

Das Integral läßt sich im Fall $R \ll L$ leicht lösen, da dann die Exponentialfunktion durch 1 ersetzt werden kann:

$$\begin{aligned} \int_F \frac{df'}{l} &= \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r' dr' d\varphi'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2r r' \cos \varphi'}} \\ &= 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \alpha} d\alpha = 4R E(r^2/R^2). \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für $R \ll L$ als Abhängigkeit der Aktivierungsstörung vom Ort r auf der Sondenfläche

$$\alpha_C(r) = \frac{3}{2\pi} \frac{R}{\lambda_t} E(r^2/R^2) \Phi_0(\mu \delta) - \frac{3}{4} \Phi_1(\mu \delta). \quad (23)$$

Da meist das zweite Glied wesentlich kleiner als das erste ist, kann man für $\mu \delta < 0,3$ die Näherung $\Phi_1(\mu \delta) \approx \frac{1}{2} \Phi_0(\mu \delta)$ verwenden und erhält dann

$$\alpha_C(r) = \left(\frac{3}{2\pi} \frac{R}{\lambda_t} E(r^2/R^2) - \frac{3}{8} \right) \Phi_0(\mu \delta), \quad (23a)$$

die mit Gl. (13) identisch ist.

Mittelt man $\alpha_C(r)$ nach Gl. (23a) über die Scheibe, so folgt

$$\alpha_C(\bar{r}) = \left(\frac{2}{\pi} \frac{R}{\lambda_t} - \frac{3}{8} \right) \Phi_0(\mu \delta).$$

Diese Formel stimmt mit Gl. (17) für $R \ll L$ überein bis auf das in $-3/8$ abgeänderte subtraktive Glied. Dieser Unterschied kommt dadurch zustande, daß bei der Ableitung von Gl. (17)¹ die Aktivierung durch

$$C = 2 j^+ \varepsilon_s$$

dargestellt wurde, wobei der auf die Sonde zu gerichtete Neutronenstrom $j^+ = n v/4 + \frac{1}{2} |j|$ und $\varepsilon_s \approx \Phi_0(\mu \delta)$ ist, während bei unserer Ableitung der strengere Ausdruck Gl. (20) benutzt wurde. Numerisch ist jedoch dieser Unterschied geringfügig.

Energieabhängigkeit der spezifischen Ionisation relativistischer μ -Mesonen

Von J. BUSCHMANN

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. **10a**, 680—687 [1955]; eingegangen am 8. Juli 1955)

Der experimentelle Nachweis des von der Bethe-Bloch-Theorie postulierten sogenannten logarithmischen Wiederanstieges der Ionisation war bis vor wenigen Jahren für schwerere Teilchen als Elektronen nicht befriedigend gelungen. Deshalb wurde mittels eines Geiger-Müller-Zählrohr-Teleskops aus der Höhenstrahlung ein μ -Mesonen-Bündel ausgebündelt und die Zahl der im Inneren eines argongefüllten Proportionalzählerohres erzeugten Ionenpaare in Abhängigkeit von der Reichweite der μ -Mesonen bestimmt. Die Diskussion der bei derartigen Messungen auftretenden Fehlermöglichkeiten zeigte zwar, daß die gewählte Meßmethode zur Festlegung des von der Bethe-Bloch-Formel beschriebenen mittleren Energieverlustes ziemlich ungeeignet ist, doch ließ sich der wahrscheinlichste, d. i. der am häufigsten vorkommende Energieverlust einwandfrei bestimmen. In Übereinstimmung mit zahlreichen neueren Arbeiten wurde die theoretisch erwartete logarithmische Abhängigkeit von der Mesonenenergie bestätigt gefunden. Dieses Ergebnis legt es nahe, Ionisationsmessungen mit Proportionalzählerohren zur Bestimmung hoher Teilchenenergien heranzuziehen.

Der Energieverlust durch Anregung und Ionisation eines geladenen Teilchens, z. B. eines μ -Mesons, beim Durchgang durch eine Bremsschicht, z. B. durch die Gasfüllung eines Proportionalzählerohres, ist eine nur statistisch definierte Größe. Die Schwankungen des Energieverlustes bzw. der spezifischen Ionisation, die als einander proportional angenommen werden dürfen mit dem von der Teilchenart und der Teilchenenergie unabhängigen Umrechnungsfaktor von etwa 25 eV pro Ionenpaar (bei Argon), sind durch das gelegentliche Auftreten von δ -Strahlen bedingt, d. h. von Stoßelektronen mit einer zur Sekundärionisation ausreichenden kinetischen Energie.

Nach der Theorie von Williams¹, Landau² und Symon³ ist das Energieverlustspektrum im Grenzfall dünner Bremsschichten unsymmetrisch mit einem langen energiereichen Ausläufer (vgl. Abb. 4). Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Ionisationsverlustes (der Lage des Maximums) und des mittleren Ionisationsverlustes (der Lage des Schwerpunktes) von der Energie des ionisierenden Teilchens wurde schon vor mehr als 20 Jahren von Bethe⁴ und von Bloch⁵ theoretisch vorausberechnet. Nach dieser Theorie soll die spezifische Ionisation im nichtrelativistischen Gebiet umgekehrt proportional zur Teilchenenergie abfallen und an-

¹ E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. **125**, 420 [1929].

² L. Landau, J. Phys. (USSR) **8**, 201 [1944].

³ K. R. Symon, Thesis, Harvard University 1948, unveröffentlicht.

⁴ H. A. Bethe, Z. Phys. **76**, 293 [1932].

⁵ F. Bloch, Z. Phys. **81**, 363 [1933].



schließend mit dem Logarithmus der Teilchenenergie wieder ansteigen (vgl. Abb. 5).

Zur experimentellen Nachprüfung der Bethe-Bloch-Theorie wurden von zahlreichen Autoren Ionisationsmessungen an Elektronen und Mesonen unternommen. Während die Untersuchungen an Elektronen⁶ in allen Fällen die Theorie bestätigten, schien es bis zum Jahre 1951 auf Grund einer Reihe unabhängiger Arbeiten⁷, als ob der logarithmische Wiederanstieg der Ionisation für Mesonen nicht existierte. Dieser Befund gab zu neuen Experimenten⁸ Anlaß, die allerdings die älteren Messungen nicht bestätigten konnten, sondern durchweg die erwartete Übereinstimmung mit der Theorie zeigten.

Die vorliegende Arbeit hatte das Ziel, die bei Ionisationsmessungen an μ -Mesonen aus der Höhenstrahlung zu berücksichtigenden Fehlermöglichkeiten möglichst zu vermeiden. Die Ergebnisse sollten zur Klärung der bei Versuchsbeginn noch unentschiedenen Frage nach einem angeblichen Unterschied im Ionisationsverhalten von Elektronen und Mesonen beitragen.

1. Versuchsaufbau

In Abb. 1 ist die experimentelle Anordnung skizziert. Zur Ausblendung eines Bündels gerichteter μ -Mesonen aus der auf Seehöhe zu 99% aus μ -Mesonen bestehenden durchdringenden Komponente der Höhenstrahlung diente das aus den gekreuzten Geiger-Müller-Zählrohr-Lagen A, B, C und D bestehende Zählrohrteleskop. Um zu prüfen, inwieweit das Teleskop bevorzugt auf durchdringende Einzelteilchen ansprach, wurden diejenigen Koinzidenzen, bei denen gleichzeitig entweder in der Zählrohrlage A oder in der Zählrohrlage B jeweils mehrere Zählrohre ansprachen, gesondert ge-

zählt. Die relative Häufigkeit dieser Ereignisse machte nur etwa 1% der Koinzidenzen A, B, C, D aus. Sie lassen sich zwangsläufig auf enge durchdringende Schauer sowie hauptsächlich auf elektronenbegleitete μ -Mesonen zurückführen.

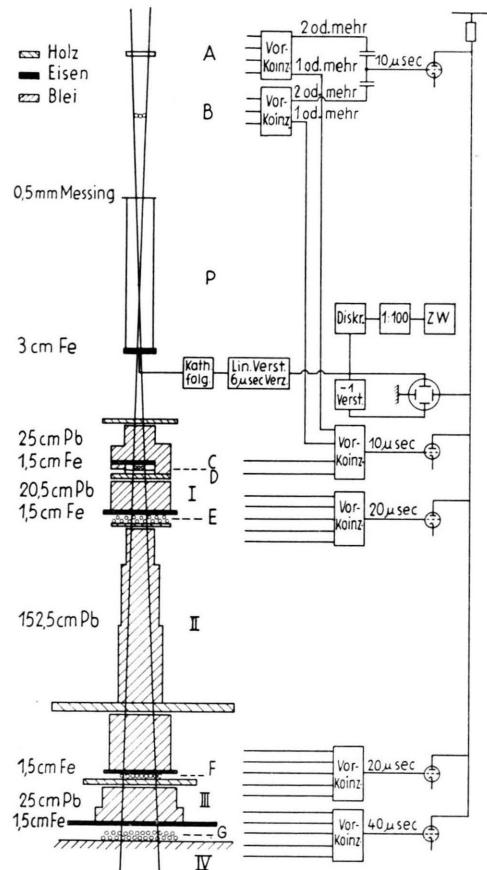


Abb. 1. Versuchsaufbau im Maßstab 1:50 und Blockschalt-
schemata.

⁶ J. J. Turin u. H. R. Crane, Phys. Rev. **52**, 63 [1937]; **52**, 610 [1937]; D. R. Corson u. R. B. Brode, Phys. Rev. **53**, 773 [1938]; H. R. Crane, N. L. Oleson u. K. T. Chao, Phys. Rev. **57**, 664 [1940]; D. R. Sen Gupta, Nature, Lond. **146**, 65 [1940]; W. E. Hazen, Phys. Rev. **67**, 269 [1945]; F. L. Hereford, Phys. Rev. **73**, 1123 [1948]; **74**, 574 [1948]; W. Paul u. H. Reich, Z. Phys. **127**, 429 [1950]; E. L. Goldwasser, F. E. Mills u. A. O. Hanson, Phys. Rev. **88**, 1137 [1952]; E. L. Goldwasser, F. E. Mills u. T. R. Robillard, Phys. Rev. **90**, 378 [1953].

⁷ M. G. E. Cosyns, Nature, Lond. **139**, 802 [1937]; D. R. Sen Gupta, Nature, Lond. **146**, 65 [1940]; W. E. Hazen, Phys. Rev. **63**, 107 [1943]; **65**, 259 [1944]; **67**, 269 [1945]; P. Goodman, K. P. Nicholson u. H. D. Rathgeber, Proc. Phys. Soc., Lond. A **64**, 96 [1951].

⁸ F. L. Hereford, Phys. Rev. **72**, 982 [1947]; W. L. Whittemore u. J. C. Street, Phys. Rev. **76**, 1786 [1949]; E. Pickup u. L. Voyvodic, Phys. Rev. **80**, 89 [1950]; F. X. Roser u. T. Bowen, Phys. Rev. **82**, 284

[1951]; T. Bowen u. F. X. Roser, Phys. Rev. **83**, 689 [1951]; M. H. Shamos u. I. Hudes, Phys. Rev. **84**, 1056 [1951]; S. K. Ghosh, G. M. D. B. Jones u. J. G. Wilson, Proc. Phys. Soc., Lond. A **64**, 96 [1951]; J. Becker, P. Chanson, E. Nageotte, P. Treille, B. T. Price u. P. Rothwell, Proc. Phys. Soc., Lond. A **65**, 437 [1952]; J. E. Kupperian, Jr. u. E. D. Palmatier, Phys. Rev. **85**, 1043 [1952]; **91**, 1186 [1953]; G. W. McClure, Phys. Rev. **87**, 680 [1952]; R. S. Carter u. W. L. Whittemore, Phys. Rev. **87**, 494 [1952]; A. Hudson u. R. Hofstadter, Phys. Rev. **88**, 589 [1952]; B. T. Price, D. West, J. Becker, P. Chanson, E. Nageotte u. P. Treille, Proc. Phys. Soc., Lond. A **66**, 167 [1953]; J. K. Parry, H. D. Rathgeber u. J. L. Rouse, Proc. Phys. Soc., Lond. A **66**, 541 [1953]; R. Baskin u. J. R. Winkler, Phys. Rev. **92**, 464 [1953]; H. R. Snodgrass, Phys. Rev. **92**, 1089 [1953]; E. D. Palmatier, J. T. Meers u. C. M. Askey, Phys. Rev. **94**, 766 [1954]; T. Bowen, Phys. Rev. **96**, 754 [1954].

Der räumliche Öffnungswinkel des Teleskops betrug nur $4 \cdot 10^{-3}$ Steradian. Durch die aus Abb. 1 ersichtliche Unterteilung des Bleiabsorbers wurden die Mesonenreichweitengruppen

- I mit Mesonenenergien zwischen 0,4 und 0,7 GeV,
- II " " " 0,7 " 3,0 "
- III " " " 3,0 " 3,5 " und
- IV " " größer als 3,5 GeV

definiert, von denen die Gruppen I und III Mesonen möglichst einheitlicher Reichweite enthielten. Die geometrische Aufteilung des Bleiaufbaus wurde im Verlauf der Messungen aus verschiedenen Gründen mehrmals geringfügig geändert. Abb. 1 gibt die in der letzten Meßreihe (von insgesamt drei, vgl. Abschn. 3) benutzte Anordnung wieder, in der darauf geachtet wurde, daß die durch die gemeinsame Fläche der Zählrohrlagen C und D bzw. durch die Zählrohrlage F hindurchgehenden Mesonen die jeweils nächstfolgenden Zählrohrlagen E bzw. G nicht etwa infolge Vielfachstreuung im Blei verfehlten und demzufolge einer zu niedrigen Reichweitengruppe zugeordnet worden wären. Dem gleichen Zweck diente die Doppelbelegung der Zählrohrflächen E und G sowie die Kleinhaltung der durch Verstärkertotzeiten bedingten Zählverluste. Die Ausgangsimpulse der in Abb. 1 angedeuteten Koinzidenzschaltung hatten wegen der unterschiedlichen Zeitdauern ihrer einzelnen Komponenten eine treppenförmige Gestalt (vgl. Abb. 2). Sie stießen eine der Horizontalablenkplatten eines Kathodenstrahlrohres an, das gleichzeitig in vertikaler Richtung die Impulse des zur Messung der Ionisation dienenden Proportionalzählerrohres P aufzeichnete.

Das Proportionalzählerrohr hatte eine Länge von 100 cm und einen Durchmesser von 15 cm. Es war mit einem Gemisch aus reinstem Argon und 5% CO₂ unter einem Druck von 1 at gefüllt. Der Durchmesser des Zähldrahtes betrug im eigentlichen Zählvolumen, das in Richtung der Zählrohrängsachse nur 15 cm ausmachte und sich in der Mitte der oberen Zählrohrhälfte befand, 0,2 mm. An ihren beiden Enden war die Zählelektrode auf 3 mm verstärkt und dadurch unempfindlich gemacht worden.

Der zur Impulsverstärkung benutzte Linearverstärker entsprach dem Los-Alamos-Modell 100⁹. Um der Sammelzeit der peripher im Proportionalzähler entstehenden Elektronen Rechnung zu tragen, wurden alle Kopplungszeitkonstanten gegenüber dem Standardmodell um den Faktor 10 vergrößert. Außerdem wurde eine Laufzeitkette mit einer Verzögerungszeit von 6 μ sec zwischen die erste und zweite Gegenkopplungsschleife des Verstärkers geschaltet. Dadurch ergab sich der Vorteil, daß bei der oszillographischen Impulsgrößenregistrierung (siehe unten) auch die Fußpunkte der einzelnen Impulse sichtbar wurden (vgl. Abb. 2).

Zur Kontrolle der Verstärkungskonstanz wurde mittels eines elektronischen Impulsgrößendiskriminators laufend die Häufigkeit aller Proportionalimpulse, die eine fest vorgegebene Größe überschritten, überwacht. Eventuelle Abweichungen von einer bestimmten Sollhäufigkeit wurden durch Nachstellung der Hochspannung ausgeglichen.

Wie aus dem Blockschaltschema in Abb. 1 hervorgeht, wurden die Ausgangsimpulse des Linearverstärkers im Gegen-

⁹ W. C. Elmore u. M. Sands, Electronics, Experimental Techniques, National Nuclear Series, Manhattan Project Section, Division V, Vol. 1, First Edition. McGraw-Hill Book Company, Inc. 1949, S. 164 bis 171.

takt den Vertikalablenkplatten des Registrieroszillographen zugeleitet. Der Leuchtfleck war normalerweise abgedunkelt und wurde, was in Abb. 1 nicht gezeigt ist, beim Ansprechen jeder Vierfachkoinzidenz A, B, C, D für die Dauer von 500 μ sec hellgesteuert. Infolgedessen registrierte die Kamera, die mit offenem Verschluß in dauernder Aufnahmefreizeit stand, nur diejenigen (um 6 μ sec verzögerten) Proportionalzählerimpulse, die mindestens 1 durchdringendes Teilchen zur Ursache hatten. In horizontaler Richtung wurden gleichzeitig, wie bereits geschildert, die treppenförmigen Koinzidenzen zwischen dem Teleskop und den restlichen Zählrohrlagen E, F und G aufgezeichnet, die die Reichweite des betreffenden Teilchens charakterisierten. Abb. 2 zeigt als Beispiel einen Ausschnitt aus einem Registrierfilm.

Die Oszillogramme wurden unter einer schwach vergrößerten Lupe durch direkten Vergleich mit einer durchsichtigen Skala ausgewertet. Nach Reduktion auf die Sollverstärkung wurde jeder einzelne Impuls, nach den Mesonenreichweitengruppen I bis IV geordnet, in Histogramme eingetragen, deren Abszissen in nahezu 150 gleichgroße Intervalle eingeteilt wurden.

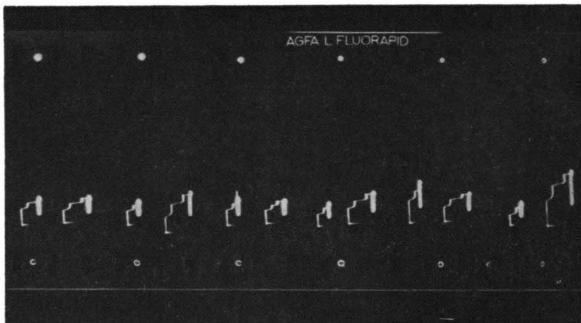


Abb. 2. Ausschnitt aus einem Registrierfilm.

Die Ruhelage des abgedunkelten Kathodenstrahles befand sich jeweils in Verlängerung der dicken, etwas überbelichteten Abschläge der Oszillogramme in Höhe der Fußpunkte. Beim Ansprechen des Geiger-Müller-Zählrohr-Teleskops setzten gleichzeitig der Aufhellimpuls und die durch den Koinzidenzimpuls bewirkte Auslenkung des Kathodenstrahles nach links ein. Hier verharzte er etwa 6 μ sec lang und folgte dann der Vertikalauslenkung durch den um 6 μ sec verzögerten Proportionalzählerimpuls. Während des Anstieges sprang er stufenweise in seine unausgelenkte Horizontallage zurück.

2. Fehlermöglichkeiten

Der Besprechung der Meßergebnisse werde eine systematische Übersicht über die bei einem derartigen Experiment möglichen Fehler vorangestellt, nicht nur um Einzelheiten des in Abschn. 1 beschriebenen Versuchsaufbaus genauer zu begründen, sondern auch um die Unterschiede der in Abschn. 3 geschilderten drei Meßreihen verständlich zu machen und die Diskussion der Meßergebnisse vorzubereiten.

Eine erste Klasse von Fehlermöglichkeiten betrifft Fehlurteile des Teleskops bei der gewünschten Un-

terscheidung einzelner μ -Mesonen von π -Mesonen, Protonen, Elektronen sowie weichen und durchdringenden Schauern.

Während gegen die relativ seltenen einzelnen Protonen und π -Mesonen keine Vorkehrungen getroffen waren, wurden die gegen Elektronen und gegen Schauer ergriffenen Maßnahmen bereits in Abschn. I erwähnt. Der durch die Antikoinzidenzbedingung in den Zählrohrlagen A und B bewirkte Schutz gegen Mehrteilchenereignisse war zwar gegen enggebündelte Schauer unwirksam, doch läßt sich abschätzen, daß diese 10^4 bis 10^5 -mal seltener waren als die interessierenden Einzelmessen. Desgleichen waren die im oberen Deckel des Proportionalzählrohres entstandenen durchdringenden Teilchen zu vernachlässigen. Die größte Unsicherheit hinsichtlich der Selektivität des Teleskops wurde durch die unerwünschten Koinzidenzen verursacht. Ihre Häufigkeit berechnete sich zu 5% in der Reichweitengruppe I und zu 0,5% in der Reichweitengruppe II. Sie nahm um so mehr ab, je strenger die Koinzidenzbedingungen wurden.

Die unerwünschten Koinzidenzen vom Typ A, B, C, D, E; A, B, C, D, E, F usw. leiten bereits zu einer zweiten Klasse von Fehlermöglichkeiten über, die die Festlegung der Mesonenreichweite betreffen. Man überlegt sich leicht, daß die in der Reichweitengruppe IV registrierten Teilchen von der Gefahr einer falschen Gruppenzuordnung nicht betroffen waren. Das Bestreben ging dahin, Fehler dieser Art auch für die Gruppen I und III möglichst klein zu halten, erforderlichenfalls auf Kosten der Sauberkeit der Definition von Gruppe II.

Die Abschätzung der unechten Koinzidenzen, die im Gegensatz zu den folgenden Fehlern eine zu große Reichweite vortäuschten, wurde bereits im vorigen Absatz vorweggenommen. Einige weitere hier einzuordnende Fehlerquellen, wie Vielfachstreuung der Mesonen im Blei, Durchlässigkeit einfach belegter Zählrohrlagen und Impulsverluste infolge Verstärker-totzeiten, wurden bereits in Abschn. I behandelt. Gegen etwaige Ungenauigkeiten bei der geometrischen Ausrichtung der mehrere Meter hohen Meßanordnung schützte die aus Abb. 1 ersichtliche reichliche Auslegung des Bleiabsorbers in bezug auf den Öffnungskegel des Teleskops.

Eine dritte Klasse von Fehlermöglichkeiten betrifft die Impulsgrößenmessung, die durch Feldstärkeverzerrungen an den Enden des Proportionalzählrohres, durch den Beitrag von δ -Strahlen aus den oberhalb des Zählvolumens befindlichen festen Materialien und vor allem durch die endliche Begrenzung des Proportionalzählrohres sowohl in radialer als auch in axialer Richtung verfälscht werden konnte. Die letztgenannten geometrie- und materialbedingten Randeffekte sind z. Tl. prinzipieller Natur, da keine ausreichenden Verbesserungen der experimentellen Anordnung angegeben werden können. Auch eine nachträgliche rechnerische Berücksichtigung ist sehr schwierig.

Ein ideales Proportionalzählrohr müßte die Form einer seitlich unendlich ausgedehnten Dose haben. Die durch die obere und untere Begrenzungsebene eingeschlossene Gasschicht müßte einerseits sehr groß gegen die aus der Theorie der Elektronen-Photonen-Kaskaden geläufige Strahlungsschicht, d. i. die mit der Gasdichte multiplizierte Umwandlungslänge von γ -Quanten in Elektronenpaare und umgekehrt auch die mittlere Bremsstrahlungslänge, andererseits aber noch klein gegen die der Mesonenreichweite entsprechende Gasschicht sein. Wäre außerdem bis zu einigen Strahlungslängen oberhalb der oberen Begrenzungsebene des Zählvolumens das gleiche Material von gleicher Dichte vorhanden wie im Zählvolumen selbst, dann würde die durch nach unten hinauslaufende δ -Strahlen bedingte Einbuße an Impulsgröße durch den von oben hereingetragenen Gewinn an Impulsgröße im Mittel genau kompensiert werden.

In Wirklichkeit kann jedoch nur eine der vier genannten Voraussetzungen, nämlich die Kleinheit der zählenden Schicht im Vergleich zur Mesonenreichweite, erfüllt werden. Das Proportionalzählrohr hatte einen im Verhältnis zur Querausdehnung von Elektronenkaskaden in der Atmosphäre sehr kleinen Radius. Infolgedessen ließen einerseits viele der oberhalb des Zählvolumens entstandenen Stoßelektronen seitlich am Zählrohr vorbei, und andererseits konnten im Zählvolumen selbst entstandene Stoßelektronen dasselbe nicht nur nach unten, sondern auch seitlich verlassen. Eine Vergrößerung der Materialdichte unmittelbar oberhalb des Zählvolumens, wie sie in der 1. und 2., nicht aber in der 3. Meßreihe (vgl. Abschn. 3) vorlag, bewirkte eine räumliche Konzentration der von oben ins Zählvolumen eintretenden δ -Strahlen. Dabei blieb die Austrittswahrscheinlichkeit der δ -Strahlen unverändert, weil ihre Entstehungsdichte umgekehrt proportional und ihre Reichweite proportional der Dichte ist. Der Umstand schließlich, daß die Längsausdehnung des Zählvolumens erheblich kleiner als die Strahlungslänge war, hatte zwar keinen Einfluß auf die mittlere Impulsgröße, wohl aber auf die Form des Impulsgrößenspektrums und damit auf die wahrscheinlichste Impulsgröße. Es war zu erwarten, daß die reale Impulsgrößenverteilung gegenüber dem theoretischen Energieverlustspektrum bei sehr großen Abszissen steiler abfiel, dicht oberhalb des Maximums dagegen etwas angehoben würde. Die experimentelle Untersuchung dieses Effektes war eine der Hauptaufgaben der 2. Meßreihe.

Zum Schluß seien noch drei weitere Klassen von Fehlermöglichkeiten wenigstens erwähnt, die damit im Zusammenhang stehenden quantitativen Überlegungen sowie die speziellen Vorkehrungen dagegen jedoch übergangen.

Einige Fehler beziehen sich auf Nichtlinearitäten der Verstärkung, die z. B. durch Impulsdifferentiation im Linearverstärker, durch die Aufstockung von Impulsen auf den noch nicht abgeklungenen Ausläufer des vorangegangenen Impulses, durch die Strichunschärfe der Oszillogramme usw. verursacht werden konnten.

Weitere Fehler konnten durch zeitliche Schwankungen z. B. des Proportionalzählrohr-Multiplikationsfaktors, der Hochspannung, der elektronischen Verstärkung und der Ablenkempfindlichkeit des Registreroszillographen sowie durch die Nichtberücksichtigung des Barometereffektes bei der laufen-

den Eichung der Sollverstärkung (vgl. Abschn. 1) verursacht werden. Fehler dieser Art bedingten eine Verbreiterung der Impulsgrößenhistogramme.

Schließlich konnten noch Fehler infolge von Unkorrektheiten bei der Auswertung der Oszillogramme auftreten. Der Ausschluß einzelner Impulse, z. B. solcher mit zu stark angehobenem Fußpunkt, ferner von vermeintlichen Zufallskoinzidenzen und von nichtidentifizierbaren Impulsen, sei es wegen zu geringer Schwärzung oder wegen Übersteuerung des Films, bedeutete nicht immer eine hinsichtlich Mesonenenergie und Impulsgröße unabhängige Auswahl, sondern führte teilweise zu einer Benachteiligung der größeren Impulse.

Insgesamt kann man also hoffen, daß keiner der im Vorangegangenen besprochenen Fehler die mittlere oder die wahrscheinlichste Impulsgröße in einer der beiden zu vergleichenden Reichweitengruppen I bzw. III um mehr als höchstens Bruchteile eines Prozents verfälscht hat. Da jedoch der überwiegende Teil der Fehler gleiches Vorzeichen hat, nämlich eine Verflachung des logarithmischen Wiederanstieges der Ionisation bewirkt, kann ungünstigstenfalls eine Unsicherheit von einigen Prozent in der absoluten Impulsgröße und dementsprechend von einigen zehn Prozent in dem (als relative Differenz definierten) Wiederanstieg resultieren. Die im nächsten Abschnitt zu berichtenden Meßergebnisse sprechen jedoch für eine größere tatsächlich erzielte Genauigkeit.

3. Meßergebnisse

Es wurden im ganzen drei Meßreihen durchgeführt, deren Versuchsbedingungen in Tab. 1 einander gegenübergestellt sind.

Meßreihe	1	2	3
Versuchsdauer	ca. 2,5	5	2 Monate
Gesamtimpulszahl	2953	6672	2546
Prop.-Zählr.-Fülldruck	ca. 4	3,25	0,95 at
Prop.-Zählr.-Spannung	ca. 7	6	4 kV
Länge des Zählvolumens	60	60	15 cm
Oberer Zählrohrdeckel	30 (Fe)	30 (Fe)	0,5 mm (Messing)
Wahrscheinl. Impulsgröße 1 Impulsgrößenheit	ca. 80	40	25 V
Dicke der Bleischicht I	0,3	0,15	0,15 mm
" " " II	16,5	36,5	21,5 cm
" " " III	120	100	153,5 cm
	63,5	63,5	26,0 cm

Tab. 1.

Die 1. Meßreihe hatte lediglich orientierenden Charakter. Das anfänglich benutzte Proportionalzährohr war für einen Fülldruck bis zu 10 atü eingerichtet, weil ursprünglich auch eine Untersuchung des Polarisationseffektes¹⁰ in Gasen geplant war. Die

¹⁰ E. Fermi, Phys. Rev. **57**, 485 [1940]; O. Halpern u. H. Hall, Phys. Rev. **73**, 477 [1948]; R. M. Sternheimer, Phys. Rev. **88**, 851 [1952]; **91**, 256 [1953].

in der 1. Meßreihe gewonnenen Erfahrungen waren ausschlaggebend für die in der 2. und 3. Meßreihe vorgenommenen apparativen Änderungen.

In der 2. Meßreihe wurde die Verstärkung auf die Hälfte herabgesetzt, damit der Film nicht so häufig übersteuert wurde und die Histogrammausläufer zu größeren Impulsen hin verfolgt werden konnten.

In der 3. Meßreihe wurde durch eine Verkleinerung der Bleischichten I und III sowie durch eine gleichzeitige Vergrößerung der Zählrohrflächen E und G (vgl. Abb. 1) die durch Vielfachstreuung der Mesonen im Blei bedingte Fehlerquelle auszuschalten versucht. Die empfindliche Zähldrahtlänge wurde auf 15 cm verkürzt, um die Zählrohrgeometrie hinsichtlich des seitlichen Hinauslaufens von δ -Strahlen aus dem Proportionalzährohr zu verbessern. Durch die Erniedrigung des Fülldrucks auf 1 at wurde es möglich, die Dicke des oberen Zählrohrdeckels und damit auch die in diesem Deckel stattfindende δ -Strahlzeugung erheblich zu reduzieren.

Die Ergebnisse der drei Meßreihen sind einander so ähnlich, daß sich eine vollständige Wiedergabe

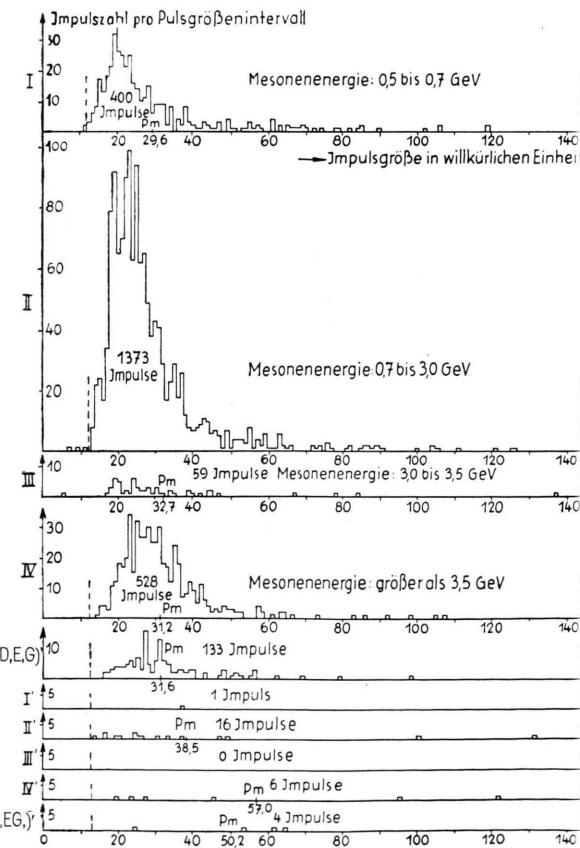


Abb. 3. Impulsgrößenhistogramme der 3. Meßreihe.

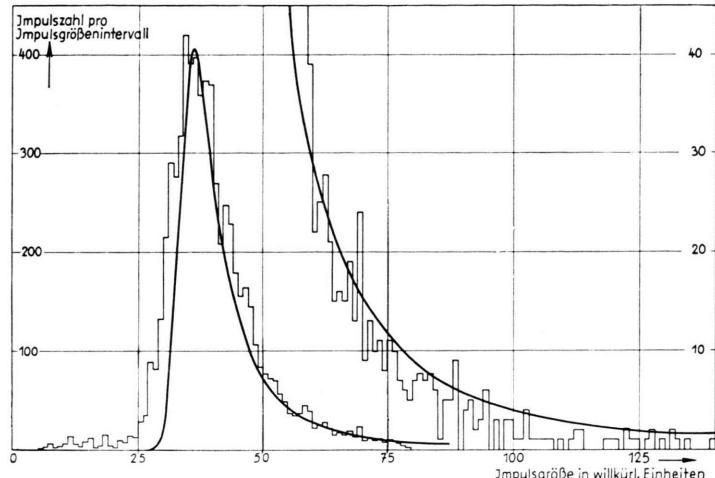


Abb. 4. Vergleich des Histogramms aller in der 2. Meßreihe erhaltenen, zu allen Mesonenenergien gehörenden Impulse mit dem theoretischen Energieverlustspektrum von Williams¹ (glatte Kurve). Der energiereiche Ausläufer ist mit zehnfacher Ordinatenüberhöhung gezeichnet. Zur Normierung vgl. Text.

und Diskussion nicht lohnen würde. Abb. 3 zeigt als Beispiel die in der 3. Meßreihe erhaltenen Histogramme, und zwar von oben nach unten die zu den Mesonenreichweitengruppen I bis IV gehörenden Impulsgrößenverteilungen, die Verteilung der durch eine Koinzidenz vom Typ A, B, C, D, E, G charakterisierten, eigentlich zur Gruppe IV hinzuzurechnenden Proportionalzählrohrimpulse und schließlich die Verteilungen der mit einer Mehrfachkoinzidenz innerhalb der Zählrohrlagen A oder B koinzidierenden Impulse der genannten 5 Gruppen. In Ordinatenrichtung sind die in jedes Abszissenintervall fallen den Impulszahlen eingetragen. Wie theoretisch^{1, 2, 3} zu erwarten war, handelt es sich um verhältnismäßig breite, unsymmetrische Verteilungen. Die Schwerpunktlagen der Histogrammausschnitte zwischen den beiden gestrichelt angedeuteten Abszissenwerten von 12 und 143 Impulsgrößenheiten sind mit P_m bezeichnet und rücken, wie auch die Abszissen der Maxima, mit wachsender Mesonenenergie offensichtlich nach rechts. Hierin äußert sich der gesuchte Wiederanstieg der Ionisation.

Abb. 4 zeigt das durch Aufsummierung aller vier Mesonenreichweitengruppen erhaltene Resultat der 2. Meßreihe.

4. Diskussion

Ehe wir den quantitativen Vergleich der Spektrenverschiebungen mit der Bethe-Bloch-Theorie durchführen, wollen wir das experimentelle Material auf einige weitere Aussagen hin ansehen.

Der augenfälligste Unterschied zwischen den empirischen Impulsgrößenhistogrammen und der in Abb. 4 eingezeichneten

theoretischen Verteilungsfunktion¹ besteht in dem Vorhandensein von Impulsen weit links von den Anstiegen der Spektren. Diese Impulse kommen durch die in Abschn. 2 abgeschätzten zufälligen Koinzidenzen zustande. Obwohl über die Form ihres Spektrums zu größeren Impulsen hin keine Aussage gemacht werden kann, ist wegen der Geringfügigkeit ihrer relativen Häufigkeit nicht mit einer merklichen Verfälschung der wahrscheinlichsten oder mittleren Impulsgröße zu rechnen.

Über die im unteren Teil der Abb. 3 eingezeichneten Proportionalzählrohrimpulse, die mit dem gleichzeitigen Ansprechen mindestens zweier Zählrohre in den Lagen A oder B (vgl. Abb. 1) koinzidierten, sei bemerkt, daß der Mittelwert ihrer Größen stets, und zwar bis zu einem Faktor 2, größer als das Impulsgrößenmittel der begleiterfreien Mesonen ist. Diese Feststellung rechtfertigt nachträglich die zu ihrer Ausschaltung eingeführte Antikoinzidenzbedingung.

Aufschlußreich ist auch eine Analyse der Spektrenform an Hand von Abb. 4. Abszissenmaßstäbe und Abszissennullpunkte beider Kurven wurden so gewählt, daß sowohl hinsichtlich der Lage ihrer Maxima als auch hinsichtlich ihrer Neigung zwischen etwa 40 und 75 Impulsgrößenheiten angenäherte Übereinstimmung erzielt wurde. Man erkennt deutlich, daß die experimentelle Kurve im Bereich größerer Impulse steiler abfällt als die theoretische und schließlich nur noch etwa $1/3$ der theoretischen Ordinatenwerte erreicht. Dies darf, die Richtigkeit der Theorie vorausgesetzt, als Hinweis dafür gelten, daß der Energieverlust und die mit einem Proportionalzählrohr feststellbare Ionenzahl nicht unmittelbar miteinander vergleichbar sind.

In diesem Zusammenhang sei noch kurz auf die experimentellen Spektrenbreiten hingewiesen. Sie wurden, unabhängig von der eben besprochenen Anpassung der theoretischen an die experimentelle Kurve, nach einem Ausgleichsverfahren ermittelt. Sie ergaben sich für die monoenergetischen Mesonengruppen I bzw. III z. B. in der 1. Meßreihe zu 35% bzw. 14% größer, als nach der Theorie von Symon³ zu erwarten war. Dies ist nicht überraschend, da nach neueren experimentellen¹¹

¹¹ W. Paul u. H. Reich, Z. Phys. **127**, 429 [1950]; P. Rothwell, Proc. Phys. Soc., Lond. B **64**, 911 [1951].

und theoretischen¹² Arbeiten die Angaben von Symon über die Spektrenbreite korrekturbedürftig sind.

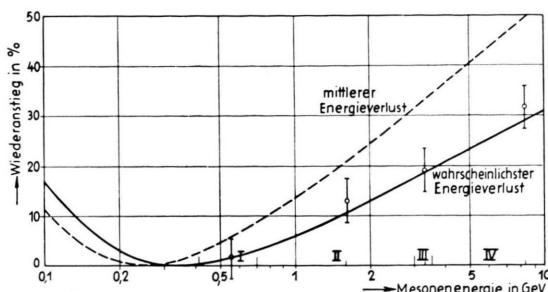


Abb. 5. Logarithmischer Wiederansteig der Ionisation. Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Wir können uns jetzt dem quantitativen Vergleich des aus den empirischen Spektren abzulesenden Wiederanstieges der Ionisation mit der Theorie von Bethe⁴ und Bloch⁵ zuwenden. Sowohl für den mittleren als auch für den wahrscheinlichsten Energieverlust ist in Abb. 5 der theoretisch zu erwartende Wiederanstieg in Abhängigkeit von der Mesonenenergie aufgezeichnet. Auf der Abszissenachse sind ferner die für die 3. Meßreihe gültigen Grenzen der Mesonenreichweitengruppen sowie die mittleren Intervallenergien abgetragen. Über den letzteren sind die aus den Histogrammen I bis IV der Abb. 3 gewonnenen wahrscheinlichsten Impulsgrößen eingezeichnet. Im Punkte I wurden die Meßergebnisse auf den theoretischen Wert normiert. Die angegebenen Fehlergrenzen entsprechen der Annahme, daß die Lage der Maxima der Impulsgrößenverteilungen in Abb. 3 auf ± 1 Abszisseneinheit genau bestimbar

sind. Die Ergebnisse aller drei Meßreihen sind außerdem in Tab. 2 noch einmal zusammengestellt.

Sie bestätigen im Einklang mit den neueren Arbeiten⁸ die theoretische Voraussage über den Wiederanstieg der *wahrscheinlichsten* Ionisation.

Mit dieser Feststellung ist jedoch noch nicht viel über das Verhalten des von der Bethe-Bloch-Theorie eigentlich behandelten *mittleren* Energieverlustes ausgesagt, denn zu letzterem tragen auch Stöße mit größeren Energieübertragungen bei. Es ist daher nicht überflüssig zu untersuchen, ob die Theorie auch hinsichtlich des Wiederanstieges des mittleren Energieverlustes befriedigt wird.

Würde man den Wiederanstieg der Schwerpunkte der zwischen 12 und 143 Impulsgrößeneinheiten liegenden Impulse der Abb. 3 (oder auch der übrigen Meßreihen), ohne bei ihrer Berechnung die über den oberen Filtrand hinausragenden und deswegen ihrer Größe nach unbekannten Impulse zu berücksichtigen, ebenfalls in Abb. 5 eintragen, dann würden diese Meßpunkte keineswegs auf der gestrichelten Kurve für den mittleren Energieverlust liegen, sondern kaum steiler ansteigen als die wahrscheinlichsten Impulsgrößen. Das bedeutet wie gesagt keinen Widerspruch der Messungen in sich, sondern folgt daraus, daß das zur Bildung des Mittelwertes herangezogene empirische Spektrum verstümmelt war. Obwohl die Impulsspektren erheblich weiter verfolgt wurden, als es sonst üblich ist, scheint die Vernachlässigung des verbleibenden geringen Bruchteils der immer noch übersteuernden Impulse eine Verfälschung der Anstiegssteilheit um einen Faktor 2 zu bewirken. Würde man die für verschiedene Mesonenenergien anzusetzenden theoretischen Energieverlustspektren ebenfalls bei einem entsprechenden oberen Grenzwert abschneiden, dann würden ihre Schwerpunkte in erster Näherung auch nur gerade so steil ansteigen wie ihre Maxima.

Kupperian und Palmatier¹³, die mit einer ähnlichen Apparatur sehr sorgfältige Ionisationsmessungen anstellten, führten den Vergleich mit der Theorie in der Weise durch, daß sie für die Schwerpunktlage der von ihrer Registriereinrichtung abgeschnittenen, der Gesamtzahl nach aber bekannten Impulse probeweise einen Wert oberhalb der Abschneidegrenze annahmen. Die Autoren stellten fest, daß sich der Anstieg der Schwerpunkte ihrer auf diese Weise vervollständigten Histogramme um so

Meßreihe	Mesonenreichweitengruppe	Mittlere Mesonenenergie	Wahrscheinlichste Impulsgröße	Wiederanstieg der wahrscheinlichsten Impulsgröße bezogen auf Gruppe I	
				theor. %	exp. %
1	I	0.525	31,73	—	—
	II	1,35	35,03	7,1	10,4
	III	3,0	37,62	15,7	18,5
	IV	8,3	39,90	26,5	25,6
2	I	0,65	32,04	—	—
	II	1,56	34,09	7,3	6,4
	III	3,0	37,24	14,3	16,2
	IV	8,3	38,12	25,9	19,0
3	I	0,55	19,18	—	—
	II	1,6	21,29	8,1	11,0
	III	3,3	22,38	15,9	16,6
	IV	8,3	24,91	26,5	29,8

Tab. 2.

¹² O. Blunck u. S. Leisegang, Z. Phys. **128**, 500 [1950].

¹³ J. E. Kupperian, Jr. u. E. D. Palmatier, Phys. Rev. **91**, 1186 [1953].

mehr verflachte, je weiter rechts die Schwerpunktlage der abgeschnittenen Impulse angenommen wurde. Um die Übereinstimmung mit der Theorie zu erhalten, mußten sie alle Impulse, die (in zwei übereinander angeordneten Proportionalzählrohren) das Doppelte der wahrscheinlichsten Impulsgröße überschritten, von der Auswertung ausschließen. Wie jedoch Tab. 3 am Beispiel der 2. Meßreihe zeigt, wurden bei den vorliegenden Messungen analoge Beobachtungen nicht gemacht; der logarithmische Wiederanstieg der mittleren Impulsgröße erreichte vielmehr die von Bethe und Bloch angegebene Steilheit unter der Annahme, daß der Schwerpunkt der bei der Registrierung verlorengegangenen Impulse knapp oberhalb der Abschneidegrenze läge.

Mesonenreichweitengruppe	Theor. Wiederanstieg der mittleren Impulsgröße	Experimenteller Wiederanstieg		
		a)	b)	c)
II	12,1%	3,1%	7,0%	11%
III	21,9	11,6	20,5	29
IV	28,9	14,8	39,5	65

- a) unter Vernachlässigung der den Film übersteuernden Impulse;
 b) unter der Annahme, daß der Schwerpunkt der den Film übersteuernden Impulse bei der Abschneidegrenze liege;
 c) unter der Annahme, daß der Schwerpunkt der den Film übersteuernden Impulse beim Doppelten der Abschneidegrenze liege.

Tab. 3.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen also in Übereinstimmung mit zahlreichen neueren Arbeiten, daß

Ionisationsmessungen zuverlässig und reproduzierbar ausgeführt werden können. Man könnte daher daran denken, die Ionisation, die ja neben der Vielfachstreuung und der Bahnkrümmung im Magnetfeld eines der der Messung zugänglichen Charakteristika von Bahnspuren sehr energiereicher Teilchen darstellt, zur Messung von Teilchenenergien heranzuziehen. Einer solchen Anwendung der Meßmethode scheint zunächst die in der erheblichen Breite der Impulsgrößenverteilungen zum Ausdruck kommende Undefiniertheit des Zusammenhangs zwischen Impulsgröße und Teilchenenergie im Wege zu stehen, doch ließe sich dieser durch die Bedingung, daß das gleiche Teilchen in mehreren hintereinander angeordneten Zählrohren gleichgroße Impulse erzeugen soll, in ausreichendem Maße verschärfen. Es wird deshalb für möglich gehalten, daß eine solche Anordnung in gewissen Fällen ein magnetisches Energiespektrometer ersetzen kann.

Eine mir dankenswerterweise vom Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen gewährte persönliche Beihilfe gab mir die Möglichkeit zur Durchführung der vorliegenden Arbeit. Ich danke Herrn Prof. Dr. O. H a x e l für die Problemstellung, für das ständige Interesse und für wertvolle Diskussionen. Herrn Prof. Dr. K. W i r t z bin ich für seine fördernde Leitung sowie für zahlreiche wertvolle Ratschläge ebenfalls zu besonderem Dank verpflichtet.

Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen mit linearem Verlauf der Geschwindigkeit

Von SEBASTIAN V. HOERNER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. **10a**, 687—692 [1955]; eingegangen am 20. Juli 1955)

Frage man nach allen ebenen Gasströmungen, bei denen die Gasgeschwindigkeit zu allen Zeiten eine lineare Funktion des Ortes ist, so läßt sich die allgemeine Lösung des Problemes explizit angeben. — Es existieren drei verschiedene allgemeine Lösungstypen und drei Grenzfälle. Eine spezielle Untergruppe der Lösungen wird gesondert betrachtet.

Ein Vergleich mit starken Stoßfronten zeigt, daß diese linearen Lösungen die Frontbedingungen im allgemeinen nicht erfüllen können, zur genäherten Darstellung des rückwärtigen Gebietes jedoch verwendbar sind. Nur bei einem Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma = 7/5$ (5 Freiheitsgrade) ergeben sie eine exakte Darstellung.

Ein weiteres Beispiel exakt linearen Geschwindigkeitsverlaufes ist das von B u r g e r s behandelte isentrope Abströmen ins Vakuum.

Eine Arbeit über instationäre starke Stoßfronten¹ zeigte, daß Frontverlauf und rückwärtiges Gebiet einer ebenen starken Front bei verschiedenen Anfangsbedingungen sich mit wachsender Zeit stets ein

und derselben, von H ä f e l e² gefundenen Homogenie-Lösung anschmiegen. Am auffälligsten war dabei der nahezu geradlinige Verlauf der Geschwindigkeit über dem Ort.

¹ K. H a i n u. S. v. H o e r n e r , Z. Naturforschg. **9a**, 993 [1954].

² W. H ä f e l e , Z. Naturforschg., in Vorbereitung.