

kalischen RÖNTGEN-Mikrographie. Diese Entwicklungsarbeiten sind verständlicherweise noch nicht abgeschlossen worden und werden weitergeführt. Parallel damit liefen in den vergangenen Jahren Messungen und Untersuchungen zur Erprobung der beschriebenen Konstruktionen bei einer Reihe von

konkreten Fragestellungen in der Biophysik und Biologie. Darüber wird an einer anderen Stelle berichtet.

Ein Teil der oben beschriebenen Entwicklungsarbeiten und der einschlägigen Untersuchungen wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft durchgeführt. Dafür sei auch an dieser Stelle bestens gedankt.

## Beitrag zur Dosimetrie der $\pi$ -Mesonen

K. GOEBEL

(Z. Naturforsch. 21 a, 1808—1819 [1966]; eingegangen am 14. März 1966)

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

Ionisierende Strahlung mit großem linearen Energieübertragungsvermögen und kleinem Sauerstofffaktor sind für die therapeutische Anwendung von großer Bedeutung. Die Strahlung, die bei der Absorption von stoppenden  $\pi^-$ -Mesonen erzeugt wird, zeigt diese Eigenschaften. Die physikalischen Vorgänge beim Einfang sind stark vom absorbierenden Kern abhängig. Es werden Messungen der beim Einfang von  $\pi$ -Mesonen absorbierten Energie beschrieben. Durch Vergleich der Energiedosen, welche beim Einfang von positiven und negativen  $\pi$ -Mesonen auftreten, wird der Anteil der Dosis, der durch den Kernprozeß hervorgerufen wird, abgeschätzt. Die Anwendbarkeit des BRAGG-GRAY-Prinzips zur Messung dieser „Kerndosis“ und die Bedeutung der Gewebeäquivalenz werden diskutiert. An einem Vergleich von Herddosis zur Eintrittsdosis für verschiedene Strahlungstypen wird gezeigt, daß  $\pi^-$ -Strahlen einer kinetischen Energie von 50–80 MeV für Tiefen von 10–20 cm die günstigsten Verhältnisse liefern.

Moderne Hochenergiebeschleuniger ermöglichen die Erzeugung positiver und negativer  $\pi$ -Mesonenstrahlen. Dosimetriefragen dieser von den Partikeln mit starker Wechselwirkung am häufigsten erzeugten Sekundärteilchen spielen für den Strahlenschutz in der Umgebung der Beschleuniger eine Rolle, um so mehr als die Intensitäten von Primär und Sekundärstrahlen stetig wachsen. In den letzten Jahren wurde von verschiedener Seite<sup>1</sup> die Verwendung von  $\pi$ -Mesonen für die Therapie von tiefliegenden Tumoren vorgeschlagen. Vor einem Einsatz dieser Strahlung müssen neben den technischen Voraussetzungen auch die Fragen der Dosierung der  $\pi$ -Mesonen geklärt und eine Meßmethode zur Dosisbestimmung erprobt sein. Experimente zur Dosismessung von  $\pi$ -Mesonen müssen darüber Aufschluß geben, ob die für andere Strahlungsarten und Energiebereiche angewandten Methoden verwendet werden können.

Die „International Commission of Radiological Units“ (I.C.R.U.)<sup>2</sup> empfiehlt eine Dosimetrie auf

der Grundlage der Energiedosis (gemessen in rad), also der Energie, die pro Masseneinheit bestrahlter Substanz aus dem Strahlungsfeld absorbiert wird. Um die biologische Wirkung ionisierender Strahlen quantitativ erfassen zu können, muß jedoch die Energiedosis mit geeigneten Faktoren, wie z. B. RBW- oder Verteilungsfaktor multipliziert werden. Dieser RBW-Faktor (=relative biologische Wirksamkeit) ist von der Strahlungsart und dem zu untersuchenden biologischen Effekt abhängig. Um eine von den biologischen Einzeleffekten unabhängige Beschreibung der Qualität der Strahlung zu erhalten, hat die „International Commission on Radiological Protection“ (I.C.R.P.) den Qualitätsfaktor (QF) eingeführt<sup>3</sup>, der nur vom linearen Energieübertragungsvermögen ( $L_e$ ) der Strahlungsart abhängt.

An Stelle einer Bestimmung von Energiedosis und Dosisäquivalent läßt sich auch mit Hilfe der physikalischen Parameter des Strahlungsfeldes und der Bestrahlungsbedingungen eine Dosierung beschreiben. Insbesondere bei der Untersuchung der Wirkung

<sup>1</sup> P. H. FOWLER u. D. H. PERKINS, Nature London **189**, 524 [1961]. — C. A. TOBIAS, Joint Committee of Atomic Energy Hearings of March 27 [1961].

<sup>2</sup> I.C.R.U. Radiation Quantities and Units, Report **10 a**, Handbook 84 [1962]. — J. W. BOAG, Radiological Quantities and Units, their Interrelationships and Conditions of Use, Proc. Symp. of the Joint Health Physics Committee

on Protection Measurements — Appropriate Units and the Interpretation of Instrument Readings, Nov. 1962.

<sup>3</sup> I.C.R.P. Publication 6 (Recommendations of the International Commission on Radiological Protection) Pergamon Press (1964). — G. FAILLA, Brit. J. Rad. **29**, 202 [1937]. — D. NACHTIGALL, Kerntechnik **7**, (Heft 6) [1965].



neuer Strahlungstypen ist diese Methode angezeigt. Die Untersuchungen über biologische Wirkung von Kathodenstrahlung zum Beispiel wurden von GENTNER<sup>4</sup> mit einer genauen physikalischen Beschreibung der Strahlung eingeleitet. Flußdichte, Energieverteilung, Reichweite und Bremsvermögen sind die Parameter, die allgemein eine Berechnung oder Abschätzung der Energiedosis erlauben<sup>5</sup>. In der vorliegenden Untersuchung werden deshalb zunächst die bei den Dosismessungen verwendeten  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Strahlen beschrieben und die bei der Absorption der  $\pi^-$  zu erwartenden Kernprozesse diskutiert.

### I. Die Bedeutung der $\pi^-$ -Absorption für die Dosimetrie und die therapeutische Anwendung

Für das zu beschreibende Dosimetrie-Experiment wurden  $\pi$ -Mesonenstrahlen einer Reichweite zwischen 15 und 20 cm in Gewebe benutzt. Welche Besonderheiten bietet ein solcher Strahl vom Standpunkt der Dosimetrie gegenüber anderen Strahlentypen, die ebenfalls starke Wechselwirkungen mit hohem Energieumsatz auslösen?

Wenn hochenergetische Teilchen, z. B. Protonen von einigen GeV kinetischer Energie Gewebe durchdringen, wird Energie sowohl durch Coulombwechselwirkung absorbiert (Ionisation, Anregung) wie auch durch starke Wechselwirkung auf andere sekundäre Teilchen oder Rückstoßkerne übertragen. Der Energieumsatz in dieser Kernwechselwirkung variiert stark, ebenso die Art und Weise, wie diese Energie sich auf andere Partner verteilt. Im ganzen Gewebe laufen starke und elektromagnetische Wechselwirkungen parallel, so daß die durch den Kernprozeß erzeugte Dosis nicht separat gemessen werden kann.

Ein  $\pi$ -Mesonenstrahl von ca. 70 MeV hat zwar beim Eintritt in das Gewebe genügend kinetische Energie, um einen Kernprozeß auszulösen, jedoch wird in der Folge die Energiedosis fast ausschließlich durch Ionisation der  $\pi$ -Mesonen bestimmt. Am Ende der Reichweite erhöht sich die von den  $\pi$ -Mesonen

erzeugte Ionendichte schnell mit der Abnahme der  $\pi$ -Mesonengeschwindigkeit (BRAGG-Kurve). Am Ende der Reichweite der negativen  $\pi$ -Mesonen erhöht sich die Energiedosis zusätzlich durch Einfang und anschließende Absorption der  $\pi^-$ -Mesonen im Kern. Der Kern wird angeregt und emittiert Partikel oder zerfällt in größere Bruchstücke, die zur Energiedosis beitragen. Da alle elektromagnetischen Vorgänge bis auf den Einfang auch durch  $\pi^+$ -Mesonen ausgelöst werden, kann man im Stoppbereich der Mesonen aus der Differenz der Energiedosis von negativen und positiven  $\pi$ -Mesonen den dem Kernprozeß zuzuschreibenden Dosisanteil (= „Kerndosis“) direkt messen. Der Kernprozeß ist wohl definiert, soweit es seinen Ort, die Anfangsenergie (= Ruheenergie der  $\pi^-$  = 140 MeV) und den Anfangsimpuls (= 0) der Reaktion betrifft.

Die besonderen Kernprozesse bei der  $\pi^-$ -Absorption im Gewebe sind es auch, auf die sich das Interesse für biologische und therapeutische Anwendung konzentriert. Als relativ „harmlose“ Strahlung dringen die  $\pi^-$  in das Gewebe ein; in der durch Reichweitenwahl (Vorabsorber) festgelegten Tiefe, d. h. im zu bestrahlenden Herd, erhöhen sie ihre Ionisationsdichte im BRAGG-Maximum und erzeugen im Zentrum des Herdes geladene Teilchen und Kernbruchstücke von hohem linearen Energieübertragungsvermögen. Die erhöhte therapeutische Wirkung solcher Kernbruchstücke beruht auf zwei Faktoren<sup>7</sup>:

a) der erhöhten relativen biologischen Wirksamkeit wegen der großen Ionisationsdichte ausgedrückt durch einen hohen Qualitätsfaktor dieser Partikel (meist  $\alpha$ -Teilchen). Die örtlich übertragene Energie ist so groß, daß eine Zelle schon bei einem Treffer getötet wird<sup>8</sup>.

b) dem niedrigen Sauerstofffaktor der Strahlung mit hohem  $dE/dx$ -Wert. Der Sauerstofffaktor<sup>9</sup> gibt für einen Strahlungstyp das Verhältnis der Energiedosen an, mit denen sauerstoffarme und sauerstoffreiche Zellen bestrahlt werden müssen, um jeweils den gleichen Effekt zu erhalten.

<sup>4</sup> W. GENTNER, Strahlentherapie **42**, 6 [1931].

<sup>5</sup> Sollte mangels genauer Kenntnisse der physikalischen Prozesse eine Dosisabschätzung nicht möglich sein, erlaubt die genaue Beschreibung von Bestrahlungsbedingung und Strahlungsfeld eine Wiederholung der Beobachtung und einen Vergleich mit anderen Experimenten. Für die Dosierung von Protonen und schweren Ionen für biologische Experimente beschränkt sich z. B. LYMAN<sup>6</sup> auf die Angabe von Flußdichte, Energie und Bremsvermögen der Partikel.

<sup>6</sup> J. T. LYMAN, C. A. SANDHAUS, R. W. WALLACE, K. W. KASE u. P. G. STEWARD, UCRL 11015 [1963]. — T. BRUSTAD, P. ARIOTTI u. J. T. LYMAN, UCRL 9451 [1960].

<sup>7</sup> P. H. FOWLER, Proc. Phys. Soc. London **85**, 1051 [1965].

<sup>8</sup> G. W. BARENDSEN, H. M. D. WALTER, J. F. FOWLER u. D. K. BEWLEY, Rad. Res. **18**, 106 [1963].

<sup>9</sup> In der englischen Literatur „Oxygen enhancement ratio“.

Bei  $\gamma$ -Strahlung ist dieser Faktor fast 3, bei  $\alpha$ -Strahlung von 5 MeV 1, d. h. dieser Strahlung gegenüber sind sauerstoffarme Zellen ebenso empfindlich wie sauerstoffreiche. Die Bedeutung dieses Faktors für die Therapie wird verständlich, wenn man bedenkt, daß es in jedem Tumor wegen dessen unkontrollierten Wachstums sauerstoffarme Zellen gibt<sup>10</sup>, die gegen  $\gamma$ - oder Elektronenbestrahlung sehr widerstandsfähig sind.

## II. Abbremsung, Einfang und Absorption von negativen $\pi$ -Mesonen

$\pi$ -Mesonen, die Reichweiten von 10–20 cm im Muskelgewebe haben, also  $\pi$ -Mesonen von 50 bis 100 MeV kinetischer Energie, können mit Atomkernen in Wechselwirkung treten. Die Wirkungsquerschnitte für Reaktionen wie  $(\pi, n)$ ,  $(\pi, pn)$  und  $(\pi, 2n)$  etc. sind praktisch dieselben wie für die entsprechenden Neutronen- oder Protonenreaktionen. Auch die Sternhäufigkeit in Kernemulsionen und die Sterngrößenverteilung sind für Nukleonen- und  $\pi$ -Mesonen<sup>11</sup> weitgehend gleich. Nehmen wir an, daß der Wirkungsquerschnitt für starke Wechselwirkung ungefähr gleich dem geometrischen Wirkungsquerschnitt der Kerne CNO des Gewebes ist, so folgt, daß pro cm Weglänge im Gewebe nur ca. 1% aller eindringenden  $\pi$ -Mesonen durch eine starke Wechselwirkung absorbiert werden. Durch COULOMB-Wechselwirkung verlieren die  $\pi$ -Mesonen aber bereits auf den ersten cm im Gewebe 2,8 MeV/g/cm<sup>2</sup> kinetische Energie. Mit abnehmender Energie nimmt der Wirkungsquerschnitt rasch ab, dagegen nimmt der Energieverlust durch Ionisation zu. Deshalb lösen nur 5–10% aller  $\pi$ -Mesonen bis zu ihrer völligen Abbremsung eine starke Wechselwirkung aus. Die meisten  $\pi$ -Mesonen werden auf die Geschwindigkeit null abgebremst, jedoch kommen nicht alle in einem geometrisch begrenzten „Herd“ zur Ruhe. Dies liegt an der Impulsverteilung, der Reichweiten- und Vielfachstreuung der  $\pi$ -Mesonen.

Wenn positive  $\pi$ -Mesonen zur Ruhe kommen, zerfallen sie in  $\mu^+ + \nu$  und die  $\mu^+$ , die eine kinetische Energie von 4,7 MeV haben, zerfallen in unmittelbarer Nachbarschaft ihrerseits in  $e^+ + \nu + \bar{\nu}$ . Die Positronen sind nur schwach ionisierend und tragen zur Dosis nicht wesentlich bei.

Die negativen  $\pi$ -Mesonen werden in „BOHRsche“ Bahnen der Atome eingefangen, und zwar in Niveaus ungefähr der Hauptquantenzahl 17<sup>12</sup>. Durch AUGER-Effekt und durch Dipolübergänge gelangen sie dann in kernnahe Bahnen<sup>13</sup>. Je nach einfangendem Atom werden sie vom Kern vom s,p oder von höheren Niveaus<sup>14</sup> absorbiert. Die elektromagnetischen Übergänge und die Absorption finden in Zeitspannen<sup>15</sup> statt, die kurz sind gegenüber dem Zerfall der  $\pi^-$  in  $\mu^-$ , so daß praktisch alle abgestoppten  $\pi^-$  absorbiert werden<sup>17</sup>.

Muskelgewebe ist ein homogenes „Gemisch“ von verschiedenen Elementen, die nach ihrer atomaren Häufigkeit und entsprechend ihren Gewichtsverhältnissen im Gewebe in Tab. 1 aufgeführt sind. Für homogene Gemische gilt, daß die Einfangwahrscheinlichkeit  $Z$  proportional ist (FERMI-TELLER-Regel<sup>18</sup>).  $Z$  ist aber bei leichten Elementen dem Atomgewicht proportional, so daß der Einfang im Gewichtsverhältnis der verschiedenen Elemente erfolgt (Ko-

Element	Atomprozent Muskelgewebe	Gewichtsprozent = Einfangswahrscheinlichkeit		Absorptionswahrscheinlichkeit Gewichtsprozent ohne H <sub>2</sub>	
		Muskelgewebe	Gelatine	Muskelgewebe	Gelatine
	%	%	%	%	%
H	62	10	9	—	—
O	25	64	42	71	46
C	9,5	18	38	20	42
N	1,5	3	11	3	12
schwere Elemente	1	5	—	5	—

Tab. 1. Einfangs- und Absorptionsverhältnisse von  $\pi^-$  in Muskelgewebe und in Gelatine.

<sup>10</sup> Siehe z. B. F. BÜCHNER, Allgemeine Pathologie, Urban u. Schwarzenberg-Verlag, München-Berlin 1963.

<sup>11</sup> M. BLAU, A. R. OLIVER u. J. F. SMITH, Phys. Rev. **91**, 950 [1953].

<sup>12</sup> Die Hauptquantenzahl  $n_\pi$  für  $\pi$ -Mesonen mit gleichem Bahnradius wie der der Elektronen ( $n_e=1$ ) ergibt sich aus der Beziehung  $n_\pi = \sqrt{m_\pi/m_e} = 17$ .

<sup>13</sup> M. DEMEUR, Nucl. Phys. **1**, 516 [1956].

<sup>14</sup> M. B. STEARNS, M. STEARNS u. L. LEIPNER, Phys. Rev. **108**, 445 [1957].

<sup>15</sup> Absorptionsrate aus Linienbreitemessungen von WEST et al.<sup>16</sup> für 1s Niveau in Be  $\mathcal{W}_{\text{abs}} = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ sec}^{-1}$ .

<sup>16</sup> D. WEST u. E. F. BRADLEY, Phil. Mag. (Ser. 8) **1**, 97 [1956].

<sup>17</sup> D. WEST, Reports on Progress in Phys. **21**, 271 [1958].

<sup>18</sup> J. F. LATHROP, R. A. LUNDY, R. A. SWANSON, V. L. TELEGI u. D. D. YVANOVITCH, EFINS **59**, 45 [1959]. — W. K. H. PANOFKY, R. L. AAMOND u. J. HADLEY, Phys. Rev. **81**, 565 [1951]. — M. B. STEARNS u. M. STEARNS, Phys. Rev. **105**, 1573 [1957].

lonne 3 der Tab. 1). Wenn ein  $\pi^-$  in einem H-Atom eingefangen worden ist, dann bildet das mesonische H-Atom eine so kleine elektrisch neutrale Einheit, daß es wie ein Neutron im Gewebe diffundieren kann. Tritt es in Kollision mit einem anderen Atom, dann wird das  $\pi^-$  ausgetauscht, da es an andere Kerne fester gebunden werden kann. Auf Grund der hohen Kollisionsrate<sup>19</sup> kann es praktisch nicht zur Absorption im Wasserstoff kommen. Deshalb zeigt die vorletzte Spalte der Tab. 1 die Absorptionswahrscheinlichkeit in den verschiedenen Elementen des Muskelgewebes ohne Wasserstoff.

Wir ersehen aus dieser Spalte, daß etwa 93% aller  $\pi^-$ -Mesonen in C oder O absorbiert werden. Die einfachste Reaktion einer  $\pi^-$ -Absorption läßt sich wie folgt schreiben:

- 1)  $\pi^- + p = n + \pi^0$  [in  $H_2$  gilt  $1/2$ ] = 1,53 –  
 2)  $\pi^- + p = n + \gamma$  PANOFKY-Verhältnis].

Nun sind aber diese Wechselwirkungen, sofern das Proton im Kern gebunden ist, sehr selten. Die erste Reaktion ist bei den leichten Kernen nur in  $N^{14}$  möglich, aber wegen des sehr kleinen Phasenraumes der niederenergetischen  $\pi^0$ -Emission so gut wie ausgeschlossen<sup>20</sup>. Die Strahlungsabsorption 2) ist bei Kohlenstoff nur noch etwa mit 1% vertreten<sup>21, 22</sup>. Absorption an nur einem Nukleon und Aufnahme des Rückstoßes durch den Restkern ist wegen der hohen Impulsübertragung nicht möglich<sup>23</sup>. Der häufigste Prozeß ist daher die Absorption durch ein Nukleonenpaar, das im Reaktionszeitpunkt eine so starke Bindung hat<sup>24</sup>, daß die Impulse von beiden Partnern aufgenommen werden können. Beide Nukleonen können emittiert<sup>25</sup> oder vom Kern wieder absorbiert werden. Durch einen solchen Sekundärprozeß wird der Kern angeregt<sup>26</sup> und zerfällt anschließend in schwere Bruchstücke. Die  $\alpha$ -Struktur der Kerne C und O begünstigt die Emission von

Prozentuale Häufigkeit von identifizierten Reaktionen in $\pi^-$ -Absorptionssternen (CNO)				Verhältnis von einfach-zu-mehrfach-geladenen Partikeln in CNO	
		DEMEUR et al. %	MENON et al. %		$\frac{Z \geq 2}{Z = 1}$
$^{12}_6C$	2 $\alpha$ p	23	16	MENON et al.	1,55
	$\alpha$ 3p	8,4			1,77
	$\alpha$ 5p	0,6		FOWLER	
$^{14}_7N$	$^{12}_6C$	9,7	8	Zahl der emittierten Partikel pro $\pi^-$ -Absorption in CNO nach FOWLER et al.	
	3 $\alpha$	2,5			
	2 $\alpha$ 2p	9,7			
	$\alpha$ , 4p	1,5			
	6p	0,03			
$^{16}_8O$	$^{12}_6C, p$	15	1		Partikel/ $\pi^-$
	3 $\alpha$ , p	3,8			
	2 $\alpha$ , 3p	3,2			
	$\alpha$ , 6p	0,09			
		78,5	34	n	3
				P(D, T)	0,92
				$\alpha(He^3)$	1,0
				Li	0,11
				B, C, N	0,47

Tab. 2.  $\pi^-$ -Absorption in Gelatine.

$\alpha$ -Teilchen. In Einfangsternen von  $\pi^-$  in der Gelatine der Kernemulsion<sup>28</sup> und in Emulsionen, die mit Wasser vollgesogen waren<sup>29</sup>, wurden viele mehrfach-geladene Bruchstücke beobachtet; sie sind häufiger als einfach-geladene Teilchen. Tab. 2 zeigt eine Aufstellung der Kernbruchstücke, wie sie in Emulsionen identifiziert wurden.

Auch die Energieverteilung der  $\alpha$  und anderer Teilchen ist aus Kernemulsionen einigermaßen bekannt<sup>29, 30</sup>. Daraus folgt, daß die meisten Bruchstücke ein sehr hohes lineares Energieübertragungsvermögen haben (z. B. mittlere  $\alpha$ -Energie ca. 8 bis 10 MeV). Es sind diese Kernbruchstücke und Verdampfungsteilchen, die die erwähnte starke biologische Wirkung auslösen.

<sup>19</sup> T. B. DAY u. P. MORRISON, Phys. Rev. **107**, 912 [1957].  
<sup>20</sup> R. F. MARSHAK, Meson Physics, McGraw-Hill Book Co. Inc, New York 1952, S. 180 ff.  
<sup>21</sup> H. DAVIES, H. MUIRHEAD u. J. N. WOULD, ULDP 26 [1965].  
<sup>22</sup> Wegen des PAULI-Verbotes sind Impulsübertragungen von  $\sim 140$  MeV/c an Nukleonen im Kern unterdrückt.  
<sup>23</sup> R. M. SPECTOR, Negative Pion Capture from Rest of Complex Nuclei, NYO-10278, published by University of Rochester, Rochester, N. Y. — G. T. CONDO u. R. D. HILL, Absorption of Negative  $\pi$ -Mesons in Light Nuclei, Techn. Rep. 46, Physics Dept. University of Illinois, March [1964].  
<sup>24</sup> K. A. BRUECKNER, R. SERBER u. K. M. WATSON, Phys. Rev. **84**, 258 [1951]. — P. P. DIVAKARAN,  $\pi^-$ -Capture by  $He^3$

and the two-nuclear Capture Model, Clarendon Laboratory, University of Oxford 1965.  
<sup>25</sup> S. OZAKI, R. WEINSTEIN, G. GLASS, E. LOH, L. NEIMALA u. A. WATTENBERG, Phys. Rev. Letters **4**, 533 [1960].  
<sup>26</sup> S. TAMOR<sup>27</sup> schätzt die mittlere Anregungsenergie auf ca. 70 MeV.  
<sup>27</sup> S. TAMOR, Phys. Rev. **77**, 412 [1950].  
<sup>28</sup> M. DEMEUR, A. HULEUX u. G. VANDERHAEGHE, Nuovo Cim. **4**, 509 [1956]. — M. G. K. MENON, H. MUIRHEAD u. O. ROCHAT, Phil. Mag. **41**, 583, [1950].  
<sup>29</sup> Ph. D. MAYES, Thesis University of Bristol zitiert von P. H. FOWLER (Ref. 7).  
<sup>30</sup> H. L. ANDERSON, E. P. HINKS, C. S. JOHNSON, C. REY u. A. M. SEGAR, Phys. Rev. **133A**, 392 [1964].



### III. Die zur Dosismessung benutzten $\pi$ -Mesonenstrahlen<sup>31</sup>

Flußdichte, Strahlprofil, Reichweite und Reichweitenstreuung der zur Dosismessung verwendeten  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Strahlen wurden experimentell bestimmt. Zu diesem Zweck wurde ein Detektorteleskop verwendet, das erlaubte, einzelne  $\pi$ -Mesonen individuell zu registrieren. Die Stopprate in Abhängigkeit der Absorberdicke und damit die Reichweitenverteilung der  $\pi$ -Mesonen wurde ebenfalls mit diesem Teleskop bestimmt. Ein in drei senkrechten Achsen verschiebbarer Plastiksintillator ( $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ ) diente zur Messung des Strahlprofils in Luft wie auch hinter verschiedenen Polyäthylenabsorberdicken und in Wasser. Aus der Strahlverteilung senkrecht zur Strahlachse konnte die Streuung im absorbierenden Medium gemessen und aus der integralen Reichweitekurve die Beimischung anderer Teilchen im  $\pi$ -Mesonenstrahl abgeschätzt werden.

Die Apparatur ist schematisch in Abb. 1 gezeigt. Die ersten drei Detektoren (1, 2 und 3) sind in Koinzidenz geschaltet. Zwischen  $S_3$  und  $S_4$  befanden sich jeweils die für die Dosismessung verwendeten Kammern. Die Stopprate in diesen Kammern konnte aus (1, 2, 3,  $\bar{4}$ ) oder (2, 3,  $\bar{4}$ ) bestimmt werden<sup>32</sup>.

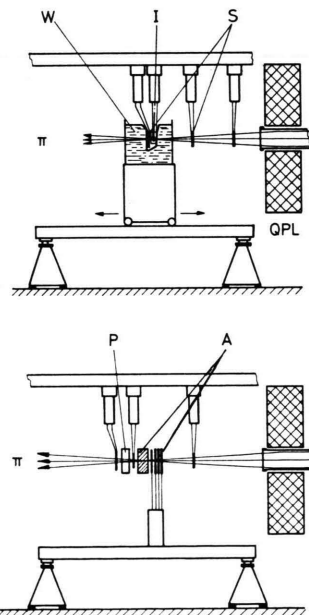
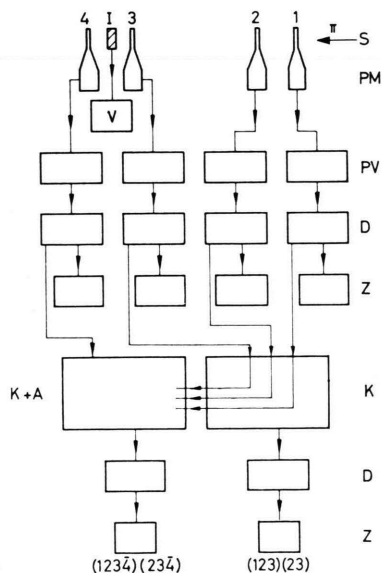


Abb. 1. Apparatur für die Messungen der Stopprate und Dosis für positive und negative  $\pi$ -Mesonen. Ionisationskammer I und Parallelplattenkammer P befinden sich zwischen Szintillationszähler  $S_3$  und  $S_4$ . Abstand der Kammern von der Quadrupollinse QPL ca. 90 cm. A = fester und variabler Polyäthylen-Absorber, W = Wassertank.  $S_1$ – $S_4$  = Szintillationszähler mit schnellem Photomultiplier 56 AVP, PV = Verzögerungseinheit, D = schneller Diskriminator, K, KA = Koinzidenz- bzw. Antikoinzidenzeinheit; Auflösung 4 nsec. Z = elektronischer Zähler; 25 MHz, V = Gleichstromverstärker Vibron No. 33 C (EIL).

<sup>31</sup> Die in diesem und in den zwei folgenden Abschnitten besprochenen Ergebnisse hat der Verfasser zusammen mit J. BAARLI, St. CHARALAMBUS, J. DUTRANNOIS, H. H. HUBBELL, T. R. OVERTON und A. RINDI in Experimenten am Genfer Synchro-Cyclotron erzielt. Das gesamte experimentelle

Die Fokussierung der  $\pi$ -Strahlen war so eingerichtet, daß ein möglichst großer Prozentsatz aller Teilchen durch den das Stopvolumen begrenzenden Szintillator 3 ging (ca. 30% aller Teilchen). Partikel, die zwischen  $S_3$  und  $S_4$  gestoppt oder seitlich herausgestreut werden, lösen keinen Impuls in  $S_4$  aus. Sie werden als Stoppeignis registriert. Die Vorderwand der Ionisationskammer wurde durch  $S_3$  gebildet; dadurch war erreicht, daß die Geometrie für Stoppraten- und Dosismessung die gleiche war.

Zur Messung der Teilchenreichweite wurde sowohl Wasser wie auch Polyäthylen als Absorber verwendet. Abb. 2 zeigt die Ergebnisse der Reichweitemessung in Polyäthylen für positive und negative  $\pi$ -Mesonen. Aus der integralen Reichweitemessung entnehmen wir, daß bei Absorberdicke „0“ etwa 9500 Teilchen pro Sekunde oder  $\frac{1}{3}$  des Strahles durch den empfindlichen Teil der Kammer (I) gingen. Die Reichweite der  $\pi$ -Mesonen wurde in Polyäthylen zu  $18,6 \text{ g/cm}^2$  und in Wasser zu  $19,2 \text{ g/cm}^2$  bestimmt. Für die  $\mu$ -Mesonen waren die entsprechenden Werte 27,0 bzw. 28,3. Aus diesen Reichweiten ergab sich ein gemeinsames Moment von  $\mu$ - und  $\pi$ -Mesonen von  $172 \text{ MeV/c}$ , die Energie der  $\pi$ -Mesonen zu  $82 \text{ MeV}$  und die der  $\mu$ -Mesonen zu  $95 \text{ MeV}$ . Aus Abb. 2 entnehmen wir, daß die Reichweitenverteilung

Material wird in anderem Zusammenhang ausführlich wiedergegeben und besprochen.

<sup>32</sup> Dimensionen der Szintillatoren:

$S_1$ :  $100 \text{ mm } \phi$ , 8 mm dick;  $S_2$ :  $100 \text{ mm } \phi$ , 3 mm dick;  $S_3$ :  $30 \text{ mm } \phi$ , 3 mm dick;  $S_4$ :  $140 \text{ mm } \phi$ , 8 mm dick.

(Halbwertsbreite)  $2,9 \text{ g/cm}^2$  beträgt. Daraus errechnet sich eine Impulsverteilung in loco  $\Delta P/P$  von 5,5% (vgl. SOEGEL<sup>33</sup>: 5%). Berücksichtigt man, daß die Reichweitenstreuung etwas mehr als 4% beträgt, so erhält man eine anfängliche Impulsverteilung der  $\pi$ -Mesonen von 3,5 %.

Durch Vielfachstreuung wird das Strahlprofil im Absorber verbreitert. Aus Messungen des Strahlprofils bei einer Tiefe von 18–19 cm Wasser ergibt sich, daß die Strahlfläche (Halbwertsfläche) etwa  $17 \text{ cm}^2$  beträgt, gegenüber  $7 \text{ cm}^2$  an der gleichen Stelle in Luft. Die mittlere transversale Ablenkung der  $\pi$ -Mesonen bei der genannten Tiefe läßt sich aus der Streuformel zu  $1,6 \text{ cm}$  abschätzen, was mit der tatsächlich gemessenen Breite ziemlich gut übereinstimmt<sup>34</sup>.

#### IV. Bestimmung der Energiedosis im positiven und negativen $\pi$ -Mesonenstrahl

Die experimentelle Bestimmung der Energiedosis ist als Basis für den Vergleich der biologischen Wirksamkeit der  $\pi$ -Mesonen mit der anderer Strahlungstypen wesentlich. Sie bietet daneben vom meßtechnischen Standpunkt interessante Aspekte. Die dosimetrischen Probleme führen zu einem erweiterten Verständnis von Begriffen wie „Gewebeäquivalenz“ und „absorbierte Energie“.

Die bei den verfügbaren  $\pi$ -Intensitäten auftretenden Dosisraten erlauben die Energiedosis nur mit

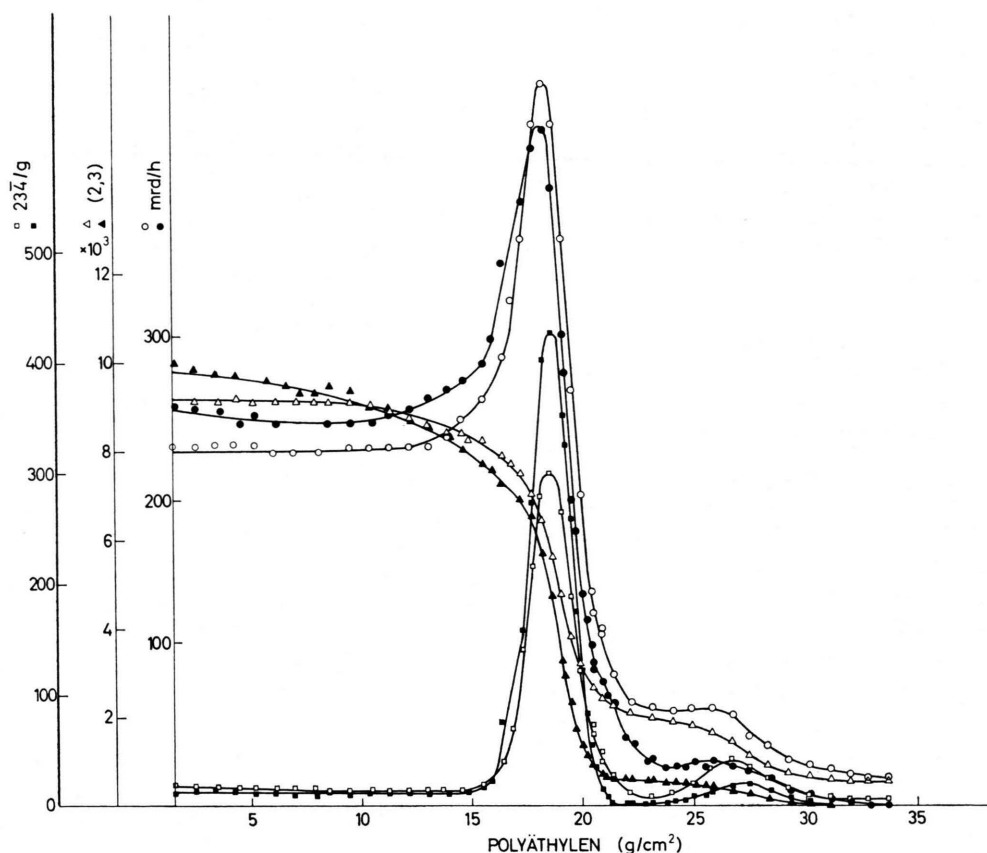


Abb. 2. Reichweitenkurven und Dosiskurven positive und negative  $\pi$ -Mesonen. Abszisse = Absorberdicke in Polyäthylen.  
 (–) (+)  
 $\triangle$   $\blacktriangle$  = integrale Reichweitenkurven,  
 $\square$   $\blacksquare$  = differentielle Reichweitenkurven,  
 $\circ$   $\bullet$  = Energiedosiskurven für positive bzw. negative  $\pi$ -Mesonen,

<sup>33</sup> V. SOERGEL u. H. RIESEBERG, persönliche Mitteilung.

<sup>34</sup>  $[(1,67 \cdot \text{mittl. Ablenkung})^2 + (\text{H. W. B. in Luft})^2]^{1/2} = \sqrt{(1,67 \cdot 1,6)^2 + (3,1)^2} = 4,2 \text{ cm}$  berechnete Breite der Flußdichteverteilung gegenüber einem gemessenen Wert von  $4,7 \text{ cm}$ .

der empfindlichen Ionisationsmethode zu messen. Wie GRAY<sup>35</sup> für Quantenstrahlung und später für Neutronen zeigte, kann die in einem Medium absorbierte Energie durch Messung des in einer kleinen gasgefüllten Kavität erzeugten Ionenstroms bestimmt werden, denn es gilt unter gewissen Voraussetzungen  $D = 0,01 I_m W S_m$ <sup>36</sup> (BRAGG-GRAY-Relation), mit

$D$  = Energiedosis in rad ( $= 100 \text{ erg/g}$ ) im absorbierenden Medium,

$I_m$  = Zahl der produzierten Ionenpaare pro Gramm Gas,

$W$  = durchschnittliche Energie in ergs für die Erzeugung eines Ionenpaares,

$S_m$  = Verhältnis des Massenbremsvermögens des absorbierenden Mediums und des Gases in der Ionisationskammer.

Dieses Meßprinzip ist anwendbar, wenn sich das Strahlungsfeld über die Dimensionen der Kammer nicht ändert und wenn die Kammer das Strahlungsfeld nicht beeinflusst. Es muß weiter Gleichgewicht der geladenen Sekundärstrahlung herrschen, d. h. in dem das Gas der Kammer umgebenden Material muß sich ein Gleichgewicht der Sekundärstrahlung eingestellt haben. Da das Strahlungsfeld von der Ionisationskammer nicht beeinflusst werden soll, muß auch die direkte Wechselwirkung der Primärstrahlung mit dem Gas der Kammer vernachlässigbar sein.

Der Faktor  $S_m$  = Verhältnis der Bremsvermögen erlaubt, die Energieabsorption geladener Teilchen von einem Medium auf das andere umzurechnen. Über das Verhältnis der bei hochenergetischen Teilchen immer auftretenden Kernwechselwirkungen sagt natürlich der Faktor  $S_m$  nichts aus. Der Begriff der absorbierten Energie schließt die Ruheenergie der Teilchen aus. Nur wenn Ruheenergie in ionisierende Strahlung umgesetzt wird, trägt diese zur Energiedosis bei. Der aus der Ruhemasse stammende Energieanteil ist beim  $\pi^-$ -Einfang bedeutend, so daß die absorbierte Energie größer ist als die einfallende kinetische Energie der  $\pi$ -Mesonen.

Die Energiedosis wurde mit Hilfe einer luftgefüllten Ionisationskammer gemessen, die Abb. 3 im Detail zeigt. Das Wandmaterial bestand zum größten Teil aus

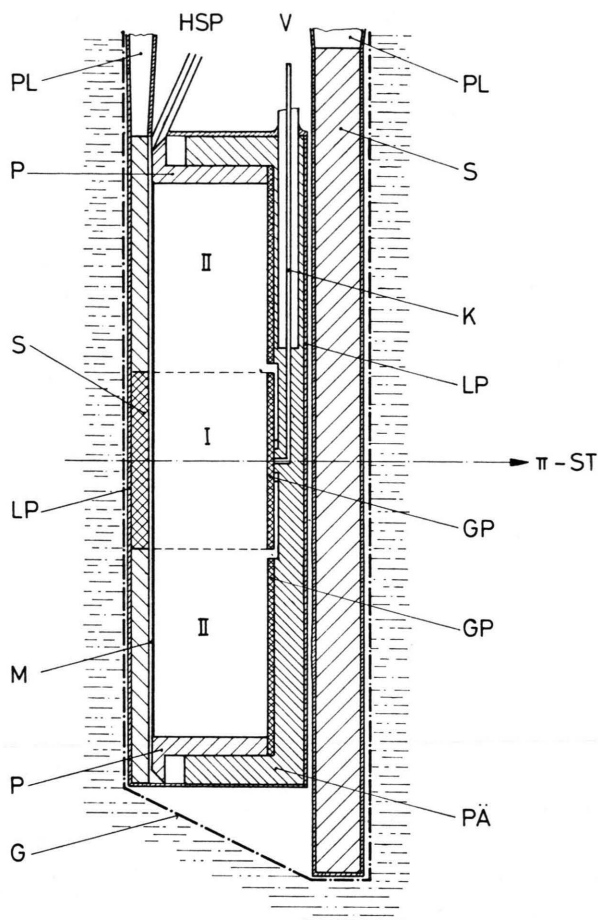


Abb. 3. Ionisationskammer zur Messung der Energiedosis (Schnitt). PL = Plexiglas-Lichtleiter, HSP = Hochspannung zur Polarisierung der Kammer, GP = gewebeäquivalente Plastik, M = Mylarfolie 0,03 mm dick; Seite gegen S3: Al bedampft; Seite gegen Kammer: Aquadac-Schicht, P = Plexiglas, LP = lichtdichte Plastikhülle, G = wasserdichte Hülle (Kautschuk), V = Kabel von Kollektor zum Verstärker, I = empfindliches Volumen der Kammer, II = „Schutzring“-Volumen.

gewebeäquivalenten Plastik<sup>37</sup>, Polyäthylen und aus dem Material des Plastiksintillators S<sub>3</sub>. In bezug auf die beschriebenen Absorptionsprozesse sind die beiden letzteren Materialien mit Muskelgewebe „äquivalent“, da die Reaktionen im Kohlenstoff und Sauerstoff wegen der  $\alpha$ -Struktur der beiden Kerne weitgehend dieselben sind. Das Gleichgewicht für die sekundären  $\alpha$ -Teilchen<sup>38</sup> stellt sich bereits in Wandstärken von  $< 0,05 \text{ g/cm}^2$  ein.

<sup>35</sup> L. H. GRAY, Proc. Roy. Soc. A **122**, 647 [1929].

<sup>36</sup> Physical Aspects of Irradiation, Recommendations of the International Commission of Radiological Units and Measurements, Handbook **85**, US Dept. of Commerce, National Bureau of Standards.

<sup>37</sup> Schwach leitfähige Plastik der atomaren Zusammensetzung  $[\text{C}_5\text{H}_{40}\text{O}_{18}\text{N}]$ .

<sup>38</sup> Angenommene maximale Energie der  $\alpha = \sim 25 \text{ MeV}$ .

Die Kammer überdeckte das gesamte Strahlprofil, jedoch wurde die Dosis nur im zentralen Teil I (30 mm  $\phi$ ) gemessen. Durch den äußeren Schutzring II (100 mm  $\phi$ ) erzielt man im empfindlichen Teil der Kammer ein homogenes, paralleles Feld. Dadurch, daß Szintillator 3 die vordere Kammerwand bildet, war außerdem gewährleistet, daß die Geometrie zur Dosismessung und zur Messung der Stopprate in der Kammer identisch waren. Die Gesamtdicke, in der die Zahl der stoppenden  $\pi$ -Mesonen gemessen wurden (in der vorderen und hinteren Kammerwand) betrug 0,67 g pro cm<sup>2</sup>. Bei Messungen im BRAGG-Maximum war das primäre  $\pi$ -Mesonenfeld über die Gesamtdicke der Kammer nicht konstant, jedoch über dem Gasvolumen, das nur einer „Absorberdicke“ von 0,0025 g/cm<sup>2</sup> entspricht.

Mit dieser Ionisationskammer wurde im Bereich der Reichweite der  $\pi$ - und  $\mu$ -Mesonen die Energiedosis<sup>38a</sup> gemessen, wobei sowohl Wasser als auch Polyäthylen als variabler Absorber benutzt werden. Ziel der Messungen war unter anderem, den Anteil der Energiedosis, der durch den Kernprozeß der  $\pi^-$  ausgelöst wurde (im folgenden kurz „Kerndosis“) separat neben der Dosis der stoppenden Mesonen

	$\pi$	$\mu$	e	
Positive Partikel	90	7	3*	Reichweitenverteilung Dosiskurven Messungen nach SOERGEL
	89	8	3	
	84	13	<3	
Negative Partikel	71	14	15*	Reichweitenverteilung Dosiskurven Messungen nach SOERGEL
	70	15	15	
	67	11	22	

\* Die Reichweite für  $e(\pm)$  konnte nicht gemessen werden. Zahlen von Zeile „Dosiskurve“ wurden übernommen.

Tab. 3. Strahlenszusammensetzung in Prozenten.

(BRAGG-Kurve) zu bestimmen. Dies war durch Subtraktion der Dosis der positiven Mesonen von der Dosis der negativen  $\pi$ -Mesonen möglich. Die Diffe-

renzbildung der Dosen von positiven und negativen  $\pi$ -Mesonen setzte aber voraus, daß die  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Dosis auf gleiche Stopprate der Pionen nach Subtraktion des Dosisanteils der  $\mu$ -Mesonen und Elektronen normiert ist. Die Zusammensetzung der Strahlen und die Stoppraten sind aus den im vorhergehenden Abschnitt besprochenen Reichweitkurven bekannt. Die in Abb. 2 dargestellten Dosiskurven zeigen nach der  $\pi$ -Reichweite ein „Plateau“, das den  $\mu^+ + e^+$  zugeschrieben werden muß. Diese „ $\mu$ -Dosis“ erlaubt ebenfalls eine Abschätzung der Strahlenszusammensetzung; Tab. 3 faßt alle Abschätzungen über Zusammensetzung der benutzten  $\pi$ -Strahlen zusammen.

Abb. 4 zeigt die normierten Dosiskurven und die Differenz beider Dosen. Die „Kerndosis“ macht etwa 25% der Gesamtdosis in der BRAGG-Spitze aus. Das Verhältnis BRAGG-Maximum/Eintrittsdosis betrug 2,6 für die negativen und 1,8 für die positiven  $\pi$ -Mesonen.

Die absorbierte Energie/Gramm wurde in Beziehung zu der Stopprate/Gramm gesetzt, um die pro Einfang im Mittel absorbierte Energie zu bestimmen. Diese beträgt ca. 10 MeV/stoppenden  $\pi^-$ , wenn über die ganze Reichweitenkurve gemittelt wird<sup>39</sup>. Dieser Energiebetrag ist um einen Faktor 2–3 kleiner als die Werte, die von FOWLER<sup>7</sup> aus Daten der  $\pi^-$ -Einfangsterne<sup>40</sup> gewonnen wurden. Erste vorläufige Ergebnisse<sup>41</sup> an einem sehr ähnlichen  $\pi$ -Strahl lieferten Abschätzungen von ca. 20 MeV pro stoppenden  $\pi^-$ .

ERICSON<sup>42</sup> hat darauf hingewiesen, daß die mittlere Anregungsenergie der Kerne nach  $\pi^-$ -Absorption geringer ist, als aus älteren Sternstatistiken in der Gelatine von Kernemulsionen geschlossen wurde. Neuere Messungen der bei der  $\pi^-$ -Absorption in leichten Kernen auftretenden Nukleonenpaare weisen darauf hin, daß ein großer Teil der Ruheenergie der  $\pi^-$ -Mesonen nicht im absorbierenden Kern verbleibt. Über die im Kern verbleibende Anregungsenergie läßt das experimentelle Material keine endgültigen

<sup>38a</sup> Die Energiedosis ist auf Muskelgewebe bezogen. Die Ionisationskammer wurde mit der  $\gamma$ -Strahlung einer Co<sup>60</sup>-Quelle geeicht. Das Verhältnis  $(dE/dx)_{\text{Gewebe}} : (dE/dx)_{\text{Luft}}$  beträgt für 78 MeV  $\pi$ -Mesonen 1,35, ( $S_m$  für Co<sup>60</sup> 1,33) für 1 MeV  $\pi$ -Mesonen und für 8–9 MeV  $\alpha$ -Teilchen ca. 1,20. Meßfehler wegen Änderungen von  $dE/dx$  mit der Energie betragen ca. 7%, wegen der nicht genau gleichen atomaren Zusammensetzung der Kammerwände und des Muskelgewebes weitere 7%. Unter Berücksichtigung des Eichfehlers der Co<sup>60</sup>-Quelle bleibt der Gesamtfehler unterhalb 20%.

<sup>39</sup> Es wird jedoch nicht über das ganze Profil gemittelt. Aus der Kammer (Volumen I) herausgestreute und seitlich stoppende  $\pi^-$  gehen für die Dosismessung verloren, werden aber als Stop-Ereignis registriert.

<sup>40</sup> Ca. 25% aller Einfänge liefern keine Sterne in Kernemulsionen.

<sup>41</sup> J. BAARLI u. K. GOEBEL, Properties of high-energy beams from a 600 MeV Synchrocyclotron, XI. Intern. Congress of Radiology, Rome 22–28 Sept. [1965].

<sup>42</sup> T. ERICSON (persönliche Mitteilung) schätzt die mittlere Kernanregung auf ca. 20 MeV.



Schlüsse zu <sup>43</sup>. Eine örtliche Absorption von nur 10 MeV pro stoppendem  $\pi^-$  ist nicht im Widerspruch zu anderen experimentellen Ergebnissen.

Bei unseren ersten vorläufigen Messungen sind jedoch apparative Schwierigkeiten nicht auszuschließen. Es könnte sein, daß der den schweren Fragmenten zuzuschreibende Energiebetrag von der Ionisationskammer nur zum Teil gemessen wird. Es ist deshalb geplant, im nächsten Experiment den Fülldruck der Kammer zu variieren und in einem größeren Feldstärkenbereich zu messen.

Obwohl die Energie-Dosis im Maximum möglicherweise zu niedrig gemessen wurde, stellt bereits eine um den Faktor 2,6 höhere Herddosis im Vergleich zur Eintrittsdosis — selbst ohne Berücksichtigung der Strahlenqualität — einen bedeutenden Fortschritt gegenüber den bisher in der Therapie verwendeten Strahlungstypen dar.

### V. Bestimmung des Dosisäquivalents

Der zur Berechnung des Dosisäquivalents benutzte Qualitätsfaktor (siehe Abschnitt I) ist als Funktion des linearen Energieübertragungsvermögens ( $L_e$ ) definiert <sup>3</sup>. Das  $L_e$  läßt sich mit verschiedenen Methoden bestimmen, die alle auf einer Messung der Ionisationsdichte, sei es in Gasen <sup>52</sup>, Flüssigkeiten <sup>53</sup> oder festen Körpern <sup>54</sup> beruhen. Die Rekombination der in einer Ionenkolonne gebildeten positiven und negativen Ionen hängt stark von deren spezifischer Dichte und damit vom  $L_e$ -Wert der Strahlung ab.

Nach JAFFÉ <sup>55</sup> ist in einem gewissen Druck- und Feldstärkenbereich der Log. des Ionenstromes eine lineare Funktion des Log. der Feldstärke. Wir benutzten eine von SULLIVAN <sup>56</sup> entwickelte gewebeäquivalente Parallelplattenkammer, gefüllt mit gewebeäquivalentem Gas ( $\sim 10$  Atm.) bei Feldstärken von ca. 60 bis 1000 V/cm. Der Faktor  $n = \log I / \log V$  ist seinerseits proportional dem Qualitätsfaktor der Strahlung. Eichwerte für diesen Rekombinationsindex  $n$  wurden mit definierten Strahlenquellen ( $\gamma$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ) erhalten; sie liegen alle innerhalb der Meßfehler auf einer Geraden. Mit einer Parallel-Plattenkammer (Gesamtdicke in Strahlrichtung 1,6 g/cm<sup>2</sup>) wurde in beiden  $\pi$ -Mesonenstrahlen bei mehreren Absorberstärken Messungen des Rekombinationsindex  $n$  durchgeführt. Tab. 4 enthält die Ergebnisse für die aus  $n$  gewonnenen Qualitätsfaktoren in Abhängigkeit der Absorberdicke. Die höchsten QF wurden bei 19–20 g/cm<sup>2</sup> Absorbertiefe für  $\pi^-$  gemessen.

Es wurde im selben Experiment auch ein von ROSSI und ROSENZWEIG <sup>57</sup> entwickelter gewebeäquivalenter Proportionalzähler zur Messung des linearen Energieübertragungsvermögens verwendet. Die  $L_e$ -Spektren für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  sind in Abb. 5 dargestellt. Die Kurve für  $\pi^-$  hinter 18 g/cm<sup>2</sup> Polyäthylen zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei hohen  $L_e$ -Werten ( $\sim 60 - 90$  keV/ $\mu$ ), während bei den anderen Spektren keinerlei Anhaltspunkte für die Bevorzugung hoher  $L_e$ -Werte zu sehen sind. Der  $L_e$ -Wert für das Maximum entspricht für ein  $\alpha$ -Teilchen einer Energie von 5–6 MeV.

<sup>43</sup> Neue Messungen von CERNIGOI (persönliche Mitteilung) an Kohlenstoff zeigten, daß nur 50% aller stoppenden  $\pi^-$ -Mesonen ein Nukleonpaar erzeugen (Nucleonenenergie  $> 25$  MeV) und daß eine erhebliche Anregungsenergie (ca. 70 MeV) im Restkern zurückbleibt. Nach Messungen von VARFOLOMEEV <sup>44</sup> ist eine mittlere Anregungsenergie von ca. 30–40 MeV pro Einfang zu erwarten. Daß bei O und C auch der Restkern und nicht nur ein Nukleonpaar beteiligt ist, zeigen Emulsionsdaten von VARFOLOMEEV <sup>45</sup> und MASSUE <sup>46</sup>. Dagegen unterstützen die Ergebnisse von DEMIDOV et al. <sup>47</sup>, DAVIES et al. <sup>48</sup> und NORDBERG et al. <sup>49</sup> die theoretischen Vorstellungen <sup>50</sup>, wonach die Absorption nur ein Nukleonpaar betrifft und der Restkern nur eine geringe Anregung erfährt (vgl. auch Ref <sup>51</sup>).

<sup>44</sup> A. T. VARFOLOMEEV, Sov. Phys. JETP **15**, 496 [1962].

<sup>45</sup> A. T. VARFOLOMEEV, Sov. Phys. JETP **15**, 505 [1962].

<sup>46</sup> J. P. MASSUE, Absorption des mésons  $\pi^-$  à l'arrêt dans les noyaux légers de l'émulsion ionographique accompagnée de l'émission du fragment <sup>8</sup>Li, Thèse, Université de Strasbourg 1964.

<sup>47</sup> U. S. DEMIDOV, U. T. KIRILLOV-UGRYUMOV, A. K. PANISOV, V. P. PROTASOV u. F. M. SERGEEV, Sov. Phys. JETP **17**, 773 [1963].

<sup>48</sup> H. DAVIES, H. MUIRHEAD u. J. N. WOULD, ULDP-Report No. 25, University of Liverpool 1965.

<sup>49</sup> M. E. NORDBERG, K. E. KINSEY u. R. L. BURMAN, Two-Nucleon Emission Following Absorption of Stopped Negative Pions, NYO-Report [1966].

<sup>50</sup> D. S. KOLTUN u. A. REITAN, Phys. Rev. **141**, 1413 [1966]. — T. ERICSON, Phys. Rev. Letters **2**, 278 [1962].

<sup>51</sup> V. M. KOLYBASOV, The Capture of Stopped  $\pi^-$ -Mesons by light Nuclei, ITEF-Reports No. 376 and 264 [1965].

<sup>52</sup> M. ZIELCZYNSKI, Recombination Method for Determining the Linear Energy Transfer of Mixed Radiation, Neutron Dosimetry **II**, 397 [1963], IAEA, Vienna.

<sup>53</sup> ST. CHARALAMBUS, in Vorbereitung für Publikation in Nucl. Instr. Methods. — D. BLANC, J. MATHIEU, P. VERMANDE u. L. TORRES, Health Phys. **11**, 63 [1965].

<sup>54</sup> M. R. RAJU, UCRL-16354, Aug. [1965].

<sup>55</sup> G. JAFFÉ, Ann. Phys. Leipzig (Folge 5) **1**, 977 [1929]. — G. JAFFÉ, Phys. Z. **30**, 849 [1929]. — G. JAFFÉ, Phys. Rev. **58**, 968 [1940].

<sup>56</sup> A. H. SULLIVAN u. J. BAARLI, CERN **63**, 17 [1963].

<sup>57</sup> H. H. ROSSI u. W. ROSENZWEIG, Radiology **64**, 404 [1955]. — R. S. CASWELL, Rad. Res. **27**, 92 [1966]; für Details siehe: T. OVERTON, CERN Int. Report DI/HP/85, The Measurement of LET Spectra — Theory and Practice, Genf 1966.

$\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ (Polyäthylen)	3,0	17,4	17,8	19,4	20,0	20,7	27,3
$\pi^+ \text{ n}$	0,054	0,063	0,063	0,072	0,043 *	0,070	0,072
QF	1,0	1,0	1,0	1,4	1,6 *	1,3	1,4
$\pi^- \text{ n}$	0,054	0,088	0,102	0,115	0,083 *		0,063
QF	1,0	1,8	2,8	3,5	3,8 *		1,0

\* Diese Werte wurden mit einer 9-Plattenkammer = 4 g/cm<sup>2</sup> Dicke durchgeführt (andere Eichkurve), während alle anderen Messungen mit einer 3-Plattenkammer = 1,6 g/cm<sup>2</sup> gemacht wurden.

Tab. 4. Werte von „n“ und zugehörigen Qualitätsfaktoren für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  in Polyäthylen.

## VII. Diskussion der Ergebnisse und künftige Möglichkeiten

Aus dem Vergleich der Energiedosen von  $\pi^-$ - und  $\pi^+$ -Strahlen konnte ein Anteil der Kerndosis im stoppenden  $\pi^-$ -Strahl von ca. 25–30% ermittelt werden. Dieser zunächst nicht sehr bestimmend erscheinende Anteil erhält seine Bedeutung durch die ganz wesentliche Erhöhung des mittleren QF von 1,6 (für  $\pi^+$  im BRAGG-Max.) auf etwa 3,8. Das bedeutet, daß die Kerndosiskomponente einen mittleren QF von mindestens 8–10 haben muß. Mit dieser Abschätzung im Einklang ist das mit dem ROSSI-

Zähler gemessene  $L_e$ -Spektrum. Ein  $L_e$  von 60 bis 90 keV/ $\mu$  und damit korrespondierend eine mittlere  $\alpha$ -Energie von ca. 6 MeV entspricht einem Qualitätsfaktor von ca. 8–10. Die zur Messung benutzte Kammer ist keine ideale „Gray-Kavität“ in bezug auf die  $\pi^-$ -Strahlung, denn ein gewisser Teil der in der Kammer gemessenen schweren Bruchstücke ist im Füllgas selbst erzeugt worden. Die Umrechnung von der absorbierten Energie in Luft auf absorbierte Energie in der Kammerwand ist allein mit dem Verhältnis der Bremsvermögen wegen der speziellen Einfangprozesse nicht möglich.

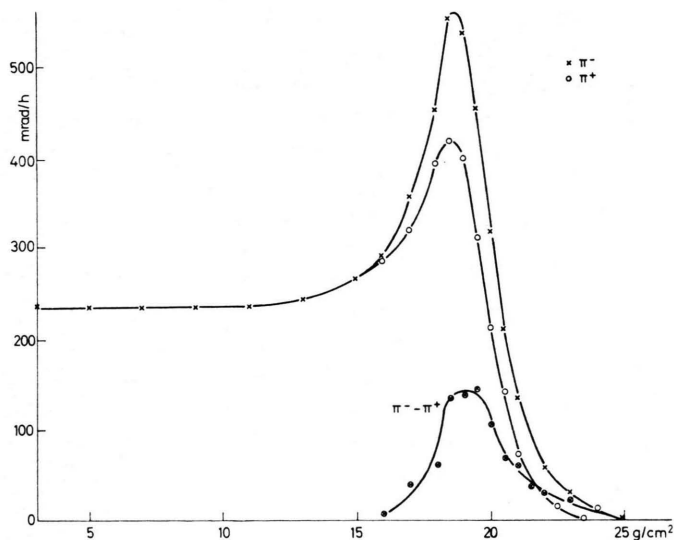


Abb. 4. Energiedosis für positive und negative  $\pi$ -Mesonen. Kurven für negative  $\pi$ -Mesonen auf Zahl der positiven  $\pi$ -Mesonen normiert,  $\pi^- - \pi^+$  Differenz der Energiedosen.

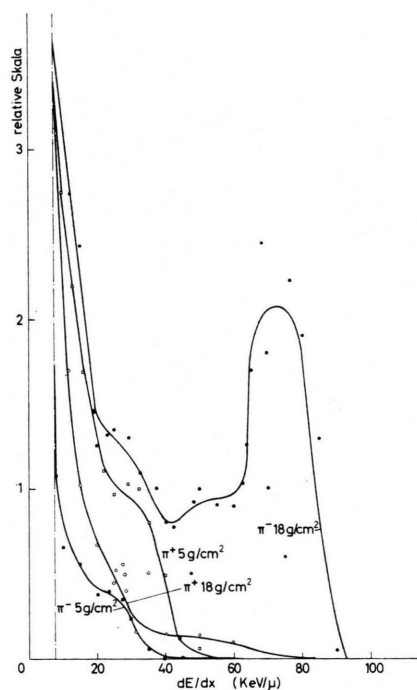


Abb. 5. Spektrum des linearen Energieübertragungsvermögens für positive und negative  $\pi$ -Mesonen bei jeweils 5 und 18 cm Absorberdicke. Maximum für 60–90 keV/ $\mu$  entspricht mittlerer  $\alpha$ -Energie von 6 MeV.

ACETO<sup>58</sup> rechnet die in einem Halbleiterzähler gemessene absorbierte Energie mit Hilfe des Verhältnisses der Bremsvermögen auf Gewebedosis um. Dieses Verfahren ist wegen der Nichtberücksichtigung der Kernprozesse in beiden Materialien nicht sehr aussichtsreich. Das von ACETO angegebene Energie-Dosis-Verhältnis (Maximaldosis/Eintrittsdosis = 17) ist deshalb nicht zum Vergleich mit unseren Ergebnissen herangezogen worden. Die Dosisüberhöhung im „Herd“ um einen Faktor 2,5–3 entspricht den Werten, die in Berkeley mit Ionisationskammern gefunden wurden. Die in NaJ-Kristallen gemessene Energiedosis<sup>59</sup> läßt sich nicht auf eine Energiedosis in Gewebe umrechnen, da die beim  $\pi^-$ -Einfang ausgelösten Kernprozesse in beiden Materialien sehr verschieden sein können.

Die bisherigen Messungen für das Dosisäquivalent vergleichen sich jedoch sehr günstig mit Dosisverhältnissen, die mit anderen Strahlentypen erzielt wurden. So erzeugen stoppende  $\alpha$ -Teilchen und Protonen höchstens einen Überhöhungsfaktor zwei. FOWLER hat für negative  $\pi$ -Mesonen und andere Strahlungstypen

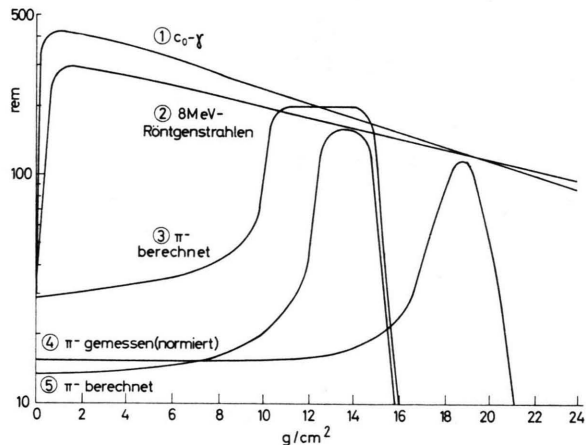


Abb. 6. Kurven für Dosisäquivalent verschiedener Strahlungstypen.  $\pi^-$ -Kurven 10–15 cm bzw. 12,5–15 cm Reichweite von FOWLER<sup>7</sup> für  $6 \cdot 10^8$  bzw.  $3 \cdot 10^8$  Partikel berechnet.  $\pi^-$ -Mesonenkurve mit 18 cm Reichweite aus diesem Experiment: Wert auf gleiche  $\pi^-$ -Mesonenzahl ( $3 \cdot 10^8$ ) normiert. [Dosisäquivalentwerte = Energiedosis (Abb. 4)  $\times$  Qualitätsfaktorwerte (Tab. 4)].

die in Abb. 6 dargestellten Tiefendosiskurven von  $\pi^-$  berechnet (Kurven 3 und 5), Kurve 4 zeigt das von uns gemessene Dosisäquivalent zum Vergleich. Die Darstellung unterstreicht noch einmal, daß die  $\pi^-$ -Mesonen allen anderen Strahlungstypen wegen ihres sehr günstigen Verhältnisses von Herddosis zur Eintrittsdosis weit überlegen sind. Trotz Verbreiterung des Strahles infolge der COULOMB-Streuung haben die  $\pi^-$ -Mesonen die absolut günstigste Herdwirkung im Vergleich zur Schädigung des umgebenden Gewebes<sup>7</sup>. Das Verhältnis von Herd zu Umgebungsdosis kann nur dann wesentlich verbessert werden, wenn Strahlen mit niedrigerer  $\pi^-$ -Energie und kleinerem  $\Delta P/P$  erzeugt werden können.

Wegen der bereits besprochenen Schwierigkeiten bezüglich der Energiedosisbestimmung mit Hilfe der BRAGG–GRAY-Relation wäre es sehr wünschenswert, die Energiedosis in gewebe-äquivalentem Gas oder Flüssigkeit direkt zu messen. Dies ist nur möglich, wenn die Stopprate im Gas (oder in der Flüssigkeit) groß ist im Vergleich zur Stopprate in Kammer oder Gefäßwänden. Es ist deshalb geplant, die Energiedosis in einer gewebeäquivalenten Ionisationskammer in Abhängigkeit vom Gasdruck zu messen. Für Messungen in einer Flüssigkeits-Ionisationskammer sind die gegenwärtigen Strahlintensitäten zu gering.

Biologische Experimente zur Bestimmung des RBW-Faktors wären möglich, wenn 10- bis 30-fach höhere Strahlintensitäten zur Verfügung ständen. Für therapeutische Anwendung sollten die Intensitäten sogar um einen Faktor 100–500 größer sein, da man aus praktischen Gründen Bestrahlungen nicht über eine halbe Stunde ausdehnen kann und pro Applikation 100–1000 rem im Herd erzielt werden sollten.

Welche Möglichkeiten bieten sich nun, solch große  $\pi^-$ -Mesonenintensitäten zu erhalten? Beim Genfer Synchro-Zyklotron könnten durch bessere Ausnützung der erzeugten  $\pi^-$ -Mesonen möglicherweise um einen Faktor 2 größere Intensitäten gewonnen werden. Durch Erhöhung des internen Synchro-Zyklotronstromes oder der Repetitionsfrequenz könnten Steigerungen erzielt werden, die biologische Experimente ermöglichen bzw. erleichtern würden. Neue Konzeptionen, wie sie z. B. beim Hochstromzyklotron in

<sup>58</sup> H. ACETO, UCRL-11482 [1964]. — C. RICHMAN, H. ACETO, JR., M. R. RAJU u. B. SILWART, UCRL-11302 [1965].

<sup>59</sup> G. M. TISLJAR-LENTULIS, Eine Untersuchung negativer  $\pi^-$ -Mesonen mit Hinblick auf ihre Verwendbarkeit in der Strahlentherapie, BNL 8924 [1965]. — G. M. TISLJAR-LENTULIS, Radiol. Res. Soc. Meeting 23–26 May 1965.

Zürich<sup>61</sup> verwirklicht werden sollen, lassen Steigerungen der  $\pi$ -Mesonenintensität um mindestens zwei Größenordnungen erwarten<sup>61</sup>. Solche „Mesonenfabriken“ dürften also in absehbarer Zeit bereits die technischen Voraussetzungen für eine  $\pi$ -Mesonen-

therapie bieten. Um so mehr ist es notwendig, in der Dosimetrie der  $\pi$ -Mesonen weitere Fortschritte zu machen, um auch von dieser Seite für die Anwendung der  $\pi$ -Mesonen in Biologie und Medizin gerüstet zu sein.

<sup>60</sup> J. P. BLASER, Report, Eidg. Techn. Hochschule, Zürich 1964.

<sup>61</sup> F. T. HOWARD u. N. VOGT-NIELSEN, CERN-Report **63**, 19 [1963].

## NOTIZEN

### Zur Deutung des Hertzsprung–Russell-Diagramms<sup>1</sup>

H. KIENLE

(Z. Naturforschg. **21** a, 1819–1820 [1966]; eingegangen am 3. März 1966)

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

Die ersten Klassifikationen der Sternspektren gründeten sich auf Farben und Linienintensitäten. Nachdem erkannt worden war, daß die Temperatur der wesentliche Parameter ist, der den physikalischen Zustand der Sterne beschreibt (H. C. VOGEL), ergab sich eine Umstellung der mit den Buchstaben des Alphabets bezeichneten Harvard-Klassen, wenn man sie kontinuierlich abnehmenden Temperaturen zuordnen wollte. Das führte zu der bekannten, nur auf diesem historischen Hintergrund verständlichen Reihe

O B A F G K M

Parallel mit den rein auf die Beschreibung der Zustände zielenden Überlegungen gingen andere, die die Spektralklassen als Repräsentanten verschiedener Entwicklungsstufen der Sterne, die nach fallenden Temperaturen angeordnete Reihe also zeitlich als Abkühlungsreihe verstanden wissen wollten. Daher stammt noch die Unterscheidung „frühe“ (für OBA) und „späte“ (für KM) Typen.

Als E. HERTZSPRUNG (1905/07) in der Leuchtkraft einen zweiten Parameter entdeckte, sprach er zunächst nur von einer „bilinearen“ Reihe der Farben, ohne sich auf eine Richtung der Entwicklung festzulegen. Erst H. N. RUSSELL griff (1914) den schon von N. LOCKYER (1887) geäußerten Gedanken eines „aufsteigenden“ und „absteigenden“ Astes auf und wurde so zum Vater der „Riesen–Zwerg-Theorie“ der Sternentwicklung. Das HERTZSPRUNG–RUSSELL-Diagramm (HRD) bekam dadurch ein Doppelgesicht: seiner eigentlichen Natur nach ein reines Zustandsdiagramm – mit den Variablen Leuchtkraft und Spektraltypus (bzw. Farbe oder

effektive Temperatur) –, das die in der Natur wirklichen Zustände darstellt, wurde es nun auch als Entwicklungsdiagramm betrachtet, in dem die Lebenswege der Sterne eingezeichnet sind. Dabei wurde vielfach übersehen, daß eine solche „Umordnung des räumlichen Nebeneinanders in ein zeitliches Nacheinander“ (H. KIENLE, AG Leipzig 1924) einer zusätzlichen kosmogonischen Hypothese bedarf. Die das HRD beherrschende Zustandsgleichung („Masse – Leuchtkraft · Gesetz“ in der Sprache der Astronomen) muß ergänzt werden durch eine Weggleichung, d. h. ein Gesetz, nach dem die Zustandsänderungen erfolgen, in Analogie zu den Weggleichungen der Thermodynamik<sup>2</sup> (Isothermen, Adiabaten...).

In der Folge sind verschiedene solche Weggleichungen versucht worden. H. N. RUSSELL hat beispielsweise darauf aufmerksam gemacht, daß die Hauptreihe im HRD sehr nahe durch eine Kurve konstanter Mittelpunktstemperatur dargestellt werden könne und daß der aus EDDINGTONS Theorie seinerzeit folgende Wert  $T_c = 40$  Millionen Grad gerade die Temperatur sein könne, bei der die energieliefernden Kernprozesse im Innern des Sterns wirksam werden. Wie sich uns die Dinge um etwa 1930 darboten, ist dem Encyclopädie-Artikel<sup>3</sup> „Kosmogenie“ zu entnehmen, in dem die Doppelstruktur des HRD bildlich dargestellt ist.

Aus dem Masse–Leuchtkraft-Gesetz folgt zwangsläufig, daß eine Entwicklung längs der Hauptreihe nach unten, im Sinne der Riesen–Zwerg-Theorie, nur unter starker Massenabnahme möglich ist. Es entbehrt nicht eines gewissen Reizes, zu bemerken, daß E. WIECHERT schon 1921 auf der AG-Versammlung in Potsdam darauf hingewiesen hat, daß die Entwicklung eines Sternes unter Massenaufsammlung gerade in der umgekehrten Richtung erfolgen könne, als es die damals allgemein anerkannte RUSSELLSche Theorie wollte, während W. NERNST noch auf der AG-Versammlung in Breslau 1937 seine kosmogonischen Überlegungen auf die Behauptung stützte, die Astronomen hätten mit dem HRD „bewiesen“, daß die Entwicklung im Sinne Riese–Zwerg erfolge.

<sup>1</sup> Kurzfassung eines Vortrages im Colloquium des MPI für Physik und Astrophysik München, Februar 1965.

<sup>2</sup> Auf diese Analogie hat R. EMDEN in den Münchener Colloquien um 1918 hingewiesen.

<sup>3</sup> Enc. d. math. Wiss., Bd. VI, 2, B, 28 [1934].