeutet, daß im Rahmen der vorliegenden Statistik der Einfluß des vierten und aller höheren Momente auf die Verteilung der Bahnlängen nicht nachgeprüft werden kann.

Aus dem Vergleich zwischen Experiment und Theorie kann also im Rahmen der Meßgenauigkeit der Schluß gezogen werden, daß die Verteilung der Bahnlängen energiereicher Elektronen durch die Theorie von BLUNCK quantitativ richtig beschrieben wird.

#### 4.2. Häufigkeitsverteilung der Gesamtbahnlängen

Für die Auswertung der Elektronenspuren zum Problem der Bahnlängenverteilung muß die Länge des Primärelektrons bekannt sein. Da aber erst nach der Vermessung und Ausrechnung der Bahnlängen bei einem Elektron-Elektron-Stoß nach den Kriterien von Abschnitt 3.3. zwischen „primären“ und „sekundären“ Teilchen entschieden werden konnte, wurden alle Sekundärelektronen mit vermessen, die noch als getrennte Spuren auf den Aufnahmen sichtbar waren ( $L\delta > 1 \text{ mm}$ ).

Werden zu den Bahnlängen der Primärelektronen  $L$  die Längen der zugehörigen Sekundärelektronen  $L\delta$  addiert, so ergeben sich die Gesamtbahnlängen  $GL$ .

Die Einordnung der nicht in der Blasenkammerflüssigkeit endenden Elektronen in die Kästchen der Histogramme war nicht ganz ohne Willkür möglich. Unterstellt man die sicher breitere, sich nur auf die Primärelektronen beziehende Verteilung nach BLUNCK, so kann man entsprechend dem Vorgehen

in Abschnitt 3.5. eine näherungsweise Zuordnung der gemessenen Gesamtbahnlängen zu den wahren Bahnlängen vornehmen.

In Frigen zeigt sich keine wesentliche Änderung in den Formen der Abb. 4 b und 5 b. In Propan ist dagegen die Häufigkeitsverteilung der Gesamtbahnlängen (Abb. 5 a) merklich schmäler als diejenige

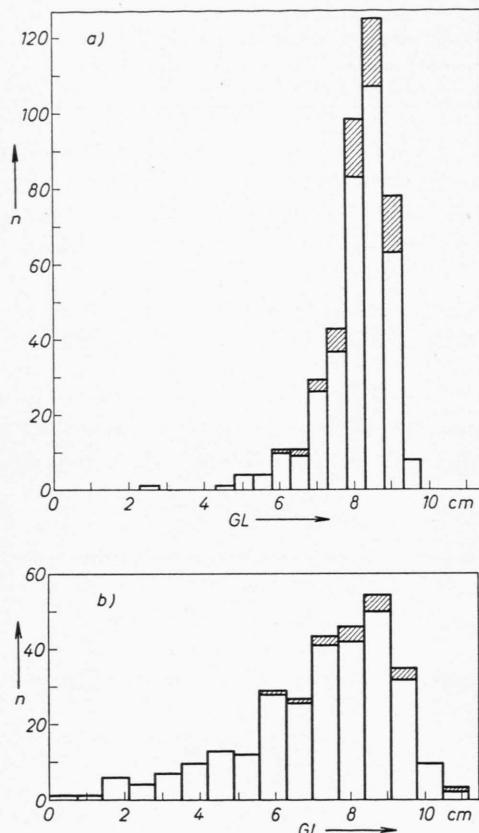


Abb. 5. Histogrammdarstellung der Gesamtbahnlängen  $GL$ .  
a)  $C_3H_8$ ,  $U_0=6,9$  MeV, b)  $CF_3Br$ ,  $U_0=19,6$  MeV.

der Bahnlängen (Abb. 4 a). Dieser Unterschied ist aber geradezu zu erwarten, weil der Energieverlust durch Strahlung in Propan nur eine untergeordnete Rolle spielt; die Addition der Bahnlängen der energiereichen Sekundärelektronen bewirkt, daß in der Schwankung der Gesamtbahnlängen die kleinen Energieverluste die wesentliche Rolle spielen, wodurch die Verteilung der Gesamtbahnlängen schmäler werden muß.

Aus der Verteilung der Gesamtbahnlängen ergibt sich in unserem Energiegebiet eine Möglichkeit zur Energiebestimmung von Elektronen, die immer dann anwendbar ist, wenn die Strahlungsverluste noch

keine wesentliche Rolle spielen und jedes andere Verfahren wegen der Vielfachstreuung sehr mit Fehlern behaftet ist.

#### 4.3. Häufigkeitsverteilung der Eindringtiefen

Eine theoretische Behandlung der Eindringtiefen ist auf analytischem Wege bisher nicht erfolgt. Die Verteilung der Eindringtiefen kann aber durch eine Monte-Carlo-Rechnung gewonnen werden, bei der die statistisch auftretenden Energieverluste und die ebenfalls statistisch auftretenden Richtungsänderungen berücksichtigt werden. Eine solche Berechnung wurde von LEISS et al.<sup>25</sup> bisher für Kohlenstoff unter vereinfachenden Annahmen für Anfangsenergien bis 50 MeV durchgeführt; für höhere Elektronenergien wurden, allerdings mit wesentlich schlechterer Statistik, ähnliche Rechnungen von WILSON<sup>26</sup> ausgeführt. Während bei hohen Anfangsenergien die Eindringtiefe der erzeugten Schauerelektronen und -positronen von größerem experimentellem Interesse als diejenige der primären Elektronen ist, muß beim Vergleich einer Monte-Carlo-Rechnung für niedrigere Elektronenanfangsenergien mit Messungen beachtet werden, daß auf theoretischem Wege nur die Eindringtiefe des Primärelektrons berechnet wird, die durchaus kleiner sein kann als diejenige eines von ihm gebildeten Sekundärelektrons. Eine solche prinzipielle Unterscheidung ist auf einer Blasenkammeraufnahme im Gegensatz zu einem Zählerexperiment möglich, doch zeigen unsere Messungen, daß bei weniger als 1% aller vermessenen Spuren dieser Fall eintrat.

Ein Vergleich der Verteilungen für Frigen und Propan (Abb. 6 a, 6 b) untereinander zeigt, daß nicht nur die Bahnlängen sondern auch die Eindringtiefen in Propan wesentlich einheitlicher sind als in Frigen, wofür die Abhängigkeit von der Ordnungszahl für Strahlungsverlust und Vielfachstreuung verantwortlich sind.

Aus den in der üblichen Weise integrierten Häufigkeitsverteilungen (Abb. 7 a, b) können die mittleren, extrapolierten und maximalen Eindringtiefen abgelesen werden. Die Genauigkeit dieser Ergebnisse ist aber wegen der geringen Zahl der vermessenen Spuren und die dadurch bedingten statistischen Fehler naturgemäß beschränkt.

<sup>25</sup> J. E. LEISS, S. PENNER U. C. S. ROBINSON, Phys. Rev. **107**, 1544 [1957].

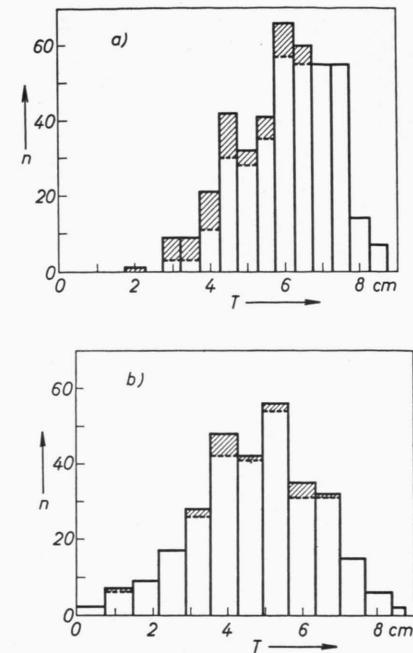


Abb. 6. Histogrammdarstellung der Eindringtiefen  $T$ . a)  $C_3H_8$ ,  $U_0 = 6,9$  MeV, b)  $CF_3Br$ ,  $U_0 = 19,6$  MeV.

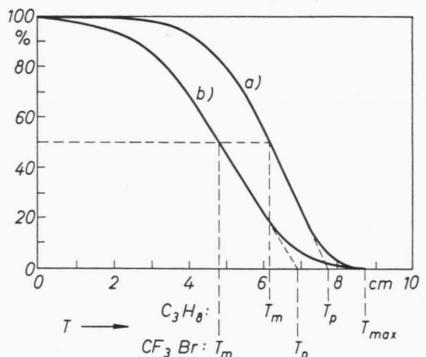


Abb. 7. Integrierte Eindringtiefen  $T$ .  $T_m$ : mittlere Eindringtiefe,  $T_p$ : praktische Eindringtiefe,  $T_{max}$ : maximale Eindringtiefe. a)  $C_3H_8$ ,  $U_0 = 6,9$  MeV, b)  $CF_3Br$ ,  $U_0 = 19,6$  MeV.

#### 4.4. Umwegfaktoren

Einen allgemeinen Überblick über die Meßergebnisse erhält man, wenn man jede einzelne Spur durch einen Punkt in einem Diagramm kennzeichnet, in dem über der Bahnlänge  $L$  die Eindringtiefe  $T$  als zweite charakteristische Größe für die Abbremsung des Elektrons aufgetragen ist (Abb. 8 a, 8 b).

<sup>26</sup> R. R. WILSON, Phys. Rev. **84**, 100 [1951].

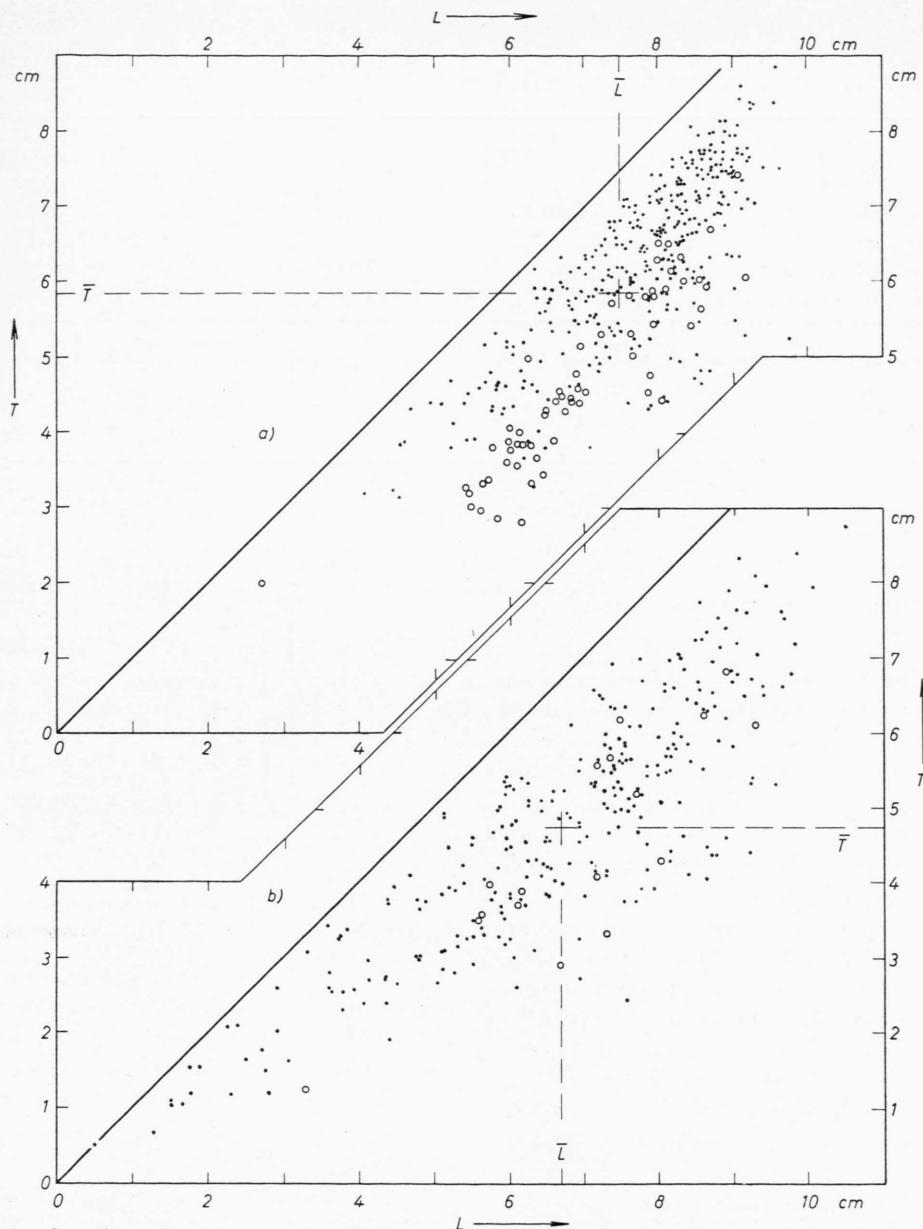


Abb. 8.  $L$ - $T$ -Diagramm. ●: Spuren der Klasse a, ○: Spuren der Klasse b,  $\bar{L}$ : mittlere Bahnlänge (eingezeichnet wurde der Wert, der sich ohne Korrektur der Spuren der Klasse b ergibt),  $T$ : mittlere Eindringtiefe.  
a)  $C_3H_8$ ,  $U_0=6,9$  MeV, b)  $CF_3Br$ ,  $U_0=19,6$  MeV.

Da die Eindringtiefe  $T$  eines Teilchens nie größer sein kann als seine Bahnlänge, liegen in dieser Darstellung alle Punkte unterhalb der Geraden  $T = L$ .

In dieser Darstellung sind die bereits besprochenen Verteilungen der Bahnlängen und die Verteilungen der Eindringtiefen enthalten. Zusätzlich kann man dieser Darstellung als Maß für die Streuung

des Elektrons das Verhältnis  $L/T$  entnehmen, das auch als Umwegfaktor für das Einzelelektron bezeichnet werden kann.

Will man zur Charakterisierung von Abbremsung und Streuung von Elektronen verschiedener Energien in verschiedenen Medien einen mittleren Umwegfaktor einführen, so ergeben sich verschiedene Defini-

tionsmöglichkeiten, die sich teilweise dadurch anbieten, daß die Eindringtiefe in der  $\beta$ -Spektroskopie durch Angabe verschiedener Größen gekennzeichnet wird:

1. Mittlere Eindringtiefe  $T_m$  (Tiefe, die 50% aller Elektronen erreichen);
2. Praktische oder extrapolierte Eindringtiefe  $T_p$ ;
3. Maximale Eindringtiefe  $T_{\max}$ ;
4. Zum Unterschied zu  $T_m$  kann man noch den arithmetischen Mittelwert der Eindringtiefen  $\bar{T}$  definieren.

In entsprechender Weise kann die Bahnverlängerung und Streuung eines Elektronenstrahles in dicken Materieschichten durch folgende Umwegfaktoren beschrieben werden:

1.  $\bar{L}/T_m$ ;
2.  $\bar{L}/T_p$ , angegeben von WILLIAMS<sup>27</sup>;
3.  $\bar{L}/T_{\max}$ ;
4.  $\bar{L}/\bar{T}$ , angegeben von LENARD<sup>28</sup>;
5.  $(\bar{L}/\bar{T})$ .

Die ersten vier Umwegfaktoren können unter Zu-hilfenahme der theoretisch berechenbaren mittleren Bahnlänge  $\bar{L}$  aus Zählerexperimenten gewonnen werden, während eine *rein* experimentelle Bestimmung der Umwegfaktoren nur mit Hilfe von Spureninstrumenten möglich ist; die bisher einzige gleichzeitige Messung der Eindringtiefe und Bahnlänge wurde von WILLIAMS<sup>27</sup> an 20 keV-Photoelektronen in einer Nebelkammer durchgeführt. WILLIAMS bestimmte daraus nur den Umwegfaktor  $\bar{L}/T_p$ ; GLOCKER<sup>29</sup> weist bei einer Diskussion dieser Messungen darauf hin, daß die Angabe der Größe  $\bar{L}/T_m$  sinnvoller sei, weil dort die Mittelwerte zweier Messungen zueinander in Beziehung gesetzt würden.

Aus den hier vorliegenden Blasenkammeraufnahmen können leicht alle oben eingeführten Umwegfaktoren berechnet werden. Besonders sei hier auf die 5. Definitionsmöglichkeit hingewiesen, bei der der Umwegfaktor für jedes einzelne Elektron angegeben wird; daraus kann nicht nur der Mittelwert aller einzelnen Umwegfaktoren berechnet werden, sondern es kann die Häufigkeitsverteilung der Umwegfaktoren dargestellt werden, die einen viel tieferen Einblick und ein besseres Verständnis für die Abbremsung und Streuung von Elektronen vermittelt (Abb. 9 a, 9 b).

<sup>27</sup> E. J. WILLIAMS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **130**, 310 [1931].

<sup>28</sup> P. LENARD, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Ge-

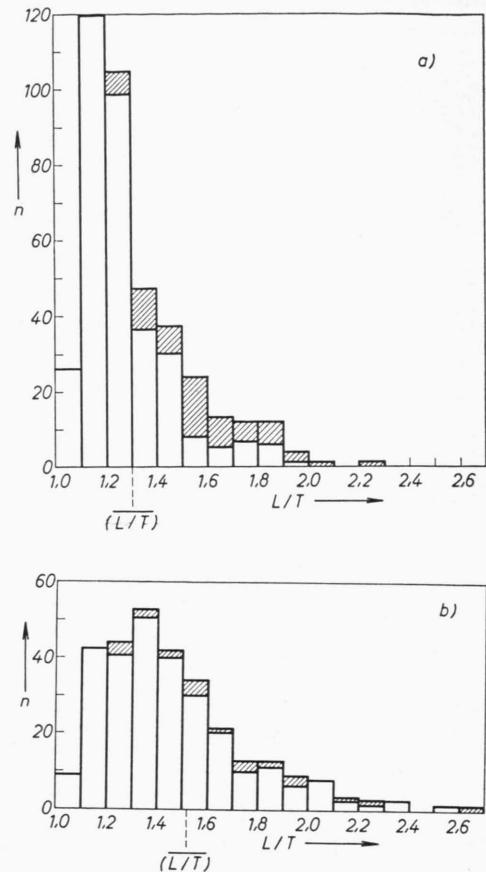


Abb. 9. Histogrammdarstellung der Umwegfaktoren  $L/T$ .  
a) C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>,  $U_0=6,9$  MeV, b) CF<sub>3</sub>Br,  $U_0=19,6$  MeV.

Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt auch hier wieder, daß durch den Einfluß der Strahlungsverluste die Verteilung in Frigen gegenüber der Verteilung in Propan verbreitert ist; allerdings entsteht die größere Breite der Verteilung in Frigen auch durch den gegenüber Propan merklich größeren mittleren Streuwinkel.

In Tab. 4 sind die aus den Blasenkammerexperimenten bestimmten Umwegfaktoren zusammengestellt.

	$\bar{L}/T_m$	$\bar{L}/T_p$	$\bar{L}/T_{\max}$	$\bar{L}/\bar{T}$	$(\bar{L}/\bar{T})$
Propan 6,9 MeV	1,27	1,02	0,89	1,31	1,30
Frigen 19,6 MeV	1,41	0,98	0,78	1,42	1,46

Tab. 4.

schwindigkeiten, Abh. Heidelberger Akad. Wiss., Heidelberg 1918.  
<sup>29</sup> R. GLOCKER, Z. Naturforsch. **3 a**, 147 [1948].

Bemerkenswert ist vor allem, daß sich die Quotienten  $\bar{L}/T_p$  in Propan und Frigen nur um 4% unterscheiden und außerdem beide ungefähr gleich 1 sind; das bedeutet, daß zumindest in dem betrachteten Energiegebiet die bei verschiedenen Abbremsmaterialien mit Zähleranordnungen meßbaren praktischen Eindringtiefen als Maß für die mittlere Bahnlänge dienen können.

Herrn Prof. Dr. W. HEISENBERG und Herrn Prof. Dr. H. KULENKAMPFF sowie Herrn Dr. G. v. GIERKE und Herrn Dr. K. GOTTSSTEIN möchten wir für ihr ständiges Interesse und die Förderung dieser Arbeit herzlich danken.

Den Herren N. BOSELLI, Phys.-Ing. H. HÄUFGLÖCKNER, Dr. D. HARDER, Dr. E. KEIL, H. KUHN und Fräulein A. FEUERLEIN danken wir für praktische Hilfe bei der Durchführung der Experimente und der Auswertung der Blasenkammeraufnahmen.

Ein Teil der numerischen Rechnungen konnte durch das freundliche Entgegenkommen von Herrn Prof. Dr. F. SOMMER auf der Z 22 R des Instituts für Angewandte Mathematik der Universität Würzburg und von Herrn Prof. Dr. A. WALThER auf der IBM 650 des Instituts für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt werden.

Diese Arbeit wurde ermöglicht durch die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft, des Bundesministeriums für Atomkernenergie und der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V.

## Mößbauer-Absorption der 77 keV- $\gamma$ -Strahlung von Au<sup>197</sup> in metallischem Gold

Von H. J. ANDRÄ, C. M. H. HASHMI \*, P. KIENLE und F. W. STANEK

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforschg. 18 a, 687–689 [1963]; eingegangen am 10. April 1963)

Mit Hilfe des MößBAUER-Effektes wurde die Kernresonanzabsorption der 77 keV- $\gamma$ -Strahlung des Au<sup>197</sup> in metallischen Goldabsorbern verschiedener Dicke untersucht. Die Linienbreite wurde zu  $\Gamma = (2,06 \pm 0,21) \cdot 10^{-7}$  eV bestimmt; dies entspricht einer Halbwertszeit von  $(2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$  sec in Übereinstimmung mit direkten Messungen. Ferner wurde eine Isomerieverziehung beobachtet: Die Energie der Emissionslinie (Au<sup>197</sup> in Pt) ist um  $(3,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$  eV größer als die der Absorptionslinie (Au<sup>197</sup> in metallischem Gold). Aus Absorptionsmessungen bei 80 °K, 20,4 °K und 4,2 °K ergeben sich die DEBYE-Temperaturen für Quelle und Absorber zu  $\Theta_{Pt} = (197 \pm 16)$  °K und  $\Theta_{Au} = (171 \pm 8)$  °K.

Das 77 keV-Niveau in Au<sup>197</sup> wird durch  $\beta^-$ -Zerfall von Pt<sup>197</sup> ( $T_{1/2} = 19$  h) und durch  $\beta^+$ -Zerfall von Hg<sup>197</sup> ( $T_{1/2} = 69$  h) bevölkert. Die elektronisch gemessene Halbwertszeit dieses Niveaus beträgt  $T_{1/2} = (1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$  s<sup>1</sup>, was einer natürlichen Linienbreite von  $\Gamma = 1,8 \cdot 10^{-7}$  eV entspricht. Die bisherigen MößBAUER-Absorptionsexperimente an Au<sup>197</sup><sup>2,3</sup> ergaben eine Resonanzlinie, die um ein Mehrfaches breiter war, als sich an Hand der elektronischen Lebensdauermessungen erwarten läßt. Wegen dieser Diskrepanz wurde im Hinblick auf die geplanten Streumessungen<sup>4</sup> ein MößBAUER-Transmissionsexperiment<sup>5</sup> bei tiefen Temperaturen mit flüssigem Stickstoff, Wasserstoff und Helium durchgeführt.

### Experimentelles

Quelle und Absorber konnten gleichzeitig in ein und demselben Kryostaten wahlweise auf 4,2 °K, 20 °K und 80 °K abgekühlt werden. Die Intensität der 77 keV- $\gamma$ -Strahlung wurde hinter dem relativ zur Quelle bewegten Goldabsorber mit einem 1" × 3/4" NaJ(Tl)-Szintillationskristall nachgewiesen und als Funktion der Relativgeschwindigkeit registriert. Um eine ganz sichere Information über das Transmissionsspektrum zu erhalten, konnte der Absorber mittels zweier ganz verschiedener Antriebe sinusförmig bewegt werden. Einmal wurde eine an Blattfedern frei schwingende Schaukel als eine Art Parallelogrammaufhängung verwendet. Ihre Amplitude wurde elektronisch stabilisiert; durch einen magnetischen Bewegungsaufnehmer wurde die Schwingung auf einen Niederfrequenzverstärker ge-

\* Jetzt: Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

<sup>1</sup> A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 98, 653 [1955].

<sup>2</sup> D. NAGLE, P. P. CRAIG, J. G. DASH u. R. R. REISWIG, Phys. Rev. Letters 4, 237 [1960].

<sup>3</sup> D. A. SHIRLEY, M. KAPLAN u. P. AXEL, Phys. Rev. 123, 816 [1961].

<sup>4</sup> C. M. H. HASHMI, P. KIENLE, F. W. STANEK u. W. H. WIEDEMANN, erscheint demnächst.

<sup>5</sup> R. L. MÖSSBAUER, Z. Phys. 151, 124 [1958]; Naturwiss. 45, 538 [1958]; Z. Naturforschg. 14 a, 211 [1959].