

Die Küste

ARCHIV
FÜR FORSCHUNG UND TECHNIK
AN DER NORD- UND OSTSEE



3950-A-2012-00000095

Die Küste

ARCHIV
FÜR FORSCHUNG UND TECHNIK
AN DER NORD- UND OSTSEE

HERAUSGEBER:
DER KÜSTENAUSSCHUSS NORD- UND OSTSEE

Heft 26 - 1974

DRUCK UND KOMMISSIONSVERLAG:
WESTHOLSTEINISCHE VERLAGSANSTALT BOYENS & CO. HEIDE I. HOLST.

Anschriften der Verfasser dieses Heftes:

GIENAPP, Hans, Dr. rer. nat., 2053 Sahms bei Schwarzenbek, Auf den Wischhöfen 5;
RAPP, Egon, Ing. grad., 3 Hannover, Steintorstr. 6; REINHARD, Rüdiger, Dipl.-Phys.,
23 Kiel, Saarbrückenstr. 38; ROHDE, Hans, Dr.-Ing., Ltd. Regierungsbaudirektor, 2 Ham-
burg 13, Moorweidenstr. 14.

Die Verfasser sind für den Inhalt der Aufsätze allein verantwortlich.

Nachdruck aus dem Inhalt nur mit Genehmigung des Herausgebers: Küstenausschuß Nord-
und Ostsee, Vorsitzender Prof. Dr.-Ing. LAUCHT, Erster Baudirektor; Geschäftsführer:
Regierungsbaudirektor J. SINDERN, 23 Kiel 1, Feldstr. 251/253, gestattet.

Schriftleiter: Dr. habil. E. WOHLBERG, 225 Husum, Nissenhaus.

Inhaltsverzeichnis

ROHDE, Hans, Dr.-Ing., Ltd. Regierungsbaudirektor Ein Vergleich der Sturmfluten des Winters 1973/74 mit denen des Winters 1792/93	1
GIENAPP, Hans, Dr. rer. nat. Strahlabtrennung des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs	14
REINHARD, Rüdiger, Dipl.-Phys. Ein Verfahren zur quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen bei Messungen mit radioaktiven Tracern (I. Teil)	25
REINHARD, Rüdiger, Dipl.-Phys. RAPP, Egon, Ing. grad. Beschreibung einer Meßeinrichtung zur quantitativen Erfassung von Sand- wanderungsvorgängen an Brandungsküsten bei Messungen mit radioaktiven Tracern (II. Teil)	55
REINHARD, Rüdiger, Dipl.-Phys. Quantitative Messung der Sandwanderung an der Brandungsküste vor We- sterland/Sylt (III. Teil)	77

Ein Vergleich der Sturmfluten des Winters 1973/74 mit denen des Winters 1792/93

Von H a n s R o h d e

Z u s a m m e n f a s s u n g

Im Herbst 1973 kam es an der gesamten deutschen Nordseeküste kurz hintereinander zu mehreren schweren und sehr schweren Sturmfluten. Eine solche Häufigkeit von Sturmfluten mit derartig großen Scheitelhöhen ist selten, sie wurde in den letzten 100 Jahren nicht beobachtet. Zuletzt ist eine ähnliche Sturmfluthäufigkeit 1792 beobachtet worden. Damals gab es an der deutschen Nordseeküste nur sehr wenige Pegel. Nur von dem Pegel Hamburg-Niederbaum ist vom Ende des 18. Jahrhunderts heute noch umfangreiches Beobachtungsmaterial vorhanden. Die täglich beobachteten Hoch- und Niedrigwasserstände wurden in einer Hamburger Zeitung veröffentlicht. Dieses Material konnte jetzt statistisch ausgewertet werden. So ist ein Vergleich zwischen den Sturmfluten des Winters 1973/74 mit denen des Winters 1792/93 möglich.

S u m m a r y

During autumn 1973 several storm surges occurred all over the German North Sea coasts. High surges of similar frequencies are very rare. They were last observed in 1792. At that time only a few gauges existed at the German coast, one of them in Hamburg. The daily observed high- and low water levels were published in an old Hamburg newspaper. Thus, the 1973 storm surges can be compared with these of 1792.

1. Die Sturmfluten im Herbst 1973 an der deutschen Nordseeküste

Im Spätherbst 1973 traten an der deutschen Nordseeküste in kurzer Folge hintereinander mehrere Sturmfluten ein, von denen einige zu den schweren und sehr schweren gerechnet werden (DIETZE 1974 und LAUCHT 1974). Tabelle 1 gibt für einige Orte an der deutschen Nordseeküste die 5 höchsten Thw des Winterhalbjahres 1973/74 an. Zum Vergleich sind die Scheitelhöhen der Katastrophenflut vom 16. 2. 1962 angegeben, die für Büsum und Emden allerdings nicht das HHThw brachte¹. Für alle Sturmfluten ist in Tab. 1 auch die Höhe über MThw 1961/70 eingetragen. Um einen Vergleich mit früher angestellten statistischen Untersuchungen (ROHDE 1964a und 1968) zu ermöglichen, wurden für die 4 Pegel Hamburg, Cuxhaven, Büsum und Husum die Überschreitungen des Thw auch auf das 19jährige Mittel bezogen, wie es sich durch Extrapolation der Ausgleichsgeraden der Ganglinien der übergreifenden 19jährigen Mittel bis zur Jahresreihe 1965/83 ergibt. Die Unterschiede zwischen MThw 61/70 und MThw 65/83 sind gering, sie liegen zwischen 0 und 5 cm.

Es zeigt sich, daß die Scheitelhöhen der 5 Sturmfluten an den betrachteten Pegeln zwischen 219 cm (Norderney) und 351 cm (Hamburg) über dem jeweiligen MThw 61/70

¹ HHThw Emden 13. 3. 1906 PN + 1018 cm
HHThw Büsum 3./4. 2. 1825 PN + 1005 cm

liegen. Dabei liegen die in Tab. 1 genannten Pegel an völlig unterschiedlichen Punkten der Küste: Hamburg rd. 100 km landeinwärts der Mündung des Tidestromes Elbe, Cuxhaven unmittelbar an dessen Mündung, Büsum und Husum liegen an der Westküste, Norderney an der etwa von Westen nach Osten verlaufenden ostfriesischen Küste, Emden und Wilhelmshaven innerhalb von ausgedehnten Buchten dieser Küste. Entsprechend der unterschiedlichen Lage zu den die Sturmfluten jeweils hervorruhenden Stürmen waren an den verschiedenen Orten die jeweiligen Sturmfluten unterschiedlich hoch. In Emden, Norderney und Wilhelmshaven erreichte der Sturmflutscheitel am 19. 11. die größte Höhe, in Hamburg, Cuxhaven und Büsum am 6./7. 12. und in Husum am 14. 12..

Von den betrachteten Pegeln traten die größten Scheitelwerte über MThw, ebenso wie im Februar 1962, in Hamburg auf, da die Elbe in Richtung der nordwestlichen Winde verläuft, die in dem stromaufwärts immer schmaler werdenden Flußschlauch einen Aufstau hervorrufen. Die Höhe der jeweils höchsten der 5 Sturmfluten des Herbstes 1973 lag an den in Tab. 1 genannten 5 Orten, bei denen 1962 das HHThw eintrat, nur zwischen 37 und 67 cm unter der Höhe des Scheitels vom Februar 1962. Der kleinste Unterschied war in Hamburg festzustellen. Das ist nicht verwunderlich, denn während im Einflußbereich aller anderen in Tab. 1 aufgeführten Pegel – mit Ausnahme von Husum, wo die Deiche von 2 kleinen Kögen brachen – 1962 keine Deichbrüche zu verzeichnen waren, sind 1962 allein im Hamburger Gebiet 60 Deichbrüche eingetreten, 12 500 ha Land wurden überflutet (FREISTADT 1962). Zahlreiche weitere Deichbrüche und Überschwemmungen kamen am niedersächsischen Elbufer vor (KRAMER, LIESE, LÜDERS 1962). Alle diese Deichbrüche brachten eine Entlastung, so daß im Hamburger Stromspaltungsgebiet eine Kappung des

Tabelle 1

MThw und Sturmflutscheitelhöhen in cm über NN — 500 cm sowie Überschreitungshöhen des MThw an Pegeln im Bereich der deutschen Nordseeküste

Reihe, Datum	Emden		Norderney		Wilhelmshaven		Hamburg			Cuxhaven			Büsum			Husum		
	cm	ub 61/70	cm	ub 61/70	cm	ub 61/70	cm	ub 61/70	cm ub 65/83	cm	ub 61/70	cm ub 65/83	cm	ub 61/70	cm ub 65/83	cm	ub 61/70	cm ub 65/83
1961/70	635	0	615	0	671	0	682	0	2	645	0	5	651	0	3	654	0	0
1965/83	—	—	—	—	—	—	680	-2	0	640	-5	0	648	-3	0	654	0	0
16.2.62	976	341	912	297	1022	351	1070	388	392*	996	351	357*	994	343	347*	1021	367	369*
13.11.73	884	249	834	219	906	235	966	284	286	897	252	257	903	252	255	933	279	279
16.11.73	880	245	839	224	930	259	982	300	302	922	277	282	918	267	270	916	262	262
19.11.73	<u>942</u>	307	<u>863</u>	248	<u>955</u>	284	1000	318	320	906	261	266	909	258	261	902	248	248
6/7.12.73	906	271	849	234	943	272	<u>1033</u>	351	353	<u>939</u>	294	299	<u>934</u>	283	286	934	280	280
14.12.73	926	291	843	228	937	266	1005	323	325	922	277	282	919	268	271	<u>963</u>	309	309

PN = NN - 500 cm

*) bezogen auf das ausgeglichene MThw 1953/71

Sturmflutscheitels eintrat. Wenn 1962 die Deichbrüche an der Elbe nicht erfolgt wären und an keiner Stelle ein Überlaufen stattgefunden hätte, wäre der Sturmflutscheitel 1962 am Pegel Hamburg-St. Pauli einige Dezimeter höher aufgelaufen, wie Modelluntersuchungen des Franzius-Instituts der TU Hannover gezeigt haben (SIEFERT 1968).

Wenn auch bei den Sturmfluten des Herbstes 1973 die bisher beobachteten höchsten Sturmfluthöhen nicht erreicht wurden, so sind diese Sturmfluten doch aus einem anderen Grunde als besonders ungewöhnlich anzusehen, nämlich hinsichtlich der Häufigkeit des Auftretens derartig hoher Fluten unmittelbar nacheinander. Nach den bisherigen statisti-

schen Untersuchungen, die sich für Cuxhaven ab 1864 auf Unterlagen des Stellpegels und von 1899 bis 1966 des Schreibpegels beziehen (ROHDE 1968), also auf eine Reihe von 102 Jahren, ist für Cuxhaven damit zu rechnen, daß ein Thw von 257 cm über MThw nur mit einer Häufigkeit von 0,2 im Jahr auftritt oder alle 5 Jahre einmal. Es sind im Herbst 1973 aber 5 Thw eingetreten, deren Scheitel 257 cm oder mehr über MThw lagen und zwar innerhalb von 4 Wochen. In Husum, für das entsprechende statistische Auswertungen von 1906 bis 1963 vorliegen, beträgt die Überschreitungshäufigkeit für den Wasserstand von 248 cm über MThw 0,5 im Jahr oder alle 2 Jahre einmal (ROHDE 1964a). Dieser Wasserstand wurde 1973 aber fünfmal erreicht oder überschritten. Für Tönning, wo für die Zeit von 1875 bis 1963 eine entsprechende Statistik vorhanden ist, lassen sich keine Vergleiche anstellen, weil Tönning 1973 bereits im Schutze des Eidersperrwerks lag.

Eine derartige Häufigkeit von hohen Sturmfluten ist bisher in der Zeit, seit durch Pegelauzeichnungen jedes Thw bei Tage und bei Nacht erfaßt wird, noch an keinem Ort der deutschen Nordseeküste beobachtet worden. So trat die größte Zahl von Sturmfluten mit einer Höhe von mehr als 1,50 m über MThw in Cuxhaven im Jahre 1874 ein. Es handelte sich dabei um insgesamt 10 Fluten, davon lagen drei 2,50 m oder mehr über MThw (am 16. 12. 1873 250 cm, 20. 3. 1874 252 cm und 22. 10. 1873 259 cm)². 1922 traten 9 Fluten von 1,50 m und mehr über MThw ein, davon eine mit mehr als 2,50 m (am 2. 11. 1921 258 cm), 1896, 1905 und 1955 lagen je 8 Fluten 1,50 m oder mehr über MThw, davon 1896 zwei 2,50 m und mehr (6. 12. 1895 261 cm, 7. 12. 1895 265 cm), 1905 eine (9. 11. 1905 258 cm), 1955 lag die höchste Flut nur 245 cm über MThw. 1878, 1881, 1916 und 1962 gab es je 7 Fluten von 1,50 m und mehr über MThw, davon 1881 und 1916 je zwei, 1962 eine und 1878 keine über MThw + 2,50 m (ROHDE 1968). Für Tönning liegt die Statistik erst ab 1876 vor. 10 Sturmfluten von 1,50 m über MThw oder mehr traten dort 1878 auf, von denen aber keine 2,50 m über MThw erreichte. Von den 8 Sturmfluten von mehr als 1,50 m über MThw im Jahre 1926 lagen drei 2,50 m darüber. Jeweils 2 Sturmfluten im Jahr lagen in Tönning 2,50 m oder mehr über MThw in den Jahren 1881 (8 über 1,50 m), 1912 (4 über 1,50 m), 1916 (9 über 1,50 m), 1918 (6 über 1,50 m) und 1936 (4 über 1,50 m) (ROHDE 1964a). Macht man die gleiche Auswertung für Cuxhaven für den Winter 1973/74, so ergeben sich bei Bezug auf das mit PN + 640 cm angenommene ausgeglichene 19jährige MThw 1965/83 7 Sturmfluten, deren Scheitel 1,50 m oder mehr darüber lagen, davon fünf 2,50 m oder mehr. Diese Sturmfluten traten alle in der kurzen Zeit vom 13. November bis 17. Dezember 1973 ein.

Schon diese wenigen Zahlen zeigen, daß die Sturmflutfolge des Spätherbstes 1973 ein Ereignis war, wie es in den letzten 100 Jahren an der deutschen Nordseeküste noch nicht vorgekommen ist. Wenn die Sturmflutserie vom Herbst 1973 auch als ein außerordentlich seltenes Ereignis angesehen werden muß, so hat es doch im Laufe der Jahrhunderte gelegentlich auch schon Serien kurz hintereinander auftretender schwerer Sturmfluten gegeben, die durch schriftliche Zeugnisse belegt sind (ROHDE 1964 a und b). Für diese trifft im allgemeinen die Aussage zu, daß keine genauen Daten über sie vorhanden sind, die eine statistische Auswertung zulassen (LAUCHT 1974). Eine Ausnahme bildet jedoch die Sturmflutserie des Winters 1792/93, für die für Hamburg auswertbare Wasserstandsangaben vorliegen. Im folgenden soll diese Sturmflutperiode näher untersucht und mit den Sturmfluten des Herbstes 1973 verglichen werden.

² Als Jahr ist hier stets das Abflußjahr vom 1. 11. bis 31. 10. gemeint. Danach gehören die Fluten vom Herbst 1973 in das Abflußjahr 1974.

2. Die Sturmfluten des Winters 1792/93 in Hamburg

Der älteste Pegel im Gebiet der deutschen Nordseeküste, für den langjährige exakte Beobachtungswerte vorhanden sind, ist der Pegel Hamburg-Niederbaum. Der Pegel stand an der Einfahrt von der Elbe zum alten Binnenhafen, etwa 700 m elbeaufwärts des heutigen Pegels Hamburg-St. Pauli. Mit den Beobachtungen wurde auf Veranlassung von REINKE am 19. Januar 1786 begonnen. Vom 22. Januar 1786 bis zum 2. Januar 1808 sind für jeden Tag Eintrittszeiten und Höhen über Pegelnull des Thw und Tnw in der Zeitung „Hamburgische Adreß-Comtoir-Nachrichten“ veröffentlicht (ROHDE 1971). In den betreffenden Listen sind außerdem für jeden Tag Luftdruck, Temperatur morgens, mittags und abends sowie allgemeine Angaben über Wind und Wetter enthalten. Meistens folgt der Tabelle noch ein längerer Text mit einer Beschreibung der Wetter- und Wasserstandsverhältnisse. Da nach SIEFERT (1970) der Nullpunkt des Pegels Hamburg-Niederbaum bekannt ist, konnten alle Wasserstände auf das heutige PN = NN — 500 cm umgerechnet werden. Es war dadurch möglich, Jahresmittelwerte und langjährige Mittelwerte zu bilden und mit den heutigen Werten zu vergleichen (ROHDE 1971). Allerdings wurden nur die am Tage, im allgemeinen etwa zwischen 6 und 19 Uhr, eintretenden Scheitelwasserstände erfaßt. Nur bei außergewöhnlichen Wasserständen wurde die Pegellatte auch nachts abgelesen. Da bekannt war, daß im Winter 1792/93 sehr viele Sturmfluten aufgetreten sind, wurde versucht, aus den in den Adreß-Comtoir-Nachrichten veröffentlichten Angaben eine Sturmflutstatistik für dieses Winterhalbjahr aufzustellen. Mit Ausnahme des 8. 12. 1792 sind alle Thw, die am Tage eintraten, in den veröffentlichten Tabellen angegeben. In den beschreibenden Texten sind außerdem Angaben für die Nachthochwasser am 7. und 10./11. Dezember vorhanden. Im folgenden sollen für die Wochen mit den besonders schweren Sturmfluten die allgemeinen Beschreibungen der Witterungsverhältnisse wiedergegeben werden, wie sie in den Adreß-Comtoir-Nachrichten enthalten sind:

Woche vom 2. bis 8. Dezember 1792:

Sehr abwechselnde und ungestüme Witterung für die ganze Woche. Sonntag, Montag und zum Teil auch Dienstag hatten wir Frostwetter bey hohem Barometerstande und veränderlichem Winde. Am Dienstag Nachmittag fieng es an, stark aus WSW zu stürmen. Das Barometer war innerhalb 24 Stunden über 1 Zoll gefallen. Am Mittwoch Abend stand es bey völligem Thauwetter auf 27 Zoll 1 Lin. Es stürmte heftig und es traten hohe Fluthen ein. Donnerstag war das Barometer bey regnettem Wetter wieder etwas gestiegen, fiel aber am Freytag aufs neue. Die Witterung war sehr rauh, bey einem Sturme aus Westen. Dieser Wind brachte uns am Freytag Abend wieder eine hohe Fluth. Schnee, Hagel und Regen wechselten beständig miteinander ab. Heute (Sonnabend) ist das Barometer wieder mit einmal bis auf 28 Zoll gestiegen. Die Luft ist aber noch sehr unruhig. Es friert ein wenig.

Woche vom 9. bis 15. Dezember 1792:

Am Freytage, den 7ten December, hatten wir abends bey einem Sturm aus WNW eine Fluth von 17 Fuß. Der Sturm legte sich aber in der Nacht vom Freytage auf den Sonnabend. Am Sonnabend gieng der Wind plötzlich nach Westen über; das Barometer war plötzlich bis auf 28 Zoll gestiegen, nachdem es am Tage vorher noch auf 27 Z. 3 L. gestanden hatte. Dieses plötzliche Steigen und Fallen des Barometers hatten wir schon einmal in eben der Woche vom 4ten bis 5ten December erfahren. Nach Kopenhagener Briefen vom 8ten Dec. (s. hamb. Neue Zeit. vom 15. Dec.) war auch zu eben der Zeit das Barometer daselbst sehr tief gesunken und den Morgen darauf entstand ein sehr heftiger Orkan. Bey uns wehete es nach dieser großen Veränderung im Stande des Barometers heftig aus WSW.

Am Sonntage, den 9ten December, stürmte es stark aus SSW und das Barometer war aufs neue gefallen. Das Thermometer stand bey dieser Veränderung im Luftkreise unter dem Gefrierpunkt. Dabey regnete es oft. Am Montage, den 10ten, wehete der Wind eben nicht stark aus Westen, das Barometer stand zu Mittage auf 27 $\frac{1}{2}$ Zoll und das Thermometer zeigte 2 Grad über dem Gefrierpuncte. Gegen 5 Uhr Nachmittags drehete sich der Wind nach SW. Er fieng an, sehr heftig zu werden und ließ uns eine hohe Fluth vermuthen, wenn er etwa nach Norden übergehen sollte. Dieser Übergang erfolgte auch gegen 9 Uhr Abends und wir hatten in der Nacht vom Montag auf den Dienstag eine der höchsten Fluthen dieses Jahrhunderts. Das Wasser stieg bis auf 20 Fuß 5 bis 6 Zoll hoch an unserem Fluthmesser: also 3 bis 4 Zoll höher als am 22ten März 1791. Der Sturm wüthete die ganze Nacht hindurch und hat vorzüglich in unserer Gegend an Deichen vielen Schaden angerichtet. Auch am Dienstage wehete der Wind noch heftig aus WNW, das Barometer fiel aber nur unbedeutlich. Des Nachmittags ward die Luft etwas ruhiger und die Fluth stand nur bis auf 16 $\frac{1}{2}$ Fuß. Erst am Mittwoch gieng der Wind nach NW über, das Barometer war wieder etwas gestiegen. Es fieng an zu schneyen und vom Mittwoch auf den Donnerstag hatten wir eine gelinde Kälte. Donnerstag mäßiger Frost bei WSW Wind. Am Freytag wieder Tauwetter und des Abends Glatteis. Heute (Sonnabend) Regen und Wind aus WNW.

Für den Naturkündiger ist vorzüglich merkwürdig, daß die hohe Fluth in der Nacht vom 10ten auf den 11ten drey Tage vor dem neuen Monde und 10 Tage vor der Winter Sonnenwende oder dem kürzesten Tage eintraf. Der Mond stand ohngefähr in der mittleren Entfernung von der Erde und hatte eine beträchtliche nördliche Breite. Das Barometer änderte während des Sturms seinen Stand sehr wenig.

Woche vom 16. bis 22. Dezember 1792:

Einige Tage nach der stürmigten Witterung und den dabey sich ereignenden hohen Fluthen der vorigen Woche ward das Wetter etwas mäßiger, das Barometer fieng an zu steigen, die Luft gleichförmiger und alles schien auf Frost zu deuten, der sich auch wirklich am Sonntage, den 16ten, einstellte. Es froh den ganzen Tag über und hielt auch noch am Montage an. Allein am Montag Abend fieng das Barometer wieder an herunter zu gehen, die Luft ward trübe und der Westwind, der während des Frostwetters nur schwach gewehet hatte, fieng wieder an, heftiger zu werden. Es erfolgte Regen. Der Wind drehete sich am Dienstag Abend nach WSW, das Barometer fiel stark, es stürmte die ganze Nacht hindurch und am Mittwoch Morgen mit Sonnenaufgang gieng der Sturm in einen sehr heftigen Orkan über. Die stärksten Windstöße trafen zwischen 8 $\frac{3}{4}$ und 9 $\frac{1}{2}$ Uhr vormittags ein. Diese waren so heftig, daß sie in der Nachbarschaft auf dem platten Lande Häuser umwarfen und Bäume mit den Wurzeln aus der Erde rissen. In unserer Stadt selbst richtete der Orkan beträchtlichen Schaden an den Dächern der Häuser an. Der Stand des Barometers war um 9 Uhr Morgens 27 Zoll 1 $\frac{1}{2}$ Lin. Etwa eine Stunde nachher, wie sich der Sturm etwas legte, war der Stand 27 Z. 2 L., das Barometer stieg also während des Sturms. Am Mittwoch Nachmittag gieng der Wind, der noch immer heftig war, nach NW und am Donnerstag war er ganz Westen. Die Witterung blieb wie vorhin veränderlich. Heute (Sonnabend) ist die Luft weniger trübe als gestern und das Barometer ist seit gestern gestiegen.

Interessant sind in den zitierten Berichten die detaillierten Angaben über Luftdruck, Temperatur, Windrichtung und Windstärke. Mit Hilfe dieser Angaben und den in den gleichzeitig veröffentlichten Tabellen enthaltenen Werten könnte man das Wettergeschehen näher zu deuten versuchen und die Wetterlagen mit denen vom November/Dezember 1973 vergleichen, die von RODEWALD (1974) eingehend analysiert worden sind. Am Schluß des Berichtes über die Woche vom 9. bis 15. Dezember werden noch die höchsten Sturmfluten des 18. Jahrhunderts mit ihren in Hamburg festgestellten Scheitelhöhen angegeben, bezogen auf den Hamburger Fluthmesser. Diese Werte sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Wie aus Tabelle 2 hervorgeht, war die Flut vom 11. Dezember 1792 die höchste des 18. Jahrhunderts, sie war um 14 cm höher als die berühmte Weihnachtsflut 1717, bei der

Tabelle 2

Hohe Sturmfluten im 18. Jahrhundert in Hamburg

Datum	Fuß	Zoll	cm über NN — 500 cm
24./25. 12. 1717	20	0	1006
11. 9. 1751	20	2	1011
7. 10. 1756	20	5	1018
22. 3. 1791	20	2,5	1012
11. 12. 1792	20	6	1020

Tausende von Menschen in Norddeutschland umkamen. Daß der Sturmflutscheitel von 1717 in den Jahren 1751 und 1756 von Sturmfluten überschritten wurde, geht auch aus den Berichten Tönninger Organisten wie auch aus ehemaligen Sturmfluttafeln im Tönninger Hafen hervor (ROHDE 1964b). Man kann vermuten, daß nach den schweren Deichschäden, die die Katastrophenflut von 1717 gebracht hatte, die Deiche überall so verstärkt worden waren, daß in dem gleichen Ausmaß keine Deichbrüche bei den folgenden sehr schweren Fluten des 18. Jahrhunderts mehr eintraten. Dadurch wurden die Scheitel der Sturmfluten nicht in dem Maße gekappt, wie dies wohl 1717 an vielen Orten der Fall gewesen war, und es wurden überall höhere Scheitelwerte gemessen, als bei der eigentlichen Katastrophenflut, der Weihnachtsflut 1717. Immerhin ist bemerkenswert, daß im 18. Jahrhundert 5 Sturmfluten mit einer Höhe von mehr als 20 Fuß am Hamburger Flutmesser auftraten. Jeweils 2 derartige Fluten traten in sehr kurzen Zeitabständen nacheinander auf, 1751 und 1756, 1791 und 1792.

Tabelle 3 a

Beobachtete Thw von 1 m oder mehr über MThw am Pegel Hamburg-Niederbaum im Winter 1792/93

(nach Adreß-Comtoir-Nachrichten) MThw 1786/1807 = 650 cm NN — 500 cm

Datum	Uhrzeit	Tidehochwasser				% MThb
		Fuß	Zoll	cm NN — 500	cm über MThw	
16. Nov. 1792	7.00	11'	04''	758	108	59
20. Nov. 1792	9.30	11'	04''	758	108	59
5. Dez. 1792	9.55	12'	02''	781	131	72
6. Dez. 1792	10.14	13'	02''	810	160	88
7. Dez. 1792	11.16	11'	03''	755	105	58
7. Dez. 1792	(23.15)	17'	—	920	270	148
10. Dez. 1792	14.00	12'	02''	782	132	73
11. Dez. 1792	(2.30)	20'	06''	1020	370	203
11. Dez. 1792	15.12	16'	06''	906	256	141
12. Dez. 1792	16.05	15'	03''	870	220	121
15. Dez. 1792	6.30	11'	00''	748	98	54
19. Dez. 1792	9.45	13'	10''	829	179	98
21. Dez. 1792	10.56	11'	09''	769	119	65
22. Dez. 1792	11.22	11'	06''	762	112	62
29. Jan. 1793	7.25	11'	09''	770	120	66
24. Feb. 1793	16.20	12'	06''	791	141	77
26. Feb. 1793	18.00	13'	00''	805	155	85
3. März 1793	10.00	13'	06''	819	169	93
3. März 1793	18.00	18'	00''	949	299	164
4. März 1793	8.45	12'	06''	791	141	77

Wie von ROHDE (1971) mitgeteilt, wurden aus allen in den Adreß-Comtoir-Nachrichten enthaltenen Wasserstandsangaben Wasserstandslisten aufgestellt. Tabelle 3a gibt an, welche Thw im Winter 1793 (1. 11. 1792 bis 30. 4. 1793) 100 cm oder mehr über dem MThw eingetreten sind. Als MThw wurde der aus den von ROHDE (1971) dargestellten übergreifenden 19jährigen Mitteln der Zeit von 1786 bis 1807 gemittelte Wert von 650 cm über NN - 500 cm angenommen. Insgesamt hatten 19 Thw eine derartige Höhe. Davon traten allein 11 in der Zeit vom 5. bis 22. Dez. auf. Viermal wurde MThw um mehr als 250 cm überschritten, davon dreimal im Dezember.

Bei diesen Angaben ist zu beachten, daß mit Ausnahme der beiden besonders hohen Sturmfluten am 7. 12. und 11. 12. nur die bei Tage eingetretenen Scheitelwerte erfaßt worden sind. Die Beobachtungszeit lag in den Wintermonaten im allgemeinen zwischen 6 und 19 Uhr. Um einen Vergleich mit Beobachtungsreihen zu ermöglichen, bei denen jedes Thw erfaßt worden ist, wurde versucht, die vorhandenen Beobachtungen sinnvoll zu ergänzen. Zunächst wurden in die Wasserstandslisten die mutmaßlichen Eintrittszeiten für die fehlenden Thw und Tnw eingetragen. Dabei wurde die Flutdauer im Mittel mit

Tabelle 3 b

Vermutete Thw von 1 m oder mehr über MThw am Pegel Hamburg-Niederbaum im Winter 1792/93 (durch geradlinige Interpolation ermittelt)

Datum	Uhrzeit	Thw cm NN — 500	cm über MThw	% MThb
16. Nov. 1792	19.10	748	98	54
5. Dez. 1792	21.30	796	146	80
6. Dez. 1792	22.10	783	133	73
8. Dez. 1792	12.15	836	186	102
9. Dez. 1792	0.45	752	102	56
12. Dez. 1792	3.45	888	238	131
13. Dez. 1792	4.45	793	143	79
18. Dez. 1792	21.30	763	113	62
19. Dez. 1792	22.00	764	114	63
21. Dez. 1792	23.30	766	116	64
2. März 1793	20.00	762	112	62

etwa 5 Stunden, die Ebbedauer mit 7 Stunden und 30 Minuten angenommen. Zwischen jeweils 2 beobachteten, benachbarten Thw bzw. Tnw wurden die fehlenden Höhen des Thw bzw. Tnw geradlinig eingeschaltet. Nur zwischen dem 7. und 9. Dezember 1792 mußten je 2 Thw und Tnw eingerechnet werden, in allen anderen Fällen nur jeweils 1 Wert zwischen 2 benachbarten Scheitelwerten. Tabelle 3b gibt die so erhaltenen Thw für den Winter 1792/93 an, deren Höhe wahrscheinlich 1 m oder mehr über MThw gelegen hat. Es sind nochmals 10 Scheitelwerte, von denen 9 in den Dezember fallen. Nur 2 Thw lagen vermutlich zwischen 150 cm und 250 cm über MThw, die übrigen zwischen 100 cm und 150 cm über MThw.

Die so ermittelten Scheitelwerte sind in ihrer absoluten Höhe sicher nicht richtig, die Fehler mögen im Bereich von mehr als ± 10 cm liegen. Es ist aber wahrscheinlich, daß die meisten der auf die geschilderte Weise ermittelten Thw 1 m oder mehr über MThw gelegen haben. Selbst wenn einige der nur wenig über 100 cm über MThw angenommenen Scheitelwerte tatsächlich etwas darunter gelegen haben sollten, so liegen einige der übrigen eingeschalteten Scheitelwerte, wie Abb. 1 zeigt, so geringfügig darunter, daß die Möglich-

keit besteht, daß einige davon in Wirklichkeit etwas über dem willkürlich angenommenen Grenzwert von 100 cm über MThw gelegen haben. Es kann daher angenommen werden, daß die so für den Winter 1792/93 ermittelte Zahl der hohen Fluten insgesamt etwa richtig ist. Um diese Annahme noch zu erhärten, wurde ein Vergleich mit einer langjährigen Statistik angestellt. Aus einer Sturmflutzusammenstellung der Wasser- und Schifffahrtsdirektion Hamburg für die Zeit von 1901 bis 1965 wurde für Hamburg ausgezählt, daß von 326 Sturmfluten 200 oder 61 % zwischen 6.01 und 19.00 Uhr und 126 oder 39 % zwischen 19.01 und 6.00 Uhr eintraten. Von den Sturmfluten des Winters 1792/93 traten nach den Tabellen 3a und 3b 18 bei Tag (62 %) und 11 bei Nacht (38 %) auf. Von den 33 Thw, die nach Tabelle 4 im Winter 1974 100 cm über MThw eintraten, fielen 21 (64 %) in die Zeit zwischen 6.01 und 19.00 Uhr und 12 (36 %) zwischen 19.01 und 6.00 Uhr. Diese gute Übereinstimmung der Verhältniszahlen bestätigt, daß die Zahl der für den Winter 1792/93 interpolierten Sturmfluten ungefähr den tatsächlich eingetretenen entsprechen dürfte.

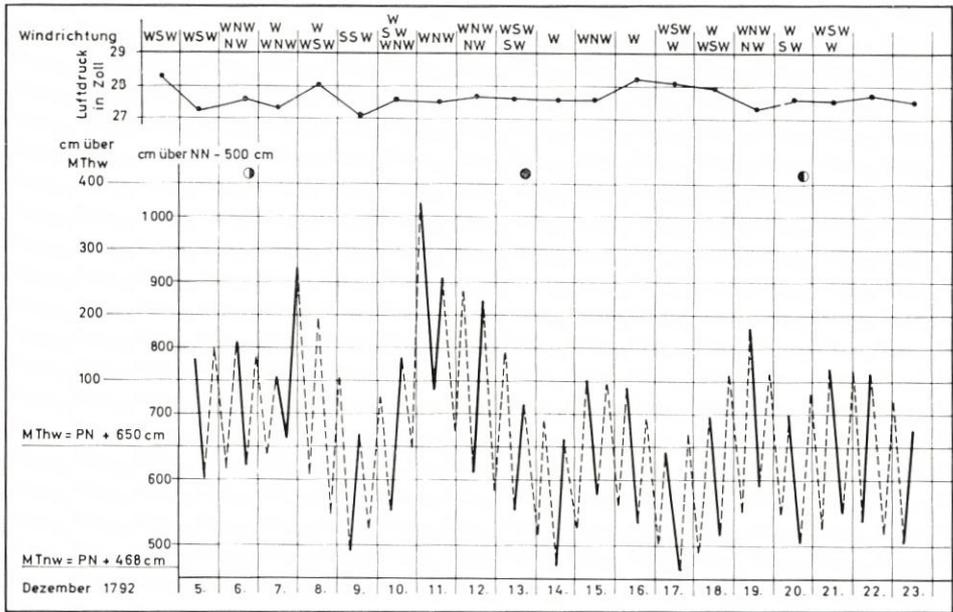


Abb. 1. Wasserstandsganglinie vom 5. bis 23. 12. 1792 (schematisiert)

Abbildung 1 stellt schematisiert den Tidezyklus in Hamburg für die Zeit vom 5. bis 23. 12. 1792 dar. Zwischen beobachteten Scheitelwerten wurden Flut- und Ebbeast als ausgezogene gerade Linien dargestellt, zwischen eingeschalteten Scheitelwerten wurden die betreffenden Äste der Tidekurven gestrichelt gezeichnet. Oben sind Luftdruckverlauf, Windrichtungen und Mondphase nach den Angaben der Adreß-Comtoir-Nachrichten angegeben.

Wie aus den Tabellen 3a und 3b hervorgeht, traten die meisten Sturmfluten des Winters 1792/93 im Dezember 1792 ein. Im November, Januar und Februar waren nur 5 unbedeutende Sturmfluten, von denen nur eine mehr als 1,50 m über MThw lag. Anfang März traten dann in kurzer Folge noch mindestens 3, wahrscheinlich sogar 4 hohe Thw auf, von denen eines die Scheitelhöhe von fast 3 m über MThw erreichte. Da an dieser

Sturmflutserie bemerkenswert ist, daß am 3. März morgens das Thw verspätet, das Thw am Abend aber etwa 3 Stunden zu früh eintrat, soll im folgenden noch der Bericht aus den Adreß-Comtoir-Nachrichten über die Woche vom 3. bis 9. März 1793 wiedergegeben werden. Für den 3. März fehlt in der Tabelle in den Adreß-Comtoir-Nachrichten die Angabe des Tnw, da es wohl nicht richtig ausgeprägt gewesen ist. Es hat hier wahrscheinlich ein ähnlicher Sturmflutverlauf vorgelegen wie am 23./24. Februar 1967.

Woche vom 3. bis 9. März 1793:

Vom Sonnabend auf den Sonntag die Nacht stürmte es sehr heftig. Der Sturm fing eigentlich schon den Sonnabend Nachmittag an und dauerte fast ununterbrochen 24 Stunden fort. Er war am stärksten den Sonntag Vormittag und einzelne Stöße waren völlig orkanartig. Die Fluth stieg dabey sehr hoch und das hohe Wasser hat selbst in unserem Haven durch die starken Windstöße theils an Schiffen, theils am Pfahlwerke des Havens beträchtlichen Schaden angerichtet. Das höchste Wasser traf den Sonntag Nachmittag um 6 Uhr ein, es sollte aber erst nach 8 Uhr erfolgen, stieg an unserem Fluthmesser bis auf 18 Fuß hoch; eine Höhe, die von der hohen Fluth vom 10. December des vorigen Jahres nur um 2 Fuß verschieden war. Das Barometer stand den Sonntag über sehr niedrig, fing indessen schon gegen Abend wieder an zu steigen und stand den Montag Mittag wieder auf 27 Z. 10 L.. Am Montage wehete der Wind noch ziemlich heftig und die Fluth stieg bis auf 12 Fuß und darüber. Dienstag und Mittwochen war die Witterung völlig frühlingmäßig. Am Mittwochen ward der Wind Ost und bald darauf NO. In der Nacht fror es ein wenig. Am Donnerstag war die Luft sehr trocken und klar, das Barometer stand hoch und am Freytag Morgen zeigte das Thermometer 7 Grad Kälte. Auch am Sonnabend war es kalt und rauh. Es schneyete etwas und der Himmel fing an, sich mit Wolken zu beziehen.

3. Vergleich der Sturmfluten des Winters 1973/74 mit denen des Winters 1792/93 für den Pegel Hamburg

Betrachtet man zunächst die Höhe der Sturmfluten, so muß darauf hingewiesen werden, daß der höchste Sturmflutwasserstand des 18. Jahrhunderts in Hamburg in den Herbst 1792 fällt. Diese Höhe lag 370 cm über dem langjährigen MThw. Der Sturmflut-scheitel am 17. Februar 1962 lag, ebenfalls bezogen auf das entsprechende 19jährige Mittel, in Hamburg nur 22 cm höher, der Scheitel der höchsten Sturmflut im Dezember 1973 (6./7. 12. 1973) lag dagegen 17 cm tiefer (Tabelle 1). Es ist als besonders bemerkenswert herauszuheben, daß 1792 die höchste Sturmflut zugleich in eine Periode sehr großer Sturmfluthäufigkeit fiel.

In Tabelle 4 sind alle Thw des Winterhalbjahres 1974 zusammengestellt, deren Scheitelwerte am Pegel Hamburg-St. Pauli 100 cm oder mehr über dem mit PN + 680 cm angenommenen MThw 1965/83 lagen. Im November lag Thw insgesamt 17mal 100 cm oder mehr über MThw, davon 7mal 150 cm und mehr, 3mal 250 cm und mehr. Für Dezember sind die entsprechenden Zahlen 11, 6 und 2. Im Januar und Februar traten nochmal 5 Thw mit Scheitelhöhen von 100 cm und mehr über MThw auf, MThw + 150 cm wurde nur einmal erreicht. Als Besonderheit ist hier zunächst die große Häufigkeit hoher Fluten im November zu vermerken. Nach den bisherigen statistischen Ermittlungen war die Häufigkeit hoher Fluten im November in der Regel geringer als im Oktober und Dezember. Die größte Häufigkeit hoher Fluten ist nach den bisherigen Statistiken im Dezember (ROHDE 1964a und 1968) zu erwarten. Die Sturmflutperiode des Jahres 1792 folgt im Gegensatz zu der von 1973 dieser Regel, die meisten hohen Fluten lagen damals im Dezember (insgesamt 20 von 100 cm und mehr, 8 von 150 cm und mehr und 3 von 250 cm und mehr über MThw).

Tabelle 4

Thw von 1 m oder mehr über PN + 680 cm (= MThw 1965/83) am Pegel Hamburg-St. Pauli im Winter 1973/74

Datum	Uhrzeit	Tidehochwasser		% MThb
		cm NN — 5 m	cm üb. MThw	
6. 11. 1973	14.24	794	114	43
7. 11. 1973	1.16	799	119	45
12. 11. 1973	4.49	799	119	45
13. 11. 1973	6.58	835	155	58
13. 11. 1973	18.24	966	286	108
14. 11. 1973	6.23	806	126	47
15. 11. 1973	21.07	848	168	64
16. 11. 1973	7.54	982	302	114
17. 11. 1973	9.32	798	118	45
19. 11. 1973	11.59	805	125	47
19. 11. 1973	23.39	1000	320	121
20. 11. 1973	11.36	832	152	57
24. 11. 1973	16.37	821	141	53
25. 11. 1973	4.25	850	170	64
25. 11. 1973	16.57	818	138	52
26. 11. 1973	4.45	794	114	43
27. 11. 1973	6.02	785	105	40
4. 12. 1973	10.33	793	113	43
6. 12. 1973	13.20	790	110	42
7. 12. 1973	0.59	1033	353	133
7. 12. 1973	12.27	819	139	52
12. 12. 1973	5.43	786	106	40
13. 12. 1973	19.32	833	153	58
14. 12. 1973	7.22	1005	325	123
14. 12. 1973	19.37	809	129	49
15. 12. 1973	8.05	832	152	57
17. 12. 1973	10.04	881	201	76
17. 12. 1973	22.06	831	151	57
16. 1. 1974	9.33	830	150	57
17. 1. 1974	11.53	792	112	42
8. 2. 1974	5.39	787	107	40
10. 2. 1974	6.39	816	136	51
12. 2. 1974	8.44	789	109	41

Die Periode hoher Fluten im Herbst 1792 war auf eine kürzere Zeit zusammengedrängt als die des Herbstes 1973: Von den 34 Tiden zwischen dem 5. und 22. Dezember 1792 lagen 59 % 100 cm und mehr über MThw, 24 % lagen 150 cm und mehr über MThw. Bei den 82 Tiden zwischen dem 6. 11. und 17. 12. 1973 sind die entsprechenden Zahlen 34 % und 16 %. Der Winter 1792/93 unterscheidet sich von dem Winter 1973/74 noch dadurch, daß am Ende des Winters, im März 1793, nochmals eine kurze Periode hoher Fluten mit einer sehr schweren Sturmflut am 3. März eintrat. Diese Sturmflut hatte einen besonders hohen Windstau, denn der Scheitelwert trat mehr als 3 Stunden vor der theoretischen Thw-Zeit ein.

Auf Abbildung 2 sind die Häufigkeiten der hohen Fluten in den Winterhalbjahren 1793 und 1974 in Balkendiagrammen einander gegenübergestellt. Bei der Darstellung für 1792/93 sind die beobachteten und die zusätzlich vermuteten Thw durch Signaturen voneinander unterschieden. Die Darstellung 1 vergleicht die Häufigkeit hoher Fluten im November/Dezember 1792 mit der im November/Dezember 1973. Insgesamt traten im

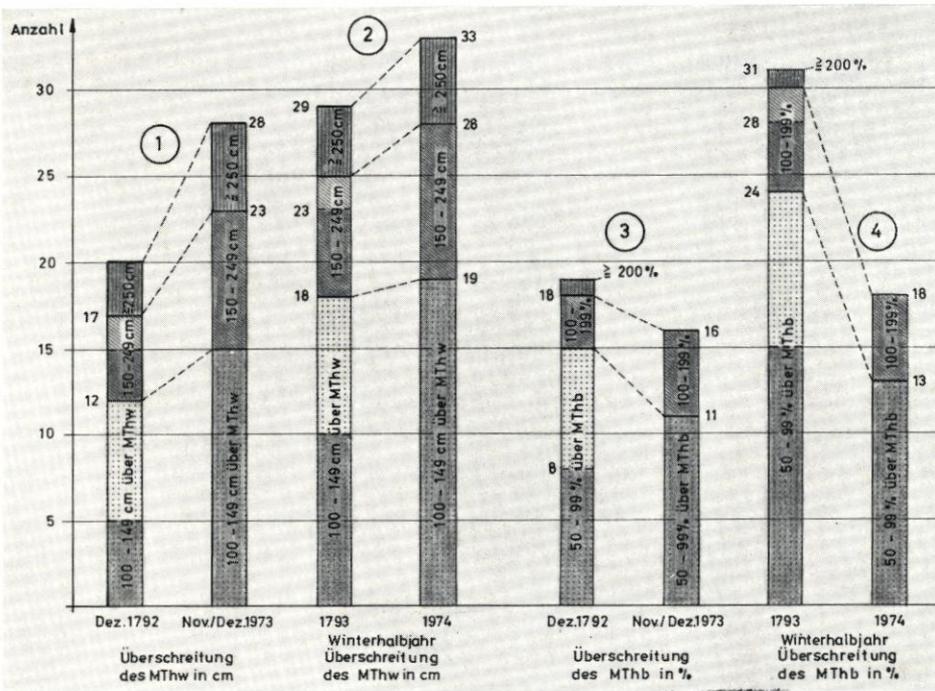


Abb. 2. Gegenüberstellung der Häufigkeiten hoher Tiden 1792/93 und 1973/74

Herbst 1973 acht höhere Fluten mehr als im Herbst 1792 auf. Von den besonders hohen Fluten von 250 cm und mehr über MThw waren es 1973 zwei mehr, in den Gruppen 150 bis 249 cm und 100 bis 149 cm waren es je drei mehr. Betrachtet man dagegen das gesamte Winterhalbjahr (Darstellung 2 auf Abb. 2), so sind 1973/74 insgesamt nur 4 hohe Fluten mehr eingetreten als 1792/93. Von den Fluten mit 250 cm und mehr über MThw trat im Winter 1974 nur eine mehr auf als 1793, in der Gruppe 150 bis 249 cm und 100 bis 149 cm waren es zwei bzw. eine mehr. Die beiden Winterhalbjahre sind also hinsichtlich der Sturmfluthäufigkeiten durchaus als gleichwertig anzusehen.

Bei dem Vergleich der beiden Sturmflutwinter muß man aber auch die unterschiedlichen hydrologischen Ausgangsverhältnisse betrachten. In ROHDE (1971) ist dargestellt, daß auf der Elbestrecke zwischen Schulau und Hamburg vom Beginn des 19. Jahrhunderts bis heute eine Vertiefung um mehr als 9 m unter MTnw eingetreten ist, von Schulau bis zur Störmündung nimmt die Vertiefung bis auf 2,5 m ab. Auch zwischen Brunsbüttel und Cuxhaven beträgt die Vertiefung noch bis zu 5 m. Diese Vertiefungen haben, besonders als durch den Neubau von Hafenbecken kein Ausgleich mehr eintrat, zu einer Vergrößerung des Tidehubes geführt. Dabei geht die Vergrößerung des Tidehubes in erster Linie auf eine Absenkung des Tnw und nur zu geringem Teil auf eine Erhöhung des Thw zurück (ROHDE 1971). Für das Ende des 18. Jahrhunderts kann der MThb (19jähriges Mittel) mit 182 cm angenommen werden, während heute der MThb 265 cm beträgt (1961/70 wie auch 1965/83). In den Tabellen 3a und 3b sowie 4 ist in der letzten Spalte jeweils die Höhe des Thw über dem MThw in Prozenten des MThb angegeben. Bei der Sturmflut am 11. 12. 1792 betrug die Erhöhung mehr als 200% des MThb. Wie aus Darstellung 3 der

Abb. 2 hervorgeht, waren in den Monaten November/Dezember 1792 3 Fluten mehr vorhanden als in den gleichen Monaten 1973, bei denen die Erhöhung des Hochwasserscheitels mehr als 50% des MThb betrug. Im gesamten Winterhalbjahr waren es sogar 13 mehr (Darstellung 4, Abb. 2). So betrachtet wäre die Sturmfluthäufigkeit des Winters 1792/93 in Hamburg größer gewesen als die des Winters 1973/74.

4. Schlußbetrachtung

Aus den vorstehenden Ausführungen geht hervor, daß die große Häufigkeit hoher Fluten im Herbst 1973 in etwa gleicher Weise an der gesamten deutschen Nordseeküste aufgetreten ist. Ein solches Ereignis ist zwar außerordentlich selten, es konnte aber nachgewiesen werden, daß ein ganz ähnliches Ereignis innerhalb der letzten 200 Jahre schon einmal eingetreten ist, nämlich im Winter 1792/93. In mancher Hinsicht waren die Sturmflutperioden des Winters 1792/93 in Hamburg sogar noch schwerer als die des Spätherbstes 1973: Es trat die höchste Sturmflut des Jahrhunderts ein, und die Häufigkeit der Überschreitung des MThw um mehr als 50% des MThb war größer.

Es folgt aus den vorstehenden Darlegungen, daß die große Zahl der im Herbst 1973 eingetretenen Sturmfluten in keiner Weise auf menschliche Einwirkungen zurückzuführen ist. Sie sind allein durch die Witterungsumstände bedingt, wie sie in dieser Art zwar selten, aber doch gelegentlich vorkommen können. Lediglich die absolute Höhe der Sturmflutscheitel in Hamburg wird, wenn auch in relativ unbedeutendem Maße, durch Baumaßnahmen der letzten Jahrzehnte beeinflußt worden sein, und zwar im wesentlichen durch Absperrung von Nebenflüssen und Nebenarmen sowie durch Vordeichungen. Daß die höchsten Sturmflutscheitel in Hamburg im Herbst 1973 dem Sturmflutscheitel von 1962 meistens näher kamen als die Scheitelwerte entsprechender Sturmfluten an anderen Orten, ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß – zum Segen der hinter den Deichen lebenden Menschen – bei den Sturmfluten des Herbstes 1973 an der Elbe und besonders in Hamburg keine Deiche gebrochen sind!

Der Vergleich zwischen den Sturmflutwintern 1793 und 1974 konnte in dieser Form nur für Hamburg aufgestellt werden, weil von 1793 nur für Hamburg exakte Wasserstandsangaben verfügbar sind. Von keinem anderen Ort der deutschen Nordseeküste liegen aus der damaligen Zeit ähnlich umfangreiche Wasserstandsbeobachtungen heute noch vor. Hohe Fluten in selten großer Häufigkeit traten aber 1792/93, ebenso wie 1973, auch an der ganzen deutschen Nordseeküste auf. Es wird in diesem Zusammenhang auf die betreffenden Angaben in den Aufzeichnungen des Tönninger Organisten (ROHDE 1964b) und auf die in der genannten Arbeit zitierte Literatur verwiesen. An der Stör brach im Dezember 1792 der Deich an 3 Stellen, Deichbrüche traten in der Wilstermarsch und an der Eider ein, ganz Pellworm stand unter Wasser. Zahlreiche Schiffe gingen unter, allein 11 am 11. Dezember vor Sylt. Am 3. März 1793 brach in Stapelholm der Deich an 14 Stellen. Überall hatten die Menschen schwer zu leiden. Derartige Schäden und Leiden sind, dank der Vorsorge in den letzten 20 Jahren und besonders in den letzten 12 Jahren, bei der Sturmflutperiode im Herbst 1973 nicht eingetreten. Sie können auch in Zukunft nur verhindert werden, wenn die Wachsamkeit auch in Zeiten geringer Sturmfluthäufigkeit nicht nachläßt.

5. Schriftenverzeichnis

- DIETZE, W.: Über den Begriff „Sturmflut“. Zwischen Ems und Jade, Mitteilungen der WSD Aurich Nr. 1, 1974.
- FREISTADT, H.: Die Sturmflut vom 16./17. Februar 1962 in Hamburg. Die Küste 1962, H. 1.
- KRAMER, LIESE, LÜDERS: Die Sturmflut vom 16./17. Februar 1962 im niedersächsischen Küstengebiet. Die Küste 1962, H. 1.
- LAUCHT, H.: Die Sturmfluten 1973 und ihre Wirkungen im Hamburger Hafen. Hansa 1974, Nr. 11.
- RODEWALD, M.: Die historische Nordsee-Sturmserie vom November–Dezember 1973. Der Seewart 1974, H. 4.
- ROHDE, H.: Die Häufigkeit hoher Sturmfluten an der Westküste von Schleswig-Holstein. Die Küste 1964.
- ROHDE, H.: Nachrichten über Sturmfluten früherer Jahrhunderte nach Aufzeichnungen Tönninger Organisten. Die Küste 1964.
- ROHDE, H.: Wasserstandsänderung und Sturmfluthäufigkeit an der Elbemündung. Die Küste 1968.
- ROHDE, H.: Eine Studie über die Entwicklung der Elbe als Schifffahrtsstraße. Mitteilungen des Franzius-Instituts der TU Hannover, H. 36, 1971.
- SIEFERT, W.: Die Tideverhältnisse seit 1786 in der Elbe. Deutsche Gewässerkundl. Mitteilungen 1970, H. 5.
- SIEFERT, W.: Sturmflutvorhersage für den Tidebereich der Elbe aus dem Verlauf der Windstaukurve in Cuxhaven. Mitteilungen des Franzius-Instituts der TU Hannover, H. 30, 1968.

Strahlabtrennung des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs

Von Hans Gienapp

Inhalt

1. Historischer Rückblick auf die Seegangsforschung	14
2. Das Kriterium von Jin Wu	18
3. Beobachtungen über Strahlabtrennung („Grenzschichtabriß“) des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs	20

Zusammenfassung

Beobachtungen über das Verhalten der Gischt im Seegang, über Rauch im Seewind an der Wasseroberfläche sowie von Segelbooten an den Leebängen von großen Wellen bei Sturm bestätigen die Auffassung von Jin Wu, nach der die Strahlabtrennung des Windes an den Wellenkämmen des Seeganges eine verbreitete Erscheinung ist. Folglich sind alle Theorien der Seegangsanfachung, die auf der alleinigen Voraussetzung schwacher Wechselwirkung zwischen Wind und Wasseroberfläche beruhen, revisionsbedürftig. Die Strömung des Windes über die Meeresoberfläche ist, abgesehen bei kleinen Geschwindigkeiten, aerodynamisch rauh.

Summary

Studies on the behaviour of sea spray on waves, of smoke in a sea wind on the surface of the water, and of sailing boats at the lee slopes of high waves during a gale, confirm Jin Wu's opinion that flow separation of the wind at wave crests is a common phenomenon.

As a consequence, all theories on the generation of waves that are based solely on the premise of weak interaction between wind and the surface of the water are in need of revision.

Except for low velocities, the air flow over the surface of the sea is aerodynamically rough.

1. Historischer Rückblick auf die Seegangsforschung

Der Mechanismus der Anregung von Wasserwellen durch Wind ist in der „Seegangsforschung“ seit einem halben Jahrhundert umstritten. H. JEFFREYS hat 1925 den ersten Versuch gemacht, eine Theorie der Erzeugung von Wasserwellen durch Wind zu entwerfen. Als Ursache dieses Phänomens sah er die „Leewirbelbildung“ an; das soll heißen, im Kamm der Welle findet „Strahlabtrennung“ (Grenzschichtabriß) statt, und demzufolge entsteht auf ihrer dem Winde abgewandten Seite ein Unterdruckgebiet. Diese Asymmetrie der Druckverteilung über der Welle bewirkt den Energiefluß R_V vom Wind ins Wasser. Für ihn gilt die Beziehung:

$$(1) \quad R_v = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L P_{yy} \cdot u_y(0) dx;$$

R_v = Energiefluß vom Wind ins Wasser pro sec und cm^2 , gemittelt über die Wellenlänge L ; P_{yy} = Normalkomponente des Druckes an der Oberfläche; $u_y(0)$ = Vertikal-komponente der Geschwindigkeit der Wasserteilchen an der Oberfläche = $\kappa a \cdot c \cdot \cos[\kappa(x - ct)]$; κ = Wellenzahl, a = Amplitude, c = Phasengeschwindigkeit.

Die Druckkomponente P_{yy} zerlegt JEFFREYS in einen über der Welle variablen Anteil Δp und einen konstanten Bezugsdruck p ,

$$(2) \quad P_{yy} = -p - \Delta p.$$

Δp denke man sich nun in eine trigonometrische Reihe mit den Perioden $L, L/2, L/3 \dots$ entwickelt. Dann kann Energiefluß ins Wasser nur von dem mit $u_y(0)$ in Phase befindlichen Anteil von Δp bewirkt werden. Für ihn machte JEFFREYS die Annahme:

$$(3) \quad \Delta p = s \cdot \rho' (U - c)^2 \frac{d\eta}{dx};$$

ρ' = Dichte der Luft, U = Windgeschwindigkeit. Den Proportionalitätsfaktor s nannte JEFFREYS „sheltering coefficient“. Seine physikalische Bedeutung ist unklar. Nimmt man nun die Wasserwelle als sinusförmig an,

$$(4) \quad \eta = a \cdot \sin \kappa(x - ct),$$

so ergibt sich durch Zusammenfassung der Gleichungen (1) bis (4) für den Energiefluß ins Wasser die Beziehung:

$$(5) \quad R_v = \frac{1}{2} \cdot s \cdot \rho' (U - c)^2 \kappa^2 a^2 \cdot c.$$

Er fällt um eine Größenordnung zu klein aus, wenn man s (sinngemäß) als Widerstandsbeiwert auffaßt.

Die JEFFREYSsche Theorie ist von P. L. KAPICA in den Jahren 1948/49 in mehreren Aufsätzen wegen der Verwendung des Koeffizienten s , dessen physikalische Bedeutung unklar ist, kritisiert worden. Leider sind diese Arbeiten nur wenig bekannt geworden. Sie sollen deshalb referiert werden.

KAPICA untersucht den Druck, den eine Gasströmung auf eine wellenförmige Oberfläche ausübt. Die Grundvorstellung ist dabei die gleiche wie bei JEFFREYS, nämlich die Strahlabtrennung. Abb. 1 (nach KAPICA) dient zu ihrer Veranschaulichung. Es wird angenommen, daß in einer genügend großen Entfernung von der Oberfläche der Wind parallel zur x -Achse sei und den konstanten Wert U habe. Der Druck sei dort p_0 . Als Form der Oberfläche wird eine Sinuswelle angenommen:

$$(6) \quad \eta = a_0 \cdot \varphi = a_0 \cdot a \cdot \sin N x.$$

Die zugehörige Strömungsfunktion des Windes hat die Form:

$$(7) \quad \Psi = U_0 \cdot (y - a_0 \cdot a \cdot \sin N x \cdot e^{-Ny}).$$

Als Komponenten der Windgeschwindigkeit ergeben sich daraus, falls man Potentialströmung annimmt:

$$(8) \quad U_x = \frac{\delta \Psi}{\delta y} = U_0 (1 + a_0 a N \cdot \sin N x e^{-Ny}),$$

$$(9) \quad U_y = -\frac{\delta\Psi}{\delta x} = U_0 \cdot a_0 \cdot \alpha \cdot N \cos Nx \cdot e^{-Ny}.$$

Daraus ergibt sich als Drucküberschuß an der Oberfläche der Welle:

$$(10) \quad p - p_0 = -\frac{1}{2} \cdot \rho' \cdot (U_x^2 + U_y^2)_{y=0} \\ = -\frac{1}{2} \rho' \cdot U_0^2 \cdot \left\{ 1 + 2a_0 \cdot \alpha \cdot N \sin Nx + a_0^2 \alpha^2 N^2 \right\}.$$

Bedenkt man, daß sich die Welle mit der Phasengeschwindigkeit c fortbewegt, und läßt man das von x unabhängige Glied fort, so folgt:

$$(11) \quad p - p_0 = -a_0 \cdot \alpha \cdot N \cdot \rho' (U_0 - c)^2 \cdot \sin Nx,$$

bzw. für den Druckgradienten

$$(12) \quad \frac{\delta p}{\delta x} = -a_0 \cdot \alpha \cdot N^2 \cdot \rho' (U_0 - c)^2 \cdot \cos Nx.$$

Dabei gilt immer noch die Voraussetzung der Potentialströmung.

Jetzt muß das Phänomen der Strahlabtrennung in die Betrachtung einbezogen werden. Das geschieht anhand der Abb. 1. „Die dortige Kurve 1 stellt die Wasseroberfläche dar, Kurve 2 gibt die Geschwindigkeit in einer gewissen kleinen Entfernung von der Oberfläche der Welle an. Wenn es keine Strahlabtrennung gäbe, würden die Geschwindigkeiten der gestrichelten Kurve folgen. Im Falle eines Grenzschichtabrisses bewahrt die

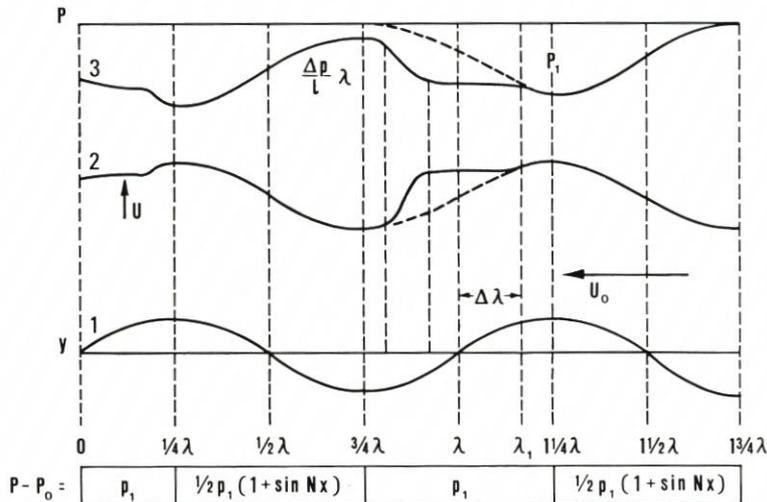


Abb. 1

Geschwindigkeit im Punkte λ_1 , im ablaufenden Teil der Welle, anstatt sich stetig zu verringern, ihren hohen Wert. Danach wird die Verringerung der Geschwindigkeit wegen der Dissipation der Geschwindigkeit im Intervall $\Delta \lambda$ irreversibel verlaufen. Im aufsteigenden Teil der Welle nimmt die Geschwindigkeit wieder ihren normalen Wert an. Danach wiederholt sich der ganze Prozeß. Die Kurve 3 stellt den durch das strömende Gas nahe der Wellenoberfläche erzeugten Druck dar. Die gestrichelte Kurve zeigt den Fall

ohne Abriß des Strahles, während die durchlaufende Linie den Verlauf mit Strahlabtrennung zeigt. In diesem letzteren Falle wird der Druck an der Oberfläche hinter der Stelle λ_1 nicht mehr seinen ursprünglichen Wert annehmen, sondern einen Wert nahe dem minimalen haben“ (nach P. L. KAPICA).

Um den beschriebenen Prozeß quantitativ fassen zu können, macht KAPICA dann die Annahme, daß der Wind sich an der aufsteigenden Flanke der Welle genauso verhält wie im reversiblen Prozeß. Dann ergibt sich als maximale Veränderung des Druckes an der Oberfläche:

$$(13) \quad p_1 = -2a_0 \alpha \cdot N \cdot \rho' (U_0 - c)^2.$$

Die Ermittlung der Abrißstelle λ_1 am Wellenkamm bereitet erhebliche Schwierigkeiten. Bekanntlich hängt sie sowohl vom hydrodynamischen Zustand des Gasstromes als auch von der Wellenform ab. Im Abrißpunkt erfolgt eine starke Druckveränderung an der Oberfläche der Flüssigkeit, die rückwirkend deren Form beeinflusst. Näherungsweise wird angenommen, daß gilt:

$$(14) \quad \lambda_1 = \frac{1}{4} \cdot \lambda.$$

Die Länge $\Delta \lambda$, auf der der Druckausgleich erfolgt, kann als klein gegen λ gelten. Mit diesen Voraussetzungen kann man dann die Schubspannung τ_m , die der Gasstrom an der Oberfläche des Wassers erzeugt, folgendermaßen berechnen:

$$(15) \quad \tau_m = \frac{1}{\lambda} \cdot \int_0^{\lambda} p \, dy.$$

Beim Ausführen des Integrals sind die p -Werte aus der ersten Zeile von Abbildung 1 zu nehmen. Dann folgt:

$$(16) \quad \tau_m = -\frac{1}{\pi} \cdot (a_0 \alpha N)^2 \cdot \rho' (U - c)^2.$$

Als Leistung, die vom Wind in den Seegang übergeht, folgt damit, wenn man noch einen Berichtigungskoeffizienten $\gamma \leq 1$ einführt:

$$(17) \quad W = \gamma \cdot \tau_m \cdot c, \quad \gamma \leq 1.$$

Der Fortschritt gegenüber der JEFFREYSSchen Betrachtung besteht darin, daß man nun einen recht genauen Einblick in die Strömungsprozesse an der Grenzfläche genommen hat und damit den „sheltering coefficient“ verstanden hat. Der Energiefluß kommt den Erfahrungswerten zahlenmäßig nahe.

Wie bereits erwähnt, sind die theoretischen und experimentellen Untersuchungen von KAPICA zum Seegangproblem nur wenig bekannt geworden. Das hat zur Folge gehabt, daß in jüngerer Zeit einige Theorien der Wellenanfachung auf der Grundlage schwacher Wechselwirkungen, d. h. ohne Grenzschichtabriß, ersonnen worden sind. An erster Stelle ist hier die Resonanztheorie von O. M. PHILLIPS (1957, 1958) zu nennen. Ihre Grundvorstellung ist, daß die von der Turbulenz im Wind an der Wasseroberfläche hervorgerufenen Druckschwankungen Wachstum von Wellen bewirken können. Als charakteristischer Grundzug dieser Theorie ergibt sich ein zeitlich und räumlich lineares Wachstum des Spektrums. Experimentelle Untersuchungen einerseits von T. P. BARNETT und J. C. WILKERSON (1967) sowie von R. S. SNYDER und Ch. S. COX (1966) haben ergeben, daß die Resonanztheorie von PHILLIPS keinen genügend großen Energiefluß vom Wind ins Wasser erklären kann.

Die Instabilitätstheorie von J. W. MILES (1957) untersucht die Kopplung zwischen Oberflächenwellen und den von ihnen verursachten Druckschwankungen ebenfalls vom Standpunkt schwacher Wechselwirkung. Der zugrunde liegende Mechanismus wirkt über den BERNOULLI-Druck gemäß der Zusammendrückung bzw. dem Auseinanderrücken von Stromlinien des Windes über den Wellenbergen bzw. -tälern*. Das Wachstum der Welle erfolgt in diesem Falle zeitlich und räumlich exponentiell, im Gegensatz zum Resonanzmechanismus. Der Energiefluß W fällt auch nach der MILESSchen Theorie viel zu klein aus.

Neuerdings hat DIETER HASSELMANN (1971) einen weiteren Mechanismus für Wellenanregung auf der Grundlage schwacher Wechselwirkungen angegeben. Da die Originalarbeit noch nicht zugänglich ist, möchte ich über diese Untersuchung das Kurzreferat aus dem EOS-Heft der AGU-Tagung aus dem Jahre 1971 zitieren:

„The interaction of ocean waves and turbulence is studied in the framework of weak interaction theory, following ideas formulated by K. HASSELMANN. The main process is seen to be parametric wave growth, which is caused by a mechanism very similar to that of MILES, only that now turbulence allows every height to become a critical height. Thus energy and momentum are extracted from the mean motion not only at the MILES critical layer, but in a region extending to roughly a wave length above the surface. Divergences in the expansion procedure can be avoided by calculating the self-consistent response, which also gives a measure for the relaxation time of the atmosphere to the surface disturbance. Knowledge of the exact structure of turbulence is not critical for the calculations, the dominating contributions arising from the inertial subrange. The results are in reasonable agreement with experiment.“

Diese Theorie ist bisher wohl nur mit Seegangsmessungen bei kleinen Windgeschwindigkeiten verglichen worden.

2. Das Kriterium von JIN WU

Die beschriebenen Theorien der Seegangsanfachung unterscheiden sich nach der Grundvoraussetzung der starken bzw. schwachen Wechselwirkung, d. h., sie nehmen entweder Grenzschichtabriss an oder nicht. Diese Streitfrage ist neuerdings von JIN WU (1969) in Laborversuchen eingehend untersucht worden. Sein Ausgangspunkt ist die KARMAN-PRANDTLsche Formel für die mittlere Geschwindigkeit einer turbulenten Strömung über einer rauhen Festkörperoberfläche:

$$(18) \quad \frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{y}{\eta} \right) i$$

U = Geschwindigkeit in der Entfernung y von der Oberfläche;

U_* = Schubspannungsgeschwindigkeit;

κ = Karmansche Konstante;

η = Rauheitslänge.

Ferner erinnert man sich, daß für den Schubspannungskoeffizienten die Beziehung gilt:

$$(19) \quad C_y = \frac{\tau_0}{\rho U^2} = \frac{U_*^2}{U^2}.$$

Die Gültigkeit der Beziehung 18.) ist von JIN WU in Laborversuchen auch für wellenbewegte Wasseroberflächen gezeigt worden, vorausgesetzt, der Abstand y ist

*) Dabei sind noch Phasenbeziehungen zwischen Welle und Druck zu bedenken. Optimal ist $\varphi_p - \varphi_w = 90^\circ$.

nicht sehr klein. Unter dieser Bedingung bleiben das Profil der mittleren Geschwindigkeit und die Struktur der Turbulenz erhalten.

Bei aerodynamisch glatter Strömung existiert nahe der Oberfläche eine viskose Grenzschicht der Dicke:

$$(20) \quad \delta = 11,6 \cdot \frac{\nu}{U_*},$$

in der die mittlere Geschwindigkeit herrscht:

$$(21) \quad V = \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau_0}{\mu} \cdot \sqrt{\frac{11,6 \nu}{\tau_0/\rho}} = 5,8 \cdot U_*;$$

ν (μ) = kinematische (dynamische) Zähigkeit.

Das neue, aus Laborexperimenten herausgelesene Ergebnis von JIN WU besteht in der Erkenntnis, daß ein Übergang zu aerodynamisch rauher Strömung, also „Grenz-

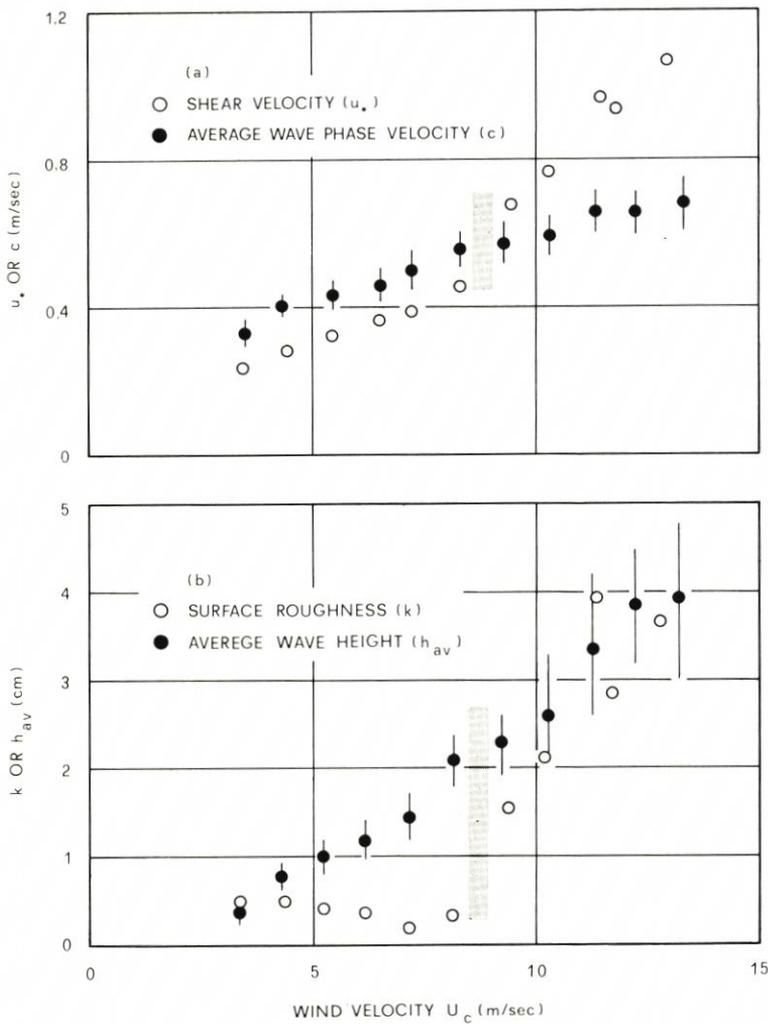


Abb. 2

schichtabriß“, immer dort zu erwarten ist, wo die „Oberflächenrauigkeit“ (z. B. Welle) sich mit einer kleineren Phasengeschwindigkeit bewegt als der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die Abb. 2 zeigt die wichtigsten Meßergebnisse von JIN WU. Die hellgrauen Balken ungefähr in der Mitte der Bilder geben einerseits (oben) die Gleichheit von Schubspannungs- und Phasengeschwindigkeit, andererseits (unten) den Übergang von geringer zu großer Oberflächenrauigkeit an. Erfahrungsgemäß sind beide Gebiete durch das Auftreten von Schaumkämmen auf den Wellen voneinander getrennt (JIN WU, loc. cit.).

Tabelle 1

Strömungsbedingungen in der Luft – Wasser – Grenzschicht

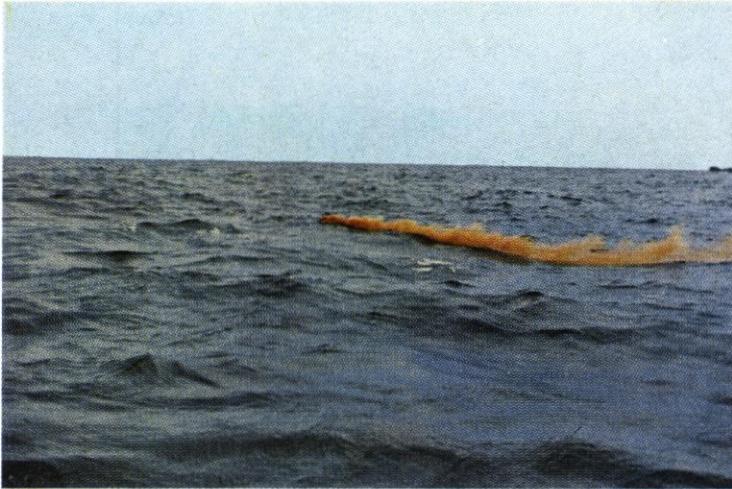
Strömungsbereich	Bereichsgrenzen	Windgeschwindigkeitsbereich (m/sec)
Aerodynamisch glatt	$k \cdot \frac{U_*}{\nu} < 5$	$U_{10} < 3$ m/sec
Übergangs- gebiet	$5 < \frac{k \cdot U_*}{\nu} < 70$	$3 < U_{10} < 7$
Aerodynamisch rau	$\frac{k \cdot U_*}{\nu} > 70$	$U_{10} > 7$

Die Tabelle 1 orientiert über die Strömungsbedingungen in der Luft-Wasser-Grenzschicht. Im Falle aerodynamisch glatter Luftströmung an der Meeresoberfläche wird die Rauigkeit durch Kapillarwellen bestimmt, bei aerodynamisch rauher Strömung durch Schwerewellen. Die Gültigkeit des Kriteriums von JIN WU ($U_x = C$ bei Grenzschichtabriß) auf freier See ist vom genannten Autor bisher anscheinend nur indirekt geprüft worden. Da der Wind auf freier See andere Turbulenzeigenschaften hat als im Windkanal, sind weitere Beobachtungen angebracht.

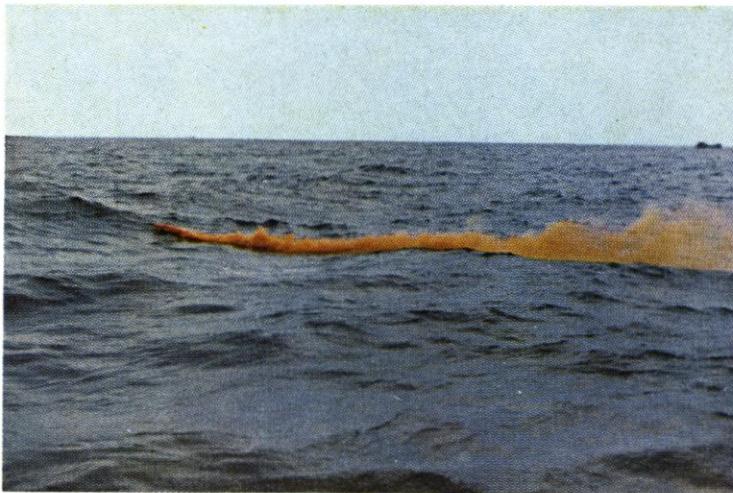
3. Beobachtungen über Strahlabtrennung („Grenzschichtabriß“) des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs

Während eines Aufenthaltes auf dem Leuchtturm „Alte Weser“ im November 1969 bot sich mir eine bemerkenswerte Gelegenheit, über das Verhalten der Gischt bei Sturm an den Wellenkämmen Beobachtungen zu machen. Am Vormittag des 20. 11. 1969 herrschte über der Nordsee ein schwerer Sturm mit Windstärke 8–9, in Böen noch wesentlich stärker. Beispielsweise wurden bei „Alte Weser“ um 10.40 40 Knoten Windgeschwindigkeit registriert. Ich habe damals dem Verhalten der Gischt im Wind besondere Aufmerksamkeit zugewandt und gesehen, daß der Schaum von den Kronen der Wellen praktisch horizontal vom Wind mitgerissen wird. Das ist ein schwerwiegendes Indiz für „Grenzschichtabriß“ – beim damaligen Fall 4–5 m hoher Wellen und 40 Knoten Windgeschwindigkeit bei 12 m Wassertiefe. Das beschriebene Phänomen der horizontalen Mitführung der Gischt vom Wind wird übrigens von physikalischen Laien (dem Leuchtturmpersonal) als „Abrasierer“ bezeichnet. Leider hatte ich damals nicht die Gelegenheit, diese Erscheinungen zu fotografieren.

In die gleiche Richtung wie die Schaumkammebeobachtungen weist eine alte Erfahrung der Hochsee-Segler, wonach die Segel bei Sturm an den Leehängen großer Wellen „*back-schlagen*“ (auf die andere Schiffseite übergehen) können. Diese Beobachtung ist mit der



3a



3b

Abb. 3a, b: Rauchsignalexperiment am 19. 6. 1971 beim Leuchtturm „Tegeler Plate“. Westwind, 4 Beaufort. $H_{1/8} \approx 0,6$ m

Vorstellung der Strahlabtrennung und Leewirbelbildung zwanglos erklärbar. Bei kleineren Windgeschwindigkeiten gibt das Verhalten der Gischt an den Wellenkämmen keine Hinweise auf Strahlabtrennung. Die Beobachtungen werden durch die Fallbewegung der Wassertropfen beeinflusst. Man kann diese Schwierigkeit umgehen, wenn man die in der Seefahrt gebräuchlichen Seenot-Rauchsignale¹ zur Kennzeichnung von Stromlinien

¹) Das sind Blechbüchsen etwa von der Größe normaler Konservendosen, die Rauch abgeben, wenn sie ins Wasser geworfen werden.



4a



4b

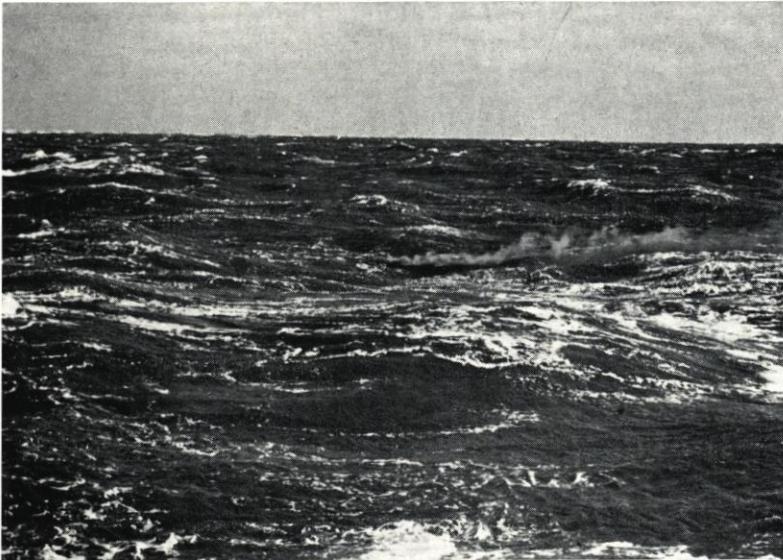
Abb. 4a, b: Rauchsignalexperiment beim Leuchtturm „Alte Weser“. Windgeschwindigkeit 20 bzw. 24 Knoten; $H_{1/3} \approx 0,8$ bzw. 1,0 m

und deren Verwirbelung verwendet. Die Abbildungen 3a und 3b zeigen als entgegengesetzten Grenzfall zu den beschriebenen Beobachtungen über das Verhalten der Gischt bei Sturm einige Rauchsignalexperimente bei mäßigem Wind (Stärke 4, 13 Knoten). Die Stromlinien schmiegen sich anscheinend eng an die Wasseroberfläche an. Das ist auch bei noch kleineren Windgeschwindigkeiten so beobachtet worden. Dieses Verhalten ermöglicht Seegangsanfachungstheorien auf der Basis schwacher Wechselwirkung.

Die Aufnahmen Abb. 4a und 4b sind bei stärkerem Wind (20–24 Kn entsprechend Windstärke 5–6) gemacht worden. An den stärker zugespitzten Wellen zeigt der Rauch



5a



5b

Abb. 5a, b: Rauchsignalexperiment vor der Wesermündung am 3. 4. 1973. Windstärke 8, fallend, NNW. $H^{1/2} \approx 3$ m; $T \approx 8$ sec.

jetzt ein wesentlich anderes Verhalten als in den Fällen der Abbildung 3a, b: Nachdem er die aufsteigende Flanke der Welle hinaufgeströmt ist, schießt er im Wellenkamm geradeaus weiter, und die Stromlinie biegt sich erst später wieder zur Wasseroberfläche hin.

Ich werte diese Beobachtung als Indiz für Strahlabtrennung an den zugespitzten Wellen bei Windgeschwindigkeiten ab 20 Knoten.

Abbildung 5a und b zeigt Rauchsignalexperimente bei Windstärke 8, fallend. Man sieht an den Abbildungen 5a und b wie der Wind in gerader Stromlinie über die Wellenkämme hinwegzieht. Im Falle der Abbildung 5a scheint der Abrißpunkt etwas hinter dem Kamm an der abfallenden Flanke der Welle zu liegen, wie es der Vorstellung von KAPICA entspricht. – Gelegentlich sind auch plötzlich ganz starke Verwirbelungen der Stromlinien zu beobachten. Vermutlich ist das dann der Fall, wenn der Rauch in einen Leewirbel hineingerät.

Die geschilderten Beobachtungen über das Verhalten von Gischt und Rauch erlauben zusammen mit den Ergebnissen von KAPICA und WU ein recht geschlossenes Bild über die Seegangsanfachung durch Wind. Bei sehr starkem Wind (8 Bft) wird die KAPICASche Vorstellung der Strahlabtrennung nahe am Wellenkamm mit guter Näherung richtig sein, jedoch ist seine Größe $\Delta\lambda$ (Abstand Wellenkamm-Abrißstelle) = 0. Bei kleineren Windgeschwindigkeiten wird Strahlabtrennung nur noch an den besonders zugespitzten oder besonders kleinen Wellen (nach WU) auftreten. Demzufolge tritt ein Defizit für den Energiefluß vom Wind ins Wasser auf. Es kann wettgemacht werden durch einen nichtlinearen Mechanismus der Wellen-Wellen-Wechselwirkung, der im Rahmen des JOINT NORTH SEA WAVE PROJECTS 1968/69 gefunden worden ist (DHZ, Eng. – Heft A 12, 1973). Er bewirkt Energiefluß von den kurzen zu den langen Wellen. Seegangsanfachtungstheorien auf der Basis schwacher Wechselwirkungen spielen nur für flache Wellen bei schwachem Wind eine Rolle. Man darf erwarten, daß diese Auffassung im Rahmen des Projektes JONSWAP II (1973) bestätigt wird.

Schriftenverzeichnis

- BARNETT, T. P. und J. C. WILKERSON, 1967: On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch limited spectra. *J. Mar. Res.* 25, 292.
- HASSELMANN, D., 1971: The Interaction of ocean gravity waves and atmospheric turbulence. *EOS* 52, 234, 1971.
- JEFFREYS, H., 1925: On the formation of water waves by wind. *Proc. Roy. Soc. A* 107 (A 742), 189.
- JONSWAP I, 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project. *DHZ, Eng. – Heft A 12, 1973.*
- KAPICA, P. L., 1948: Das wellenförmige Fließen dünner Schichten einer viskosen Flüssigkeit. *Zurnal eksperimental'noj i teoreticeskoj fiziki* 18, 3–18 (Teil 1), 19–28 (Teil 2) und 19, 105–120 (Teil 3).
- KAPICA, P. L., 1949: Zum Problem der Entstehung der Meereswellen durch Wind. *Doklady Akad. Nauk SSSR* 64, 513.
- MILES, J. W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.* 3, 185.
- PHILLIPS, O. M., 1957: On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.* 2, 417.
- PHILLIPS, O. M., 1958: On some properties of the spectrum of wind-generated ocean waves. *J. Mar. Res.* 16, 231.
- SNYDER R. L., and Ch. S. COX: A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Mar. Res.* 24, 141.
- WU, J., 1969: A criterion for determining air-flow separation from wind-waves. *Tellus* 21, 707.

I. Ein Verfahren zur quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen bei Messungen mit radioaktiven Tracern

Von Rüdiger Reinhard

Inhalt

1. Einleitung	25
2. Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie	28
2.1. Photoeffekt	29
2.2. Comptoneffekt	30
2.3. Paarbildung	34
2.4. Gesamtwirkungsquerschnitt	34
2.5. Aufbaueffekt	36
3. Aufbau der Meßanordnung	38
4. Auswertung der Meßergebnisse	39
5. Die mittlere Vergrabungstiefe	43
6. Vergleich mit anderen Methoden quantitativer Erfassung	49
6.1. Verfahren nach GRIESEIER und MAKOWSKI	49
6.2. Verfahren nach SCHULZE-PILLOT	50
6.3. Methode der begrenzten Anzahl radioaktiver Sandkörner nach COURTOIS	51
6.4. Methode der Zählratenbilanz nach COURTOIS und SAUZAY	52
6.5. Bestimmung der mittleren Vergrabungstiefe mit Hilfe der Winkelkorrelation bei Kaskadenübergängen nach MUNDSCHEK	52
7. Zusammenfassung	53
8. Schriftenverzeichnis	54

Summary

The success of the application of radioisotopes as tracers for the measurement of shifting sand in coastal areas is limited since the tracer material is buried due to the migration processes of the natural sand. The measured count rate depends on two variables, the amount of radioactive sand at the location of the measurement and the unknown thickness of the overlying natural sand layer. A solution to the problem is found if the count rate is measured in two energy channels, preferably at the Compton-plateau and at the photopeak of the applied radioisotope. Due to the build-up effect the count rate ratio of these two channels increases with the thickness of the absorbing natural sand layer. The ratio therefore yields the absorption factor, with which the measured count rate is corrected for absorption. In addition, the iso-thickness lines of the absorbing sand layer reveal valuable information about the sand migration processes. Using the method described in this paper quantitative measurements of shifting sand are possible as was demonstrated in field measurements in May/June 1971 at the coast of Westerland/Sylt.

1. Einleitung

Für die Küstenforschung hat die Messung der Sandwanderung eine besondere Bedeutung erlangt, weil dadurch Aussagen gemacht werden können, die richtungweisend für Art und Umfang von Baumaßnahmen zum Küstenschutz sind. Besonders vorteilhaft

ist die Verwendung von radioaktiven Leitstoffen zur Verfolgung von Sandwanderungen, weil die Messungen ohne Eingriff in die natürlichen Versuchsbedingungen durchgeführt werden können, die Ergebnisse sofort vorliegen und darüber hinaus genauer als bei herkömmlichen Verfahren sind.

Seit etwa 15 Jahren werden von fast allen Küstenländern der Welt Messungen der Sandwanderung mit radioaktiven Tracern durchgeführt. In dieser Zeit ist eine große Anzahl verschiedener Meßverfahren entwickelt und angewendet worden. Die dabei immer wieder angestrebte quantitative Erfassung der Sandwanderung ist jedoch über das Anfangsstadium nicht hinausgekommen. Hier ist besonders auf die Dissertation von SAUZAY (1968) (Methode der Zählratenbilanz) sowie in neuerer Zeit auf die Arbeiten von MUNDSCHENK (1971) (γ - γ -Winkelkorrelation) hinzuweisen. Nach Meinung des Verfassers sind jedoch beide Verfahren in der Praxis kaum anwendbar. Die Methode der Zählratenbilanz setzt die Kenntnis der Verteilung des radioaktiven Sandes mit der Tiefe voraus, während der Effekt der Winkelkorrelation viel zu schwach ist, um bei den in situ vorliegenden Verhältnissen noch Werte mit ausreichender Genauigkeit zu erhalten (z. B. tatsächlich vorliegende Aktivität pro Sandkorn ≤ 1 nCi, nach MUNDSCHENK jedoch ≥ 1 μ Ci erforderlich) (siehe auch Kap. 6).

Bevor nun ein neues quantitatives Verfahren geschildert werden soll, das bereits bei Messungen an der Brandungsküste vor Sylt im Mai/Juni 1971 angewendet wurde, ist es nützlich, sich einen Überblick über die Voraussetzungen für eine quantitative Erfassung von Sandbewegungen zu verschaffen.

Die bisher eingesetzten Verfahren unterscheiden sich

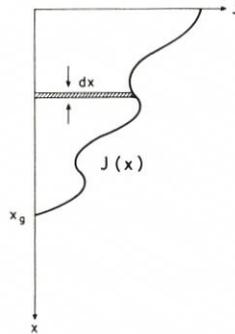
- a. in der Auswahl des Radioisotops
- b. in der Markierungsmethode
- c. in der Meßeinrichtung
- d. in den Eichverfahren
- e. in der Art und Weise der Durchführung der Messungen
- f. in der Auswertung

Die Auswahl des Radioisotops hat im Prinzip keinen Einfluß auf die Möglichkeit quantitativer Erfassung der Sandwanderung. Allerdings sollte die Energie des verwendeten γ -Strahlers (α - und β -Strahler kommen wegen ihrer kurzen Reichweite nicht in Betracht) $\gtrsim 1$ MeV betragen, und die Halbwertszeit sollte an die jeweilige Problemstellung angepaßt sein (Meßdauer ca. Halbwertszeiten).

Die Meßmethode (Punkt e) hat ebenfalls keinen Einfluß auf die quantitative Aussage, sofern dadurch nicht die eigentliche Messung beeinträchtigt wird. Linienweise Vermessung z. B. mit einem über den Meeresgrund gezogenen Schlitten (MEYN, 1971) oder einer Rolle (TURNER, 1970) bietet gegenüber punktwiser Vermessung (DOLEZAL et al., 1965) den Vorteil einer größeren Datenmenge pro Zeiteinheit, bei gleicher Detektorempfindlichkeit aber den Nachteil geringerer Genauigkeit.

In allen anderen Punkten ist zur quantitativen Bestimmung der Sandwanderung eine Reihe von Voraussetzungen erforderlich, die in ihrer Gesamtheit noch bei keiner Messung erfüllt wurde.

Beschränkt man sich auf Markierungsmethoden, bei denen natürlicher Seesand aus dem jeweiligen Untersuchungsgebiet aktiviert wird, so erfolgte die Aktivierung bisher oberflächenproportional, d. h., die einzelnen Sandkörner wurden nicht entsprechend ihrer Masse aktiviert. Da mit Sicherheit angenommen werden darf, daß kleinere Sandkörner ein anderes Transportverhalten zeigen als größere, können die Ergebnisse unter Umständen stark verfälscht werden. Durch Aussiebung der einzelnen Kornfraktionen und

Abb. 1. Beispiel einer Verteilungsfunktion $J(x)$

anschließende massenproportionale Aktivierung ist es jedoch ohne weiteres möglich, die Voraussetzungen in Punkt b zu erfüllen.

Die Meßeinrichtung besteht im wesentlichen übereinstimmend bei den einzelnen Verfahren aus einem Szintillationszähler (Alkalijodidkristall, Photomultiplier, Hochspannungsversorgung und Vorverstärker) und einer sich anschließenden Impulsregistrier-einrichtung (Linearverstärker, Amplitudendiskriminator, Zählwerk mit Uhr). Die Impulsmenge pro Zeiteinheit ist ein direktes Maß für die Aktivität am Meßort. Die Auswertung dieser Zählraten z. B. in Form von Isolinien, die Orte gleicher Zählraten miteinander verbinden, bezeichnet man als qualitative Aussage. Aus der Form der Isolinien lassen sich die bevorzugten Ausbreitungsrichtungen erkennen.

Für die quantitative Aussage ist eine Umrechnung in 2 Schritten erforderlich:

1. Zählrate \longrightarrow Aktivität
2. Aktivität \longrightarrow Sandmenge

Die Umrechnung von der Zählrate in Aktivität erfolgt durch eine Eichung an Land. Damit an Land und auf dem Meeresgrund gleiche Geometrien vorliegen, muß die Meßeinrichtung einen definierten Öffnungswinkel haben.

Die Umrechnung von Aktivität in Sandmenge erfolgt über die jeweils bekannten Daten der eingebrachten radioaktiven Sandmenge.

Bis jetzt wurde die bedeutsamste Einschränkung, die sich einer quantitativen Erfassung der Sandwanderung entgegenstellt, noch nicht erwähnt: Die Überlagerung des radioaktiven Sandes bei Transportvorgängen durch natürlichen nicht aktivierten Sand und die daraus folgende Absorption der γ -Strahlung. Die Schichtdicke des natürlichen Seesandes sei x , die Aktivität der vergrabenen radioaktiven Sandmenge sei J_0 . Im Detektor wird dann die Zählrate

$$(1) \quad J = J_0 \exp(-\mu x)$$

gemessen (μ — Absorptionskoeffizient des Sandes). Der Meßwert J hängt also von 2 Variablen J_0 und x ab, so daß sich die Aktivität J_0 nicht eindeutig bestimmen läßt. Das Problem ist insofern noch etwas komplizierter, als der radioaktive Sand nicht in einer Schicht in der Tiefe x mit der Dicke dx liegt, sondern entsprechend einer Verteilungsfunktion $J(x)$, die die Verteilung der Aktivität mit der Tiefe beschreibt.

Die gemessene Zählrate ergibt sich demnach zu

$$(2) \quad J = \int_0^{x_g} J(x) \exp(-\mu x) dx$$

Die Gesamtaktivität am Ort der Messung ist

$$(3) \quad J_0 = \int_0^{x_g} J(x) dx$$

Es wird nun eine mittlere Vergrabungstiefe x_m definiert, so daß gilt

$$(4) \quad J = \int_0^{x_g} J(x) \exp(-\mu x) dx = \exp(-\mu x_m) \int_0^{x_g} J(x) dx = J_0 \exp(-\mu x_m)$$

Anschaulich ist x_m die Tiefe, auf die die Gesamtaktivität J_0 zusammengezogen ist, um bei exponentieller Absorption die gemessene Zählrate J zu erzeugen.

Es ist ersichtlich, daß mit einer Messung weder J_0 noch x_m bestimmt werden kann. Daraus folgt, daß qualitative Methoden nur dann richtige Ergebnisse liefern können, wenn im gesamten Untersuchungsgebiet gilt

$$(5) \quad x_m = \text{const}$$

und quantitativ richtige Ergebnisse nur dann erhalten werden, wenn darüber hinaus die Bedingung

$$(6) \quad x_m = 0$$

erfüllt ist. Da beide Fälle in der Natur wohl kaum vorkommen dürften, ist es erforderlich, außer J durch eine weitere Messung entweder x_m oder $J(x)$ für jeden Meßort zu bestimmen.

In diesem Bericht wird ein Meßverfahren zur näherungsweise Bestimmung von x_m beschrieben, das gleichzeitig mit der Messung von J fast ohne zusätzlichen apparativen Aufwand durchgeführt werden kann.

In einem zweiten Bericht wird dann die Meßeinrichtung im einzelnen, in einem dritten Bericht die quantitative Auswertung von Sandwanderungsmessungen im Mai/Juni 1971 vor Sylt beschrieben.

2. Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie

Die Anzahl der Wechselwirkungsprozesse längs des Weges dx hängt ab von der Intensität des einfallenden γ -Quantenflusses N , der Größe des Wirkungsquerschnittes eines Streuzentrums σ sowie der Anzahl der Streuzentren pro Volumeneinheit n

$$(7) \quad \frac{dW}{dx} = N\sigma n = N\mu$$

Wenn die Wechselwirkungsprozesse von der Art sind, daß die γ -Quanten dabei vernichtet werden, ist dW gleich der Abnahme des γ -Quantenflusses $-dN$.

$$(8) \quad -\frac{dN}{dx} = N\mu$$

Die Integration liefert die bereits bekannte Gleichung (1). Die Größe μ ist der Absorptionskoeffizient, sie kann theoretisch bestimmt werden.

Für die Absorption der γ -Quanten beim Durchgang durch Materie sind aus der großen Anzahl möglicher Wechselwirkungsprozesse nur drei von Bedeutung: 1. Photoeffekt, 2. Comptoneffekt, 3. Paarbildung.

Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse hängen von der Energie E der einfallenden γ -Quanten und von der Kernladungszahl Z der durchsetzten Materie ab. Aus der Summe der Wirkungsquerschnitte ergibt sich dann der Absorptionskoeffizient $\mu(E, Z)$.

2.1. Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird das γ -Quant vollständig absorbiert, wobei die Energie des γ -Quants auf ein Elektron des Atoms übertragen wird, welches daraufhin emittiert wird. Photoeffekt kann also nur eintreten, wenn die γ -Energie größer als die Bindungsenergie der äußersten Schale ist.

$$(9) \quad E_e = E - B_i$$

$B_i = B_K, B_L, B_M \dots$ Bindungsenergie der K-, L-, M-, ... Schale

E — Energie des γ -Quants

E_e — kinetische Energie des freigewordenen Elektrons

Trägt man den Wirkungsquerschnitt σ als Funktion von E auf, so ergeben sich an den Stellen, an denen die Energie des Photons gleich der Bindungsenergie einer Schale ist, Resonanzstellen. Da von einem gebundenen Elektron die Energie nur quantisiert aufgenommen werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts am größten, wenn die Energie des γ -Quants der Elektronenbindungsenergie einer Schale entspricht. Da außerdem die Schalen L, M, ... auf Grund anderer Quantenzahlen (Drehimpuls, Richtungsquantelung) Unterstrukturen haben, ergeben sich entsprechende Feinstrukturen der Absorptionskanten (Abb. 6.1).

Die Bindungsenergien der einzelnen Schalen betragen etwa

$$\text{K-Schale} \quad B_K \cong R \cdot (Z-1)^2$$

$$\text{L-Schale} \quad B_L \cong \frac{1}{4} R \cdot (Z-5)^2$$

$$\text{M-Schale} \quad B_M \cong \frac{1}{9} R \cdot (Z-13)^2$$

mit $R = 13,61 \text{ eV}$ (RYDBERG-Konstante)

für $Z = 13$ (Al) ist $B_K = 1,95 \text{ keV}$

für $Z = 82$ (Pb) ist $B_K = 90 \text{ keV}$

Aus den Zahlenangaben ersieht man, daß die Absorption von γ -Quanten im wesentlichen durch Elektronen der K-Schale erfolgt.

Der Wirkungsquerschnitt nimmt verschiedene Werte an, je nachdem, ob man sich vor, an oder hinter der Absorptionskante befindet. In der Nähe der Absorptionskante läßt er sich durch folgende Beziehung darstellen:

$$(10) \quad \sigma_{\text{ph}} = \frac{2^5 \sqrt{2} \pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \alpha^4 Z^5 E^{-3,5}$$

$$\alpha = \frac{1}{137} \text{ (SOMMERFELDSche Feinstruktur-Konstante)}$$

Somit ist der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt proportional zur 5. Potenz der Kernladungszahl der durchsetzten Materie. Der Photoeffekt ist also vor allem bei schwereren Elementen ausgeprägt. Außerdem nimmt der Wirkungsquerschnitt sehr schnell mit steigender γ -Energie ab.

Wenn die Energie der einfallenden γ -Quanten so groß ist, daß auch die Bindungsenergie der K-Elektronen vernachlässigt werden kann, wird das γ -Quant nicht mehr vollständig absorbiert, sondern unter Energieabgabe inelastisch gestreut.

2.2. Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt verliert das γ -Quant Energie, die es einem Elektron der Atomhülle im direkten Stoß überträgt (inelastische Streuung). Ein wesentlicher Unterschied zum Photoeffekt besteht darin, daß das γ -Quant nach der Wechselwirkung noch vorhanden ist.

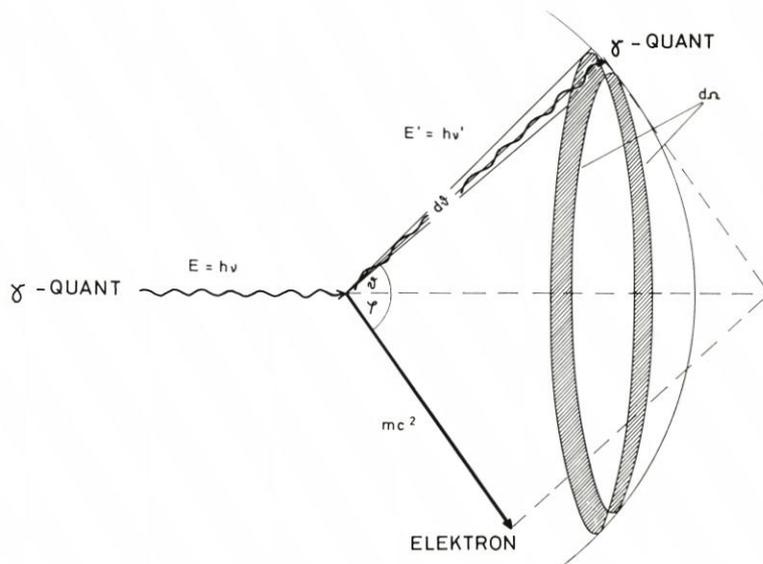


Abb. 2. Comptoneffekt

Das γ -Quant

Mit dem Ansatz der Energie- und Impulserhaltung läßt sich die Energie des gestreuten γ -Quants herleiten

$$(11) \quad E' = \frac{E}{1 + \varepsilon (1 - \cos \vartheta)}$$

wobei $\varepsilon = \frac{E}{m_e c^2} = \frac{E}{0,511 \text{ MeV}}$ und ϑ der Winkel ist, um den das γ -Quant aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt worden ist.

Maximaler Energieverlust tritt bei Rückwärtsstreuung auf. Für $\vartheta = 180^\circ$ ist

$$(12) \quad E' = \frac{E}{1 + 2\varepsilon}$$

In diesem Fall nähert sich für große E die Energie des gestreuten γ -Quants gegen

$$(13) \quad E' = \frac{E}{1 + 2 \frac{E}{0,511}} = \frac{1}{\frac{1}{E} + \frac{2}{0,511}} \approx \frac{0,511}{2} = 0,255 \text{ MeV}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung in den Raumwinkel $d\Omega$ ist gegeben durch

$$(14) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \vartheta \right)$$

$r_0 = \text{Elektronenradius}$

Die Anzahl der in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreuten γ -Quanten ist also von der Energie der einfallenden γ -Quanten und vom Streuwinkel abhängig.

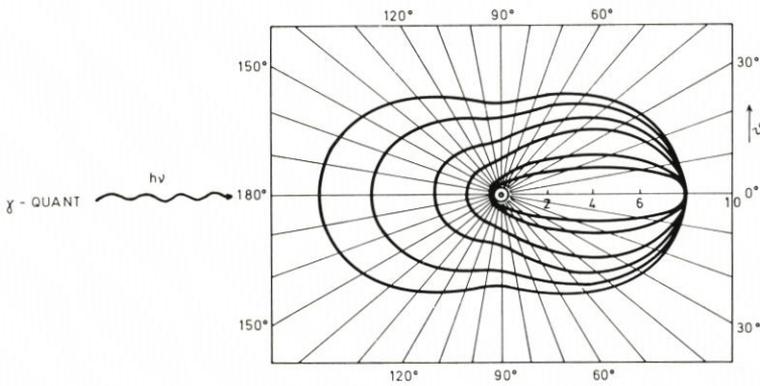


Abb. 3. Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung für verschiedene γ -Energien E, und zwar von innen nach außen 5,1, 2,04, 0,51, 0,204, 0,051, 0 MeV nach Gleichung (14) ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$ in 10^{-26} cm^2)

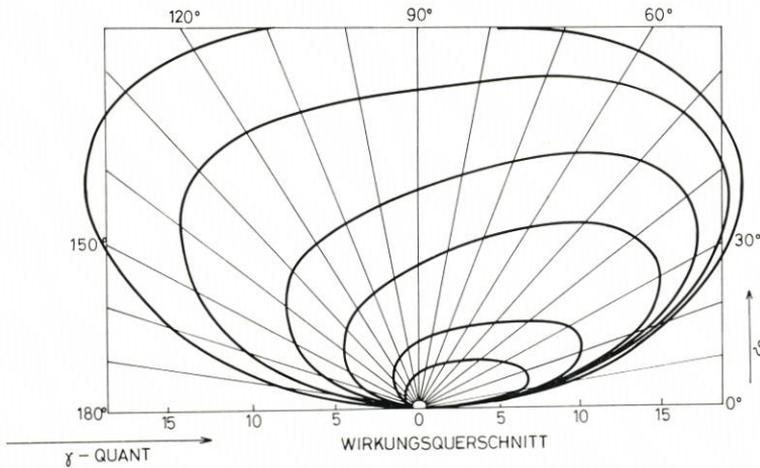


Abb. 4. Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung von γ -Quanten in den Doppelkegel zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ für verschiedene γ -Energien, und zwar von innen nach außen 5,1, 2,04, 0,51, 0,204, 0,051, 0 MeV nach Gleichung (15)

Man sieht aus Abbildung 3, daß mit wachsender Energie die Streuung bevorzugt vorwärts stattfindet.

Die Anzahl der in den Doppelkegel zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ hineingestreuerten γ -Quanten ist gegeben durch

$$(15) \quad \frac{d\sigma}{d\vartheta} = \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \sin \vartheta$$

Es ergibt sich ein von Abbildung 3 stark abweichendes Bild. So ist z. B. $\frac{d\sigma}{d\vartheta} = 0$ für Vorwärtsstreuung. Wenn ϑ zunimmt, so nimmt auch der Raumwinkel $d\Omega$, in den die γ -Quanten hineingestreut werden, zu (siehe Abb. 2), während $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ abnimmt (siehe Abb. 3). Das Produkt dieser beiden Funktionen durchläuft daher ein Maximum.

Das Elektron

Zwischen dem Streuwinkel des γ -Quants ϑ und dem Streuwinkel des Elektrons φ besteht die Beziehung

$$(16) \quad \cot \varphi = (1 + \varepsilon) \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = (1 + \varepsilon) \tan \frac{\vartheta}{2}$$

$$\text{bzw. (17)} \quad \cos \vartheta = \frac{(1 + \varepsilon)^2 - \cot^2 \varphi}{(1 + \varepsilon)^2 + \cot^2 \varphi}$$

Das Elektron erhält durch den Stoß die Energie

$$(18) \quad T = E - E'$$

mitgeteilt. Mit (11) und (17) folgt

$$(19) \quad T = E \frac{2\varepsilon \cos^2 \varphi}{(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}$$

Die Energieverteilung der Elektronen, die als Spektrum gemessen wird, ergibt sich aus

$$(20) \quad \frac{d\sigma}{dT} = \frac{d\sigma}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dT}$$

Analog der Berechnung beim γ -Quant ergibt sich für das Elektron

$$(21) \quad \frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{d\sigma}{d\Omega'} 2\pi \sin \varphi = \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \sin \vartheta \frac{d\vartheta}{d\varphi}$$

Differentiation von (17) und Einsetzen in (21) ergibt

$$(22) \quad \frac{d\sigma}{d\varphi} = - \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{2\pi}{\sin^3 \varphi} \frac{4 \cos \varphi (1 + \varepsilon)^2}{[(1 + \varepsilon)^2 + \cot^2 \varphi]^2}$$

Aus (19) folgt

$$(23) \quad \frac{d\varphi}{dT} = - \frac{[(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi]^2}{4 \varepsilon^2 m_e c^2 (1 + \varepsilon)^2 \cos \varphi \sin \varphi}$$

Nach Einsetzen von (22) und (23) in (20):

$$(24) \quad \frac{d\sigma}{dT} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{2\pi}{\varepsilon^2 m_e c^2} \left[\frac{(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon^2 \cos^2 \varphi}{(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon (2 + \varepsilon) \cos^2 \varphi} \right]^2$$

Gleichung (24) gibt das Elektronenspektrum an, das von monoenergetischer γ -Strahlung der Energie ε bei einmaligem Comptoneffekt, d. h. bei sehr dünnen Schichtdicken des Absorbers erzeugt wird.

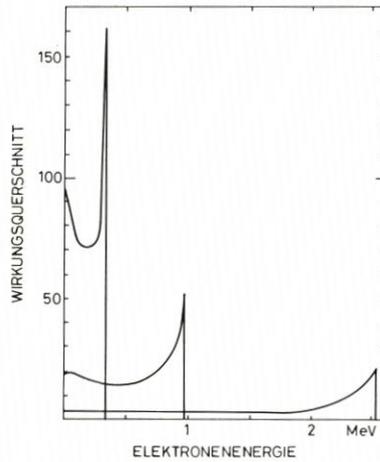


Abb. 5. Energiespektrum von Elektronen nach Streuung durch γ -Quanten der Energie (von oben) 0,51, 1,2 und 2,76 MeV nach Gleichung (24)

Die scharfe Comptonkante ist durch die maximale Energieabgabe des γ -Quants an das Elektron gegeben (siehe Gleichung (12)). Bemerkenswert ist der Anstieg der Intensität an der Comptonkante, der relativ gesehen mit höherer Energie immer ausgeprägter wird. Darauf wird im Bericht II, Abschnitt 2.1.3. bei der Analyse des ^{46}Sc -Spektrums noch einmal eingegangen.

Das Energiespektrum der gestreuten γ -Quanten ergibt sich aus (24) durch die Beziehung

$$(25) \quad E' = E - T$$

d. h., schon bei sehr dünnen Schichten (einmalige Comptonstreuung) wird eine monoenergetische γ -Strahlung in ein Spektrum auseinandergezogen.

Der Wirkungsquerschnitt

Der über alle Raumwinkel integrierte mittlere Wirkungsquerschnitt für die Compton-gestreuten γ -Quanten wird durch die Klein-Nishina-Formel angegeben

$$(26) \quad \sigma_c = \frac{2\pi e^4}{E^2} \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \right. \\ \left. \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}$$

Für 1 MeV γ -Quanten ist $\sigma_c = 2,06 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. Mit zunehmender γ -Energie nimmt σ_c langsam ab.

Da die Anzahl der Elektronen pro Atom mit der Ordnungszahl ansteigt, ist der mittlere Comptonstreuquerschnitt pro Atom gleich $Z \cdot \sigma_c$.

2.3. Paarbildung

Ist die Energie des γ -Quants größer als die doppelte Ruhenergie des Elektrons $E \geq 2 \cdot m_e \cdot c^2 = 1,022 \text{ MeV}$, so kann sich das γ -Quant in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Voraussetzung dazu ist, daß zur Erhaltung von Energie und Impuls ein Stoßpartner vorhanden ist, der Rückstoßenergie aufnehmen kann. Wenn dieser Partner ein Atomkern ist, so ist wegen $E = p^2/2m$ die Rückstoßenergie sehr klein. Wird der Rückstoß jedoch von einem Elektron aufgenommen, so ist im Laborsystem die Schwellenwertenergie für die Paarerzeugung $4 \cdot m_e \cdot c^2 = 2,04 \text{ MeV}$, also doppelt so groß.

Für den Wirkungsquerschnitt ergeben sich im ersten Fall 2 Möglichkeiten. Bei kernnahen Wechselwirkungen kann die Abschirmung des Kernfeldes durch die Elektronenhülle vernachlässigt werden und es ergibt sich

$$(27) \quad \sigma_{PB} = \alpha \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln 2E - \frac{218}{27} \right)$$

Bei entfernteren Wechselwirkungen, außerhalb der K-Schale, muß die Abschirmung berücksichtigt werden. Dafür ist

$$(28) \quad \sigma_{PB} = \alpha \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right)$$

In diesem Fall ist der Wirkungsquerschnitt nicht von der γ -Energie abhängig.

Wird der Rückstoß von einem Elektron aufgenommen, so erhält man als Wirkungsquerschnitt

$$(29) \quad \sigma_{PB} = \alpha \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{28}{9} \ln 2E - 11,3 \right)$$

Durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte findet man, daß die Aufnahme des Rückstoßes durch einen Atomkern wesentlich häufiger erfolgt als durch das Schalelektron.

2.4. Gesamtwirkungsquerschnitt

Die Gesamtabsorption von γ -Quanten beim Durchsetzen von Materie ergibt sich durch Addition der drei Prozesse, so daß sich der Absorptionskoeffizient in Gleichung (1) folgendermaßen darstellt:

$$(30) \quad \mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_{PB}$$

Die Anzahl der Atome pro cm^3 ist gegeben durch

$$(31) \quad n = \frac{\rho \cdot n_L}{A} \quad n_L\text{-LOSCHMIDT-Zahl.}$$

Damit ergibt sich der Massenabsorptionskoeffizient

$$(32) \quad \frac{\mu}{\rho} = \frac{n_L}{A} (\sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{PB})$$

wobei jetzt die im einzelnen angegebenen Wirkungsquerschnitte eingesetzt werden müssen.

Da die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse von der Energie der einfallenden γ -Quanten und der Kernladungszahl Z abhängen, ergeben sich verschiedene energieabhängige Verläufe für verschiedene Materien. Abbildung 6 zeigt den Verlauf der drei Massenabsorptionskoeffizienten und des Gesamtmassenabsorptionskoeffizienten für Blei und Wasser.

Man sieht, daß bei kleineren Z der Comptoneffekt dominierend ist. Aus Abbildung 7 lassen sich die Bereiche, in denen die einzelnen Effekte dominieren, in Abhängigkeit von Z entnehmen.

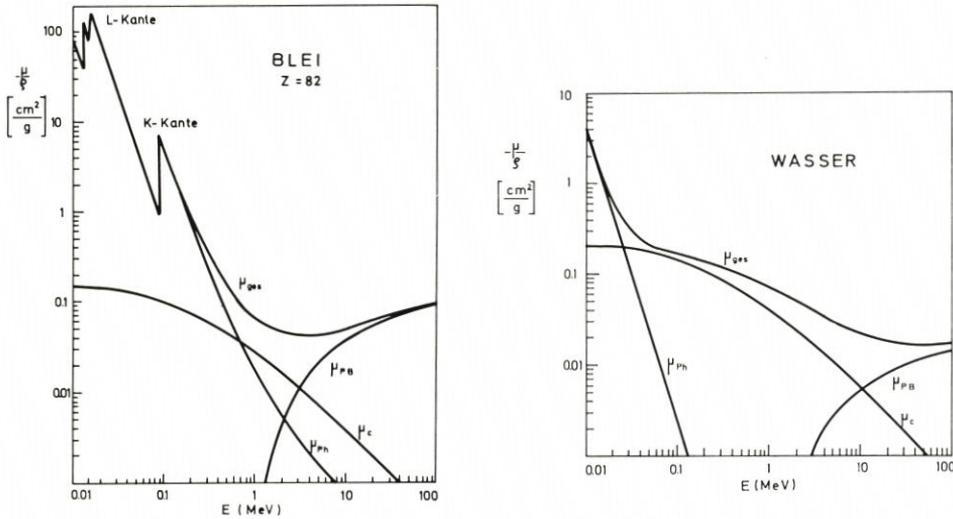


Abb. 6. Massenabsorptionskoeffizienten für Blei (linkes Bild) und Wasser (rechtes Bild)

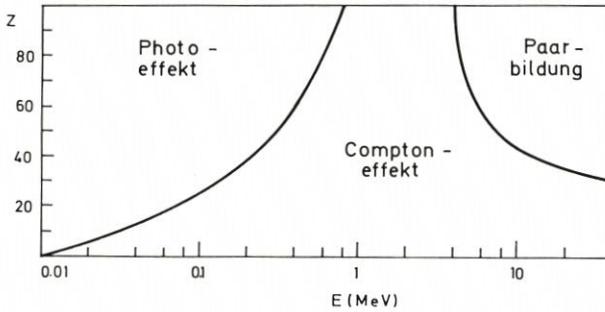


Abb. 7. Überwiegender Einfluß der einzelnen γ -Wechselwirkungsprozesse

In den Bereichen, in denen der Comptoneffekt vorherrscht, ist der Gesamtmassenabsorptionskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ nahezu unabhängig von Z, da

$$(33) \quad \frac{\mu}{\rho} \approx \frac{\mu_c}{\rho} = \frac{Z}{A} n_L \sigma_c$$

ist, und Z/A für alle Elemente (außer Wasserstoff) ungefähr 1/2 ist.

Tabelle 1 gibt $\frac{\rho}{\mu}$ -Werte für einige Materialien an, die mit Hilfe von Gleichung (32) berechnet worden sind.

Tabelle 1 $\frac{\mu}{\rho}$ (cm²/g)

E (MeV)	Wasser ¹	Aluminium	Blei	feuchter Sand ¹
	$\rho = 1$	$\rho = 2,69$	$\rho = 11,34$	90 % SiO ₂ 10 % H ₂ O $\rho = 2,1$
0,01	5,18	26,2	142	17,61
0,02	0,772	3,37	92	2,3162
0,05	0,221	0,353	8,49	0,2983
0,1	0,171	0,169	5,73	0,1614
0,2	0,137	0,122	0,983	0,1252
0,5	0,0966	0,0845	0,159	0,0879
0,8	0,0786	0,0684	0,0881	0,0715
1,0	0,0706	0,0614	0,0704	0,0642
1,5	0,0575	0,0500	0,0521	0,0523
2,0	0,0493	0,0432	0,0457	0,0538

¹⁾ Bei gemischten Substanzen erfolgt die Berechnung durch Berücksichtigung der Atomgewichtsanteile.

Beispiel feuchter Sand:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Sand}} = \frac{9}{10} \left[\frac{28}{60} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Si}} + \frac{32}{60} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{O}} \right] + \frac{1}{10} \left[\frac{2}{18} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{H}} + \frac{16}{18} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{O}} \right]$$

$$\text{für 1 MeV: } \mu_{\text{Sand}} = \rho \cdot 0,0642 = 0,134$$

2.5. Aufbau effekt

Während das γ -Quant beim Photoeffekt vollständig absorbiert wird, die Absorption also streng exponentiell entsprechend Gleichung (1) verläuft, gibt es bei Comptonstreuung nur einen Teil seiner Energie ab. Durch die Energieabgabe ändert sich das Spektrum der γ -Quanten. Die monoenergetische Strahlung eines Präparates wird bereits bei geringen Materiedicken in ein Spektrum auseinandergezogen (siehe Gleichung (24) und (25) sowie Abb. 5).

Außerdem durchdringen mehr γ -Quanten die Materieschicht als nach rein exponentieller Absorption zu erwarten wäre. Die Anzahl der zusätzlichen γ -Quanten läßt sich durch einen Aufbaufaktor (build-up factor) b berücksichtigen

$$(34) \quad J = b J_0 \exp(-\mu x)$$

Die genaue Berechnung von b gestaltet sich außerordentlich schwierig, da b abhängt von

- der Art der Strahlenquelle,
- der Energie der Strahlenquelle,
- der Art der durchsetzten Materie,
- der Dicke der durchsetzten Materie,
- der Geometrie der Versuchsanordnung,
- der verwendeten Energiekanäle zur Ausblendung bestimmter Bereiche aus dem Spektrum.

Darüber hinaus geht in die Rechnung die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ein, die wiederum eine Funktion der Energie ist.

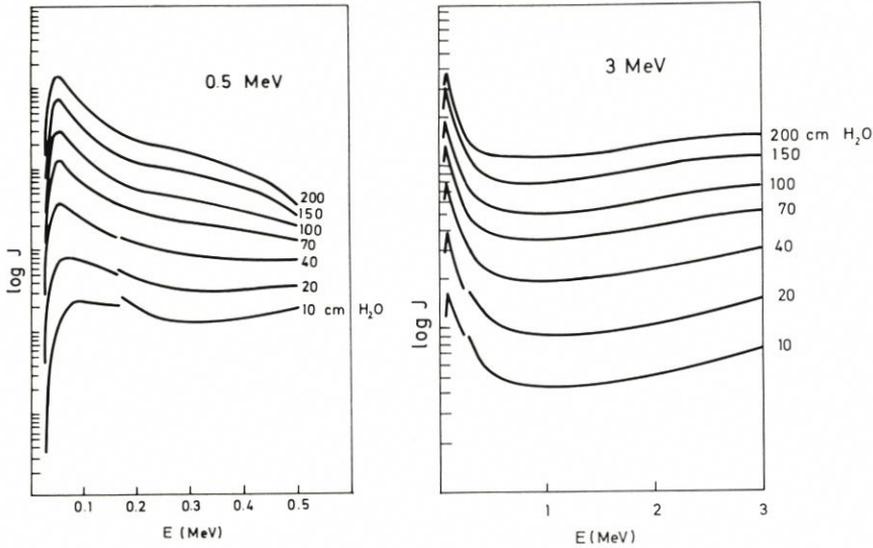


Abb. 8. Differentielles Energiespektrum einer monoenergetischen γ -Strahlung nach Durchsetzen einer Wasserschicht

Schließlich bewirken die in den Detektor gelangenden γ -Quanten dort ebenfalls wieder Photo- und Comptoneffekt, so daß das letzten Endes vorliegende Spektrum auf sehr komplizierte Weise von der anfänglich emittierten γ -Strahlung abhängt. Auf Grund dieser Überlegungen ist man zur Bestimmung des Aufbaufaktors auf das Experiment angewiesen. In sehr vereinfachender Näherung läßt sich der Aufbaufaktor in der Form

$$(35) \quad b = 1 + \beta \mu x$$

darstellen. Man sieht daraus, daß b eine monoton mit der Dicke der durchsetzten Materieschicht x zunehmende Funktion ist. Da auf diese Weise bei ein und derselben Versuchsanordnung eine eindeutige Beziehung zwischen x und b gegeben ist, läßt sich mit Hilfe des Aufbaueffektes die Dicke der durchsetzten Materieschicht bestimmen.

Wenn der Verlauf von $b(x)$ bekannt ist und die Versuchsanordnung an Land den Bedingungen auf dem Meeresgrund entspricht, läßt sich aus dem in situ gemessenen Wert b die Dicke der absorbierenden Sandschicht x bestimmen.

Es ist nun allerdings praktischer, nicht b direkt zu messen, sondern eine von b abgeleitete Größe, und zwar das Verhältnis der Anzahl der Impulse im Bereich des Comptonplateaus J_I zu der Anzahl der Impulse im Bereich des Photopeaks J_{II} .

Es gilt nämlich im Bereich des Photopeaks streng exponentielle Absorption

$$(36) \quad J_{II} = J_{0II} \exp(-\mu_{II}x)$$

während im Bereich des Comptonplateaus der Aufbaufaktor berücksichtigt werden muß

$$(37) \quad J_I = b J_{0I} \exp(-\mu_I x)$$

Das Verhältnis ergibt

$$(38) \quad \frac{J_I}{J_{II}} = \frac{b J_{0I} \exp(-\mu_I x)}{J_{0II} \exp(-\mu_{II} x)} = \text{const} \cdot b$$

Bei den bisher durchgeführten qualitativen Messungen wurde $J_I + J_{II}$ mit den in der

Einleitung beschriebenen Szintillationszählern gemessen. Die getrennte Messung von J_I und J_{II} und damit die Bestimmung von b bzw. x erfordert als einzige Änderung bei den bereits vielfach verwendeten Impulsregistriereinrichtungen einen zweiten Amplitudendiskriminator und ein zweites Zählwerk.

3. Aufbau der Meßanordnung

Im folgenden wird eine Versuchsanordnung beschrieben, mit der der Verlauf von $\frac{J_{II}}{J_I}(x)$ unter Bedingungen, die denen auf dem Meeresgrund so gut wie möglich entsprechen, bestimmt werden kann.

Da die radioaktive Substanz auf den Meeresgrund zweidimensional, quasi unendlich ausgedehnt ist und sich diese Bedingung an Land nicht reproduzieren läßt, muß der Szintillationszähler einen Öffnungswinkel besitzen, außerhalb dessen im Idealfall keine Strahlung in den Detektor eindringen kann. Die im Bericht II ausführlich beschriebene Meßsonde hat einen Öffnungswinkel von 120° , der Abschwächungsfaktor außerhalb ist

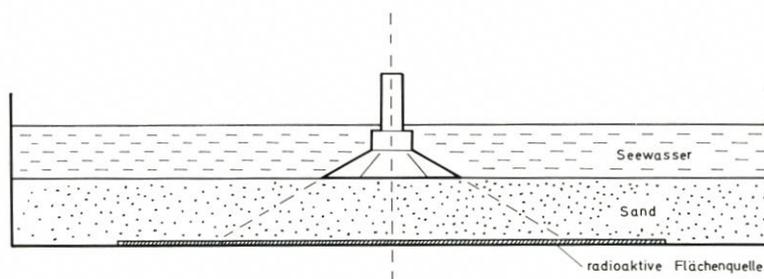


Abb. 9. Meßanordnung für die Eichung

$> 10^4$. Durch die besondere Formgebung der Sonde trägt das Seewasser selbst in erheblichem Maße zur Absorption außerhalb des Öffnungswinkels einfallender γ -Strahlung bei. Aus diesem Grund muß die Sonde während der Messungen an Land bis zur Höhe des Szintillationskristalls unter Seewasser stehen.

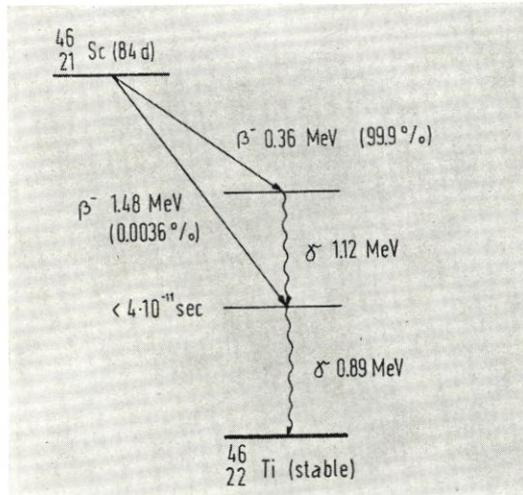
Die Messung selbst wurde in einem kreisförmigen Becken mit einem Durchmesser von 5 m und einer Tiefe von 1 m durchgeführt. Da aus Strahlenschutz- und Kostengründen nicht für jede beliebige Verteilung des radioaktiven Sandes mit der Tiefe das Verhältnis J_I/J_{II} bestimmt werden kann, muß man sich auf den Spezialfall einer Flächenquelle der Dicke dx beschränken.

Als radioaktives Isotop wurde entsprechend dem bei den Sandwanderungsmessungen vor Sylt eingesetzten Tracer Scandium 46 verwendet.

Durch die Tatsache der 2 Photolinien wird die Messung nicht beeinträchtigt. Als Flächenquelle wurden 44 Platten mit der Kantenlänge 50×50 cm und 8 Platten 50×25 cm verwendet, die zu einer kreisförmigen Fläche mit einem Durchmesser von 3,6 m zusammengelegt werden konnten.

In den Platten befindet sich ^{46}Sc im EDTA-Komplex in neutraler wäßriger Lösung mit einer Schichtdicke von 5 mm. Dadurch ist gewährleistet, daß die Aktivität in den Eichplatten homogen verteilt ist. Die Aktivität der gesamten Flächenquelle betrug bei

Zerfallsschema:



den Messungen etwa 1 mCi. Diese Menge war ausreichend, um das Verhältnis J_I/J_{II} bis zu einer Schichtdicke des überlagerten Sandes von 50 cm zu bestimmen.

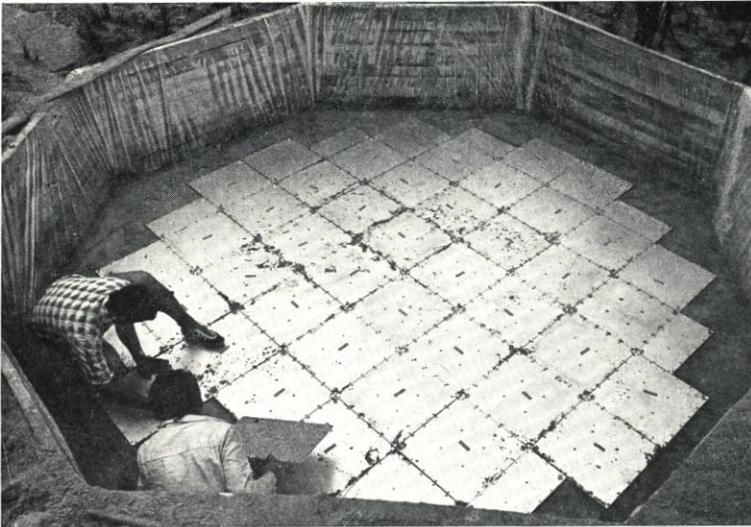


Abb. 10. Eichbecken mit Flächenpräparat

4. Auswertung der Meßergebnisse

In Abbildung 11 sind die mit der Apparatur aufgenommenen Spektren von ^{46}Sc für mehrere absorbierende Sandschichtdicken dargestellt.

Die Lage der Photopeaks (0,89 MeV bei Kanal 355 und 1,12 MeV bei Kanal 450) bleibt unverändert, aber im Bereich des Comptonplateaus liegen die Spektren näher zu-

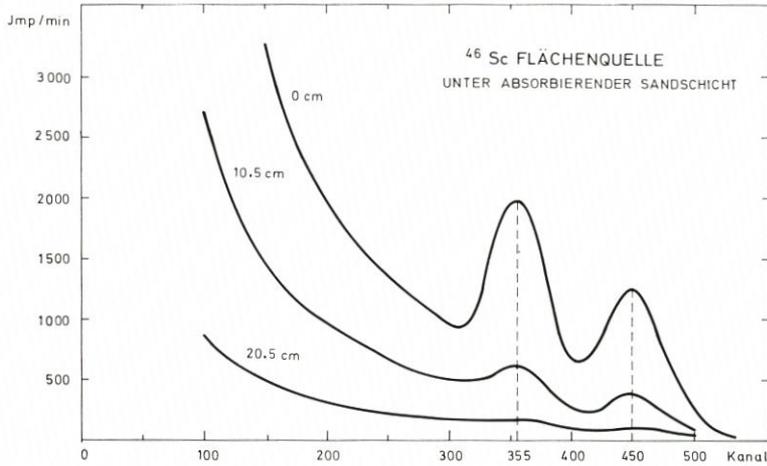


Abb. 11. Differentielle Energiespektren von ^{46}Sc für mehrere absorbierende Sandschichtdicken

sammen als im Bereich der Photopeaks. Die Lage der Comptonkante wird bestimmt durch die Energie, die den Elektronen von den γ -Quanten bei Comptonstreuung maximal übertragen werden kann.

$$\text{Für } E = 0,89 \text{ MeV: } E - E' = E \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \cdot \frac{E}{0,511}} \right) = 0,69 \text{ MeV}$$

$$\text{Für } E = 1,12 \text{ MeV: } E - E' = 0,91 \text{ MeV}$$

Während die Comptonkante der 1,12 MeV γ -Quanten durch den 0,89 MeV Photopeak überdeckt wird und infolgedessen nicht sichtbar ist, liegt die Comptonkante der 0,89 MeV γ -Quanten bei Kanal 280. Theoretisch müßte an dieser Stelle das Spektrum steil abfallen. Daß das nicht beobachtet wird, liegt an peakverbreiternden Effekten, die hier im einzelnen nicht weiter erläutert werden sollen.

Das Intensitätsverhältnis der Photopeaks beträgt 1,6. Ein Summenpeak bei 0,89 + 1,12 = 2,01 MeV wird nicht festgestellt; die zu erwartende Intensität beträgt nur $6 \cdot 10^{-4}$ der Intensität des 0,89 MeV Photopeaks.

Der Aufbaueffekt wird deutlich erkennbar, wenn statt des differentiellen Energiespektrums das Impulsratenverhältnis $\frac{J_0}{J_x}(E)$ aufgetragen wird (Abb. 12), einmal bei $x = 10,5$ cm absorbierender Sandschicht und dann bei $x = 20,5$ cm Sandschicht.

Mit Hilfe dieser Darstellung läßt sich die Auswahl der Bereiche, in denen J_I (Bereich I) und J_{II} (Bereich II) gemessen werden sollen, optimieren.

Nun ist eine statistisch einfallende Impulsrate N mit dem Fehler $\pm \sqrt{N}$ behaftet.

Mit steigender Zählrate sinkt also der relative Fehler $\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$, so daß eine hohe

Zählrate für die Genauigkeit einer Messung von grundlegender Bedeutung ist. Bei der Optimierung der Meßbereiche muß man also nicht nur auf möglichst hohe bzw. niedrige Zählratenverhältnisse achten, sondern auch darauf, daß jeder Bereich für sich möglichst breit ist. Dabei genügt es, sich auf die Variation der linken Grenze des Bereiches I zu be-

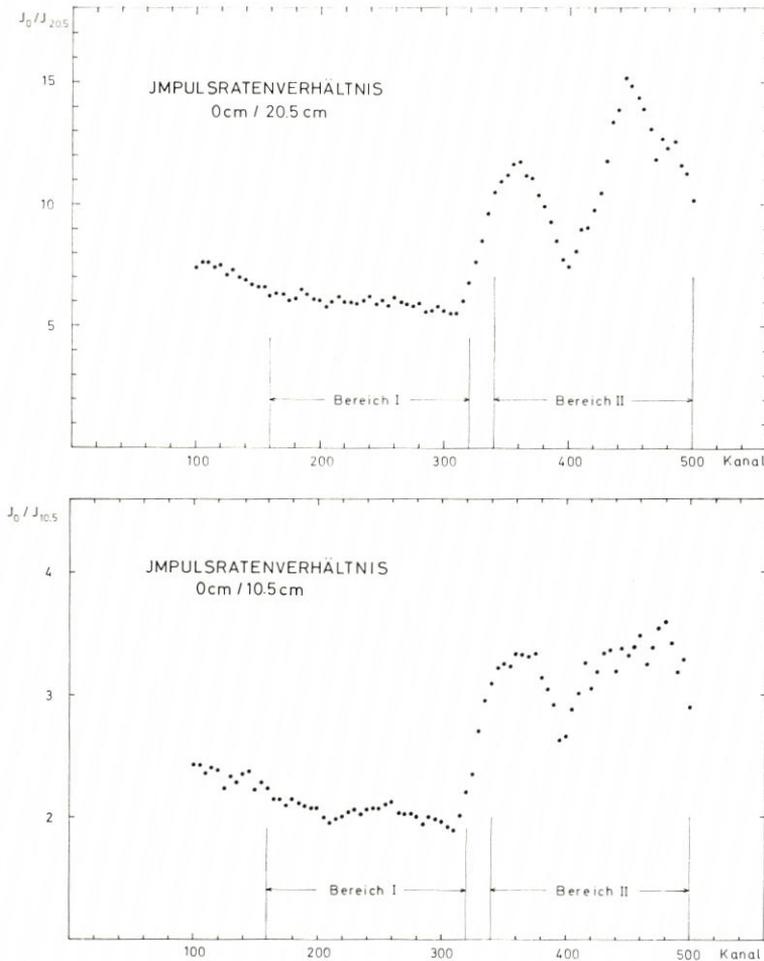


Abb. 12. Impulsratenverhältnis

oberes Bild: Für 20,5 cm absorbierende Sandschicht
 unteres Bild: Für 10,5 cm absorbierende Sandschicht

schränken, da die Breite des Bereiches II durch die Lage und Breite des Photopeaks gegeben ist und sich die rechte Grenze des Bereiches I an den Bereich II anschließt.

Wenn man die linke Grenze des Bereiches I zu niedrigeren Energien hin verschiebt, nimmt natürlich auch der Nulleffekt zu, und zwar in stärkerem Maße als der Intensitätsanstieg im ^{46}Sc -Spektrum. Der Einfluß des Nulleffekts hängt nun ab vom Nulleffektspektrum und davon, ob die Messung in einem Gebiet starker oder schwacher Aktivität vorgenommen wurde.

Außerdem soll, wie weiter unten begründet wird, der Bereich I so gewählt werden, daß der Absorptionskoeffizient in diesem Bereich μ_1 möglichst klein wird.

Bei den hier dargestellten Meßergebnissen wurden die Bereiche folgendermaßen festgelegt (Abb. 12):

Bereich I: Kanal 160–320

Bereich II: Kanal 340–500

In diesen Bereichen werden nun die Zählraten als Funktion der Dicke einer absorbierenden Sandschicht gemessen.

Logarithmisch aufgetragen muß $J_{II}(x)$ eine Gerade entsprechend streng exponentieller Absorption ergeben. Die Steigerung $\mu_{II} = 0,117$ ist nicht identisch mit dem berechneten Absorptionskoeffizienten für feuchten Sand bei 1 MeV ($\mu_{\text{Sand}} = 0,134$, siehe

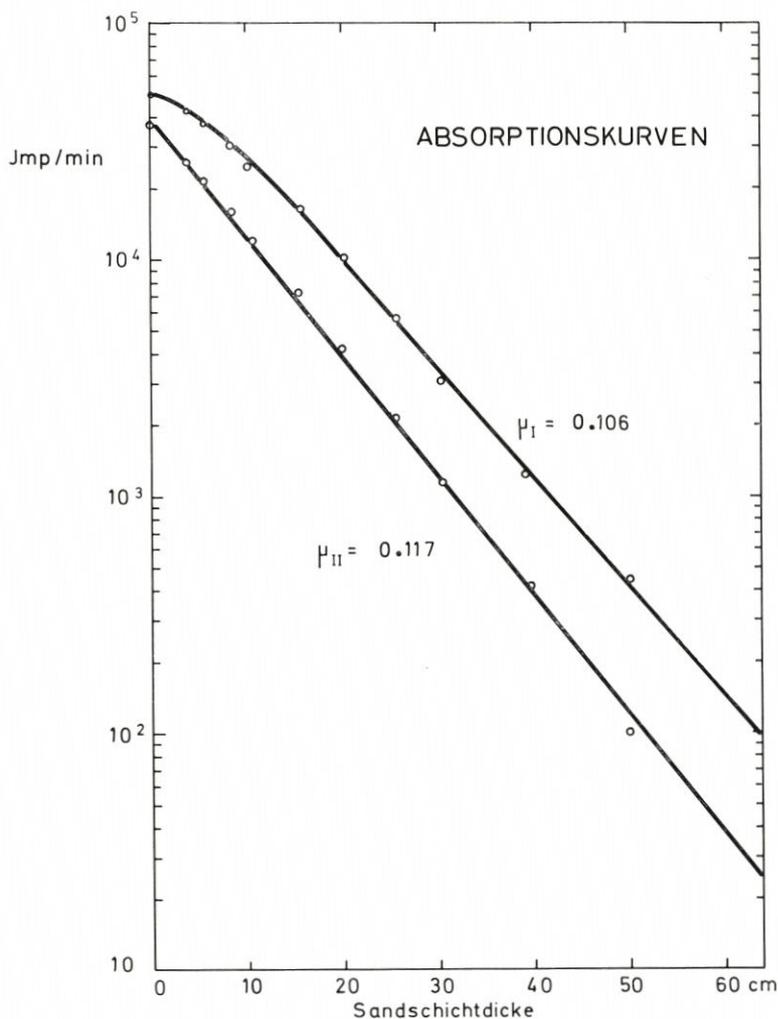


Abb. 13. Die Absorptionskurven in den Meßbereichen I und II

Fußnote Tab. 1), da mit zunehmender Sandschichtdicke die vom Szintillator erfaßte radioaktive Fläche größer wird, wodurch sich die scheinbar geringere Absorption erklärt.

Der Verlauf von $J_I(x)$ wird durch eine anfängliche Krümmung charakterisiert, bevor die Kurve ab etwa 15 cm Sandschichtdicke in eine Gerade übergeht mit einer Steigung $\mu_I = 0,106$.

Der gerade Verlauf ab ≈ 15 cm ist auf das Erreichen eines Gleichgewichtszustandes

zurückzuführen, bei dem sich das Spektrum der gestreuten γ -Quanten mit zunehmender Sandschichtdicke nicht mehr wesentlich ändert (Abb. 11, Kurve c).

Die anfängliche Krümmung von $J_I(x)$ zeigt sich auch im logarithmisch aufgetragenen Verlauf von $\frac{J_I}{J_{II}}(x)$ (x).

Die Steigung im geraden Teil (für $x \gtrsim 15$ cm) ergibt sich aus μ_I und μ_{II} .

$$(39) \quad \frac{J_I}{J_{II}} = \frac{J_{oI} \exp(-\mu_I x)}{J_{oII} \exp(-\mu_{II} x)} = \frac{J_{oI}}{J_{oII}} \exp((\mu_{II} - \mu_I)x)$$

Steigung: $\mu_{II} - \mu_I = 0,117 - 0,106 = 0,011$

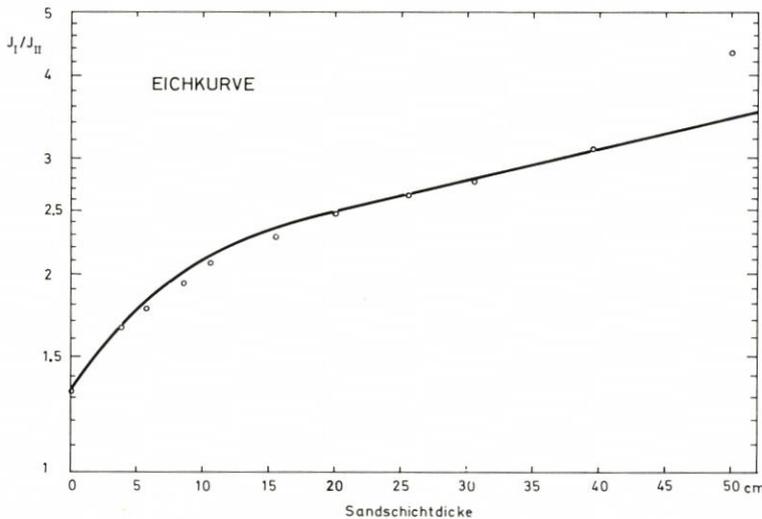


Abb. 14. Die Eichkurve

Der Kurve $\frac{J_I}{J_{II}}(x)$ kommt die Bedeutung einer Eichkurve zu. Aus ihr läßt sich mit den in situ gemessenen Zählraten J_I und J_{II} die Dicke der überlagerten Sandschicht x bestimmen.

Um eine möglichst gute Auflösung für die Bestimmung von x zu erreichen, muß die Eichkurve steil verlaufen. Da μ_{II} festliegt, muß der Bereich I so gewählt werden, daß μ_I ein Minimum wird.

Aus der Eichkurve $\frac{J_I}{J_{II}}(x)$ ergibt sich der Aufbaufaktor $b(x)$, wenn die Werte J_I/J_{II} entsprechend Gleichung (38) durch $\frac{J_{oI}}{J_{oII}} = 1,33$ dividiert werden.

5. Die mittlere Vergrabungstiefe

Die im vorigen Abschnitt dargestellte Eichkurve ist streng genommen nur dann anwendbar, wenn auf dem Meeresgrund dieselbe Aktivitätsverteilung wie bei der Versuchsdurchführung an Land vorliegt, nämlich, daß sich die gesamte Aktivität am Meßort

in einer Schicht der Dicke 5 mm befindet. Dieser Fall wird kaum je eintreten, so daß die aus der Eichkurve erhaltenen Werte von x mit Fehlern behaftet sind, die von der Art der Verteilungsfunktion $J(x)$ abhängen und die im folgenden untersucht werden sollen.

Die tatsächlich gemessene Zählrate ist

$$(40) \quad J = \int_0^{x_g} J(x) f(x) dx$$

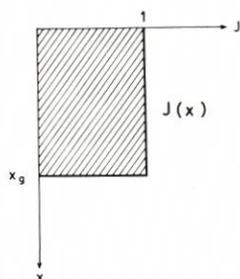
wobei $f(x)$ eine Funktion ist, die die Absorption der γ -Quanten in dem jeweiligen Meßbereich beschreibt (Abb. 13). $f(x)$ wird im Bereich I durch ein Polygon approximiert

$$(41) \quad f_1(x) = 10^3 \cdot \begin{cases} 50,6 - \frac{5}{3}x & \text{für } 0 \leq x < 3 \text{ cm} \\ 53,75 - 2,75x & \text{für } 3 \leq x < 5 \text{ cm} \\ 52 - 2,5x & \text{für } 5 \leq x < 10 \text{ cm} \\ 44,7 - 1,82x & \text{für } 10 \leq x \leq 15,5 \text{ cm} \\ 86 \exp(-0,106x) & \text{für } x > 15,5 \text{ cm} \end{cases}$$

Im Bereich II ist

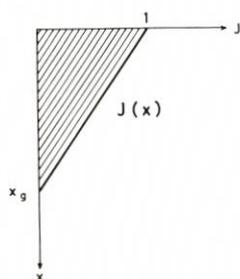
$$(42) \quad f_{II}(x) = J_{0II} \exp(-\mu_{II}x)$$

Im folgenden soll die Genauigkeit des Verfahrens der Bestimmung einer mittleren Vergrabungstiefe für 2 einfache Spezialfälle von $J(x)$ untersucht werden:



1. Homogene Verteilung
(gleichmäßige Vermischung des radioaktiven mit natürlichem Sand)

$$(43) \quad J(x) = \text{const} \equiv 1$$



2. Lineare Verteilung
(linear mit der Tiefe abnehmende Aktivität)

$$(44) \quad J(x) = 1 - \frac{x}{x_g}$$

Damit ergibt sich für die gemessene Zählrate im Bereich II nach Einsetzen und Ausführung der Integration bei homogener Verteilung

$$(45) \quad J_{II} = \frac{J_{0II}}{\mu_{II}} (1 - \exp(-\mu_{II} x_g))$$

und bei linearer Verteilung

$$(46) \quad J_{II} = \frac{J_{0II}}{\mu_{II}} \cdot \frac{1}{\mu_{II} x_g} (\exp(-\mu_{II} x_g) + \mu_{II} x_g - 1)$$

Für den Grenzwert ergibt sich in beiden Fällen

$$\lim_{x_g \rightarrow \infty} J_{II} = \frac{J_{oII}}{\mu_{II}} = \frac{3,79 \cdot 10^4}{0,117} = 3,24 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

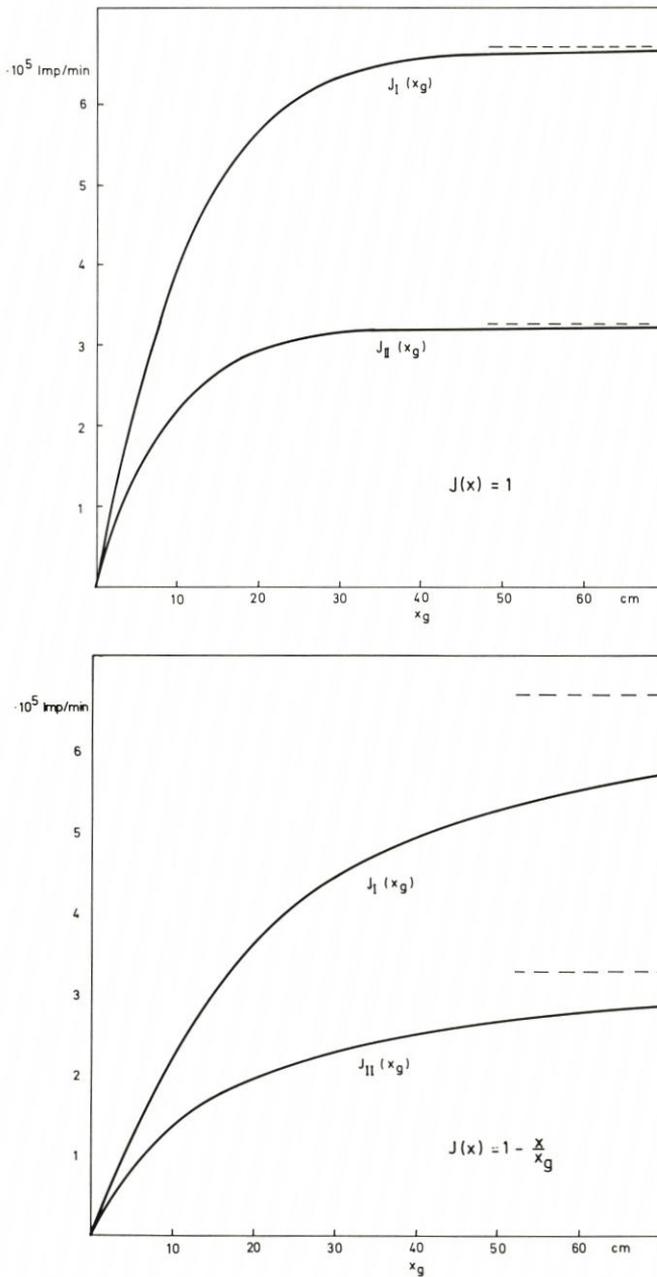


Abb. 15. Zählrate in den beiden Bereichen bei homogener (oberes Bild) und linearer Verteilung (unteres Bild) des radioaktiven Sandes bis zur Tiefe x_g . Die aufgetragenen Zählraten entsprechen Zählraten, wie sie bei solchen Verteilungen tatsächlich gemessen würden

Die Zählraten im Bereich I ergeben sich analog, allerdings muß die Integration wegen des Polygons $f_1(x)$ schrittweise durchgeführt werden. Als Grenzwert ergibt sich für homogene und lineare Verteilung übereinstimmend

$$\lim_{x_g \rightarrow \infty} J_I = 6,72 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

Die Ergebnisse sind in Abbildung 15 für beide Bereiche dargestellt.

Aus dem Verhältnis von $J_I/J_{II}(x_g)$ ergibt sich mit Hilfe der Eichkurve (Abb. 14) die mittlere Vergrabungstiefe x (x_g) für die beiden Verteilungsfunktionen (Abb. 16). x ist der Wert, der sich aus dem Verhältnis der gemessenen Zählraten in den beiden Bereichen ergibt.

Zum Vergleich ist die mittlere Vergrabungstiefe x_m entsprechend der Definitionsgleichung (4) mit aufgetragen.

$$(47) \quad \exp(\mu_{II} x_m) = \frac{J_{oII} \int_0^{x_g} J(x) dx}{\int_0^{x_g} J(x) \exp(-\mu_{II} x) dx}$$

Für homogene Verteilung ist

$$(48) \quad x_m = \frac{1}{\mu_{II}} \ln \left(\frac{J_{oII} x_g}{J_{II}} \right)$$

Für lineare Verteilung ist

$$(49) \quad x_m = \frac{1}{\mu_{II}} \ln \left(\frac{1/2 J_{oII} x_g}{J_{II}} \right)$$

$J_{oII} = 3.79 \cdot 10^4 \text{ Imp/min}$, $J_{II}(x_g)$ ist aus Abb. 15 entnommen.

Man sieht, daß die Werte für x , wie sie sich aus der Messung bei homogener Verteilung ergeben würden, bis etwa 25 cm maximaler Vergrabungstiefe recht zuverlässig sind. Bei linearer Verteilung ist der Fehler sogar bis 30 cm maximaler Vergrabungstiefe noch relativ gering.

Die Aktivität, die entsprechend $J(x)$ am Ort der Messung verteilt ist, erzeugt im Bereich II die Zählrate J_{II} . Mit den aus der Eichkurve entnommenen Werten für x kann J_{II} auf die Impulsrate J_{oII} korrigiert werden, die von der Aktivität erzeugt würde, wenn sie insgesamt an der Oberfläche des Meeresgrundes liegen würde. J_{oII} ist dann die Zählrate, aus der mit Hilfe einer Eichung die Aktivität am Ort der Messung und damit die dort vorliegende radioaktive Sandmenge ermittelt werden kann.

$$(50) \quad J_{oII}(x_g) = J_{II}(x_g) \cdot \exp(\mu_{II} x(x_g))$$

In dieser Gleichung müssen nun die Werte für $J_{II}(x_g)$ und $x(x_g)$ aus Abb. 15 und 16 entsprechend der jeweiligen Verteilungsfunktion eingesetzt werden. Das Ergebnis ist für homogene Verteilung und lineare Verteilung in Abb. 17 dargestellt.

Zum Vergleich ist die Zählrate, wie sie von der Aktivität erzeugt würde, wenn sie tatsächlich auf der Oberfläche des Meeresgrundes liegen würde („wahre Zählrate“) mit eingezeichnet worden. Die Unterschiede kommen dadurch zustande, daß die gemessenen Zählraten mit einer Eichkurve korrigiert wurden, die bei einer anderen Verteilung $J(x)$ erhalten wurden als die beiden hier untersuchten Verteilungsfunktionen. Die Abweichungen der „gemessenen“ von den „wahren“ Zählraten geben also Aufschluß darüber, wie

groß der Fehler ist, der dadurch entsteht, daß die aus einer speziellen Verteilungsfunktion gewonnene Eichkurve auf beliebige Verteilungsfunktionen angewendet wird.

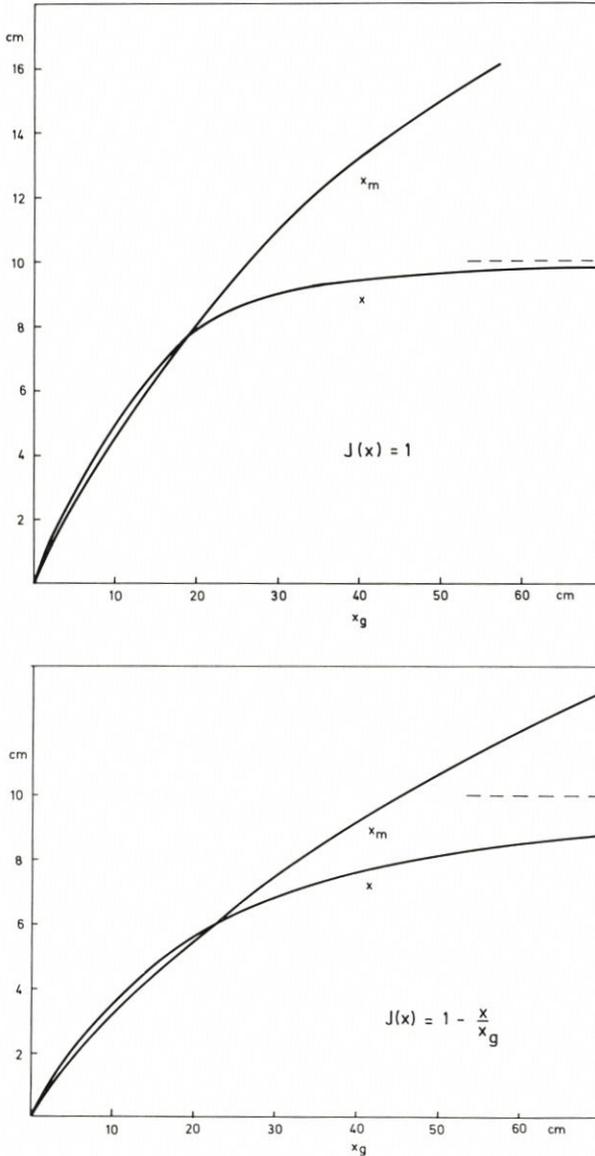


Abb. 16. Vergleich der „gemessenen“ (x) und der „wahren“ (x_m) mittleren Vergrabungstiefen bei homogener Verteilung (oberes Bild) und linearer Verteilung (unteres Bild). x ergibt sich aus der Eichkurve mit den Zählraten aus Abb. 15, x_m aus der Definitionsgleichung (4)

Die Übereinstimmung ist bei homogener Verteilung bis $x_g \approx 25$ cm und bei linearer Verteilung bis $x_g \approx 30$ cm noch relativ gut (Fehler jeweils $\leq 8\%$, Abb. 18).

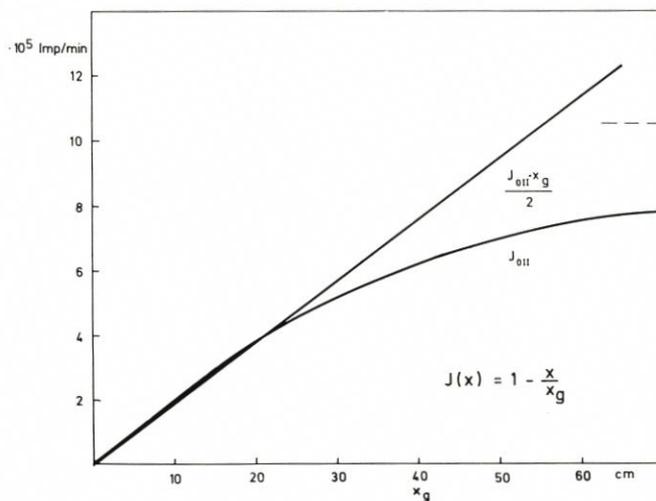
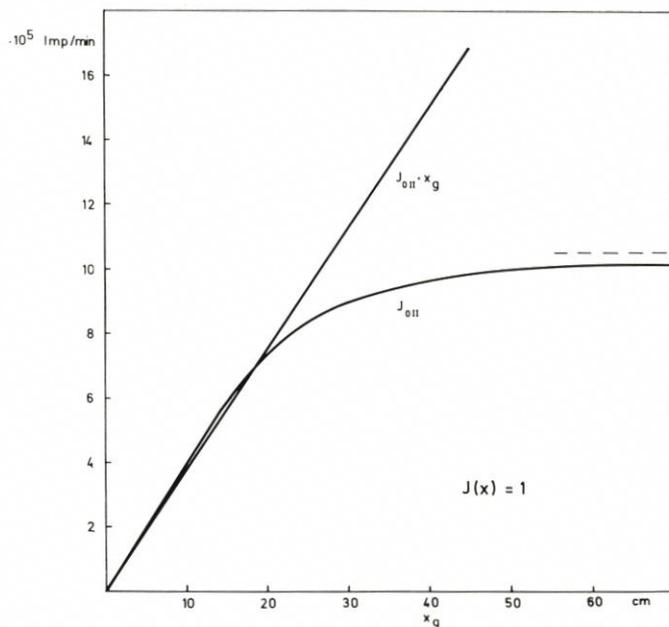


Abb. 17. Vergleich der „gemessenen“ (J_{0II}) mit den „wahren“ ($J_{0II} \cdot x_g$ bzw. $\frac{1}{2} \cdot J_{0II} \cdot x_g$) Zählraten für homogene Verteilung (oberes Bild) und lineare Verteilung (unteres Bild). J_{0II} wird aus x (Abb. 16) bestimmt, während die „wahre“ Zählrate von der gesamten Aktivität am Meßort erzeugt würde, wenn sie unvergraben wäre

Die hier für 2 relativ einfache Verteilungsfunktionen durchgeführte Untersuchung zeigt in etwa die Grenzen des Verfahrens in bezug auf Genauigkeit und maximale Tiefe der Verteilung des radioaktiven Sandes.

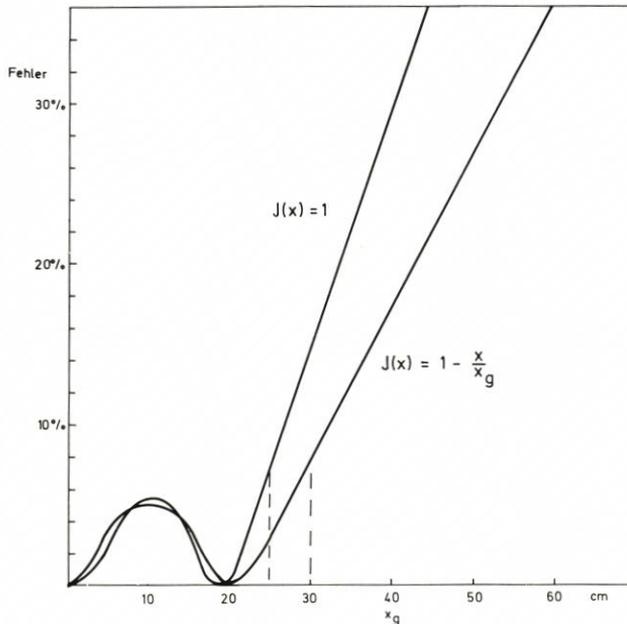


Abb. 18. Fehler bei homogener und linearer Verteilungsfunktion, wie sie bei der Korrektur der Zählraten durch die Eichkurve (Abb. 14) entstehen

6. Vergleich mit anderen Methoden quantitativer Erfassung

6.1. Verfahren nach GRIESSEIER und MAKOWSKI (1964)

Bei dem Verfahren nach GRIESSEIER und MAKOWSKI wird ein Detektor (zur Verbesserung der Statistik wird die Verwendung mehrerer Ionisationskammern vorgeschlagen) unter eine Sandschicht von 5–50 cm Tiefe im Meßgebiet vergraben. Die über dem Detektor liegende Sandschicht besteht aus einem homogenen Gemisch von radioaktiviertem und natürlichem Sand. Infolge von Sandwanderungsvorgängen wird der einen starken Anteil radioaktiven Sandes (einige Ci) enthaltende Sand über dem Detektor mehr oder weniger kontinuierlich „verdünnt“. Aus der Abnahme der Zählrate kann unter der Voraussetzung massenproportionaler Markierung auf die abtransportierte Sandmenge geschlossen werden. Je nach Aufgabenstellung und Größe des Untersuchungsgebietes wird eine Anordnung mehrerer solcherart eingegrabener Detektoren gewählt.

Das Verfahren bietet den Vorteil kontinuierlicher Messung, der es vor allem ermöglicht, auch während schwerer Stürme die zu erwartenden starken Sandwanderungen zu erfassen. Die Nachteile fest angebrachter Detektoren liegen vor allem in der komplizierten Anwendung (bes. in der Datenübertragung) und der großen Ungenauigkeit, da aus Kostengründen nur eine begrenzte Anzahl von Detektoren eingesetzt werden kann. Entsprechend läßt sich das Untersuchungsgebiet nur auf Hauptausbreitungsrichtungen hin analysieren. Ob man nun lokal fixierte oder von Meßort zu Meßort transportierte Detektoren verwendet, ist für das Problem quantitativer Erfassung unerheblich. Auch das Eingraben des Detektors macht das Problem nicht lösbar.

Bei dem von GRIESSEIER und MAKOWSKI vorgeschlagenen Verfahren wird nur ein einziger Wert gemessen, die Aktivität des über dem Detektor befindlichen radioaktiven Sandes. Um diesen Meßwert für Sandwanderungsvorgänge deuten zu können, darf die Abnahme der Aktivität nur von einem einzigen Sandwanderungsparameter abhängig sein. Durch Sandwanderungsvorgänge verändert sich jedoch nicht nur der Konzentrationsgrad des radioaktiven Sandes im Bereich des Detektors, d. h. der Wert „const“ bei homogener Verteilung $J(x) = \text{const.}$, sondern auch die Schichtdicke der radioaktiven Quelle über dem Detektor. Vor allem aber bleibt die Form der homogenen Verteilung nicht erhalten, wie die theoretischen Arbeiten von JAMES (1972) zeigen, die inzwischen durch praktische Messungen bestätigt worden sind.

Das Verfahren bietet daher grundsätzlich nicht die Möglichkeit quantitativer Erfassung, es sei denn, man findet in der Natur Fälle, bei denen nur ein Parameter durch Sandwanderungsvorgänge verändert wird (z. B. bei eindimensionaler Ausbreitung in Flüssen und Tidegebieten und auch dort nur unmittelbar nach dem Einbringen des Tracers).

6.2. Verfahren nach SCHULZE-PILLOT (1965)

SCHULZE-PILLOT geht davon aus, daß eine Entnahme von Sandproben aus dem Untersuchungsgebiet für eine quantitative Bestimmung der transportierten Sandmenge unerläßlich ist und betrachtet den Fehler, der durch oberflächenproportionale Markierung entsteht. Bei oberflächenproportionaler Markierung werden die kleineren Korngrößen zu stark aktiviert. Werden solche Korngrößen bevorzugt transportiert, so wird am Meßort nach Umrechnung über die bekannten Daten des eingebrachten Sandes eine zu große Sandmenge vorgetäuscht. Es wird deshalb vorgeschlagen, die Probe zunächst in einzelne Korngrößenklassen auszusieben und anschließend deren Aktivität zu bestimmen. Die Summe über die einzelnen Fraktionen ergibt die radioaktive Sandmenge in der Probe.

Der Vorteil der Methode liegt neben der Möglichkeit quantitativer Erfassung in der zusätzlichen Information über die Ausbreitung verschiedener Korngrößenklassen. Man muß sich allerdings fragen, ob diese Information den vielfachen Arbeitsaufwand des Aussiebens und Messens der Aktivität pro entnommener Probe rechtfertigt. Die korrekte quantitative Erfassung, um die es bei diesem Verfahren eigentlich geht, läßt sich auch erreichen, wenn man die zu aktivierende Sandmenge vor der Aktivierung aussiebt und die einzelnen Fraktionen volumenproportional aktiviert.

Die Entnahme von Bodenproben für eine quantitative Auswertung ist nur sinnvoll, wenn die Proben nicht nur aus einer oberflächennahen Bodenschicht entnommen werden (der radioaktive Sand kann bis zu 50 cm Tiefe und mehr vergraben sein). Es ist deshalb in neuerer Zeit ein Gerät (Vibrocorer) entwickelt worden, mit dem ungestörte Sandproben bis zu 1 m Tiefe entnommen werden können. Dadurch, daß die Probe ungestört ist, ist die Verteilungsfunktion $J(x)$ in der Sandprobe ($10 \times 10 \times 100$ cm) direkt meßbar.

Grundsätzlich bringt jedoch die Entnahme von Bodenproben, sei es mit einem Greifer oder mit dem Vibrocorer, eine Reihe von Nachteilen mit sich. Die Entnahme, Messung und Auswertung bedingen einen großen Arbeitsaufwand; die Ergebnisse liegen u. U. erst längere Zeit nach der Messung vor; das Verfahren bringt Strahlenschutzprobleme mit sich; die Messung der Aktivität der Bodenprobe kann nur in einem aufwendigen low-

level Meßplatz erfolgen, da sonst der Nulleffekt die geringe Aktivität der meisten Bodenproben überdecken würde.

Ein Gerät, welches in situ die Verteilungsfunktion bestimmt, wäre frei von diesen Nachteilen. Ein solches Gerät wurde kürzlich entwickelt (REIHARD, 1975).

6.3. Methode der begrenzten Anzahl radioaktiver Sandkörner nach COURTOIS (1965)

Es wird vorgeschlagen, nur eine begrenzte Anzahl von radioaktiven Sandkörnern zu verwenden, die einerseits groß genug ist, um repräsentativ für die Sandbewegung im Untersuchungsgebiet zu sein, die aber andererseits so klein ist, daß die Körner nach einer bestimmten Zeit so weit auseinanderliegen, daß sie einzeln nachgewiesen werden können. Als Anhaltswert werden 10 000 Körner angegeben, die jeweils mit $\leq 100 \mu\text{Ci}$ aktiviert werden. Ist die Position einer großen Anzahl dieser ausgebrachten Körner in bezug auf Entfernung vom Einbringepunkt und Vergrabungstiefe bestimmt, so kann daraus auf den Schwerpunkt und die mittlere Vergrabungstiefe der radioaktiven „Wolke“ geschlossen werden.

Die Schwierigkeit der Methode liegt in der Ortsbestimmung (seitlicher Abstand des Korns von der Sonde, Vergrabungstiefe) eines einzelnen Sandkorns unbekannter Aktivität (die auf ein einzelnes Sandkorn aufgebrachten Aktivitäten können um mehrere Zehnerpotenzen schwanken). Zur Bestimmung dieser 3 Parameter ist die gleichzeitige Verwendung von 3 fest miteinander verbundenen Meßsonden erforderlich. Da die Aktivität des einzelnen Sandkorns für die Auswertung unerheblich ist, werden reduzierte Koordinaten verwendet.

Die von COURTOIS vorgeschlagene Methode der Verwendung einer begrenzten Anzahl radioaktiv markierter Sandkörner ist mehr oder weniger nur eine theoretische Lösung des Problems quantitativer Erfassung. In der Praxis dürfte es kaum möglich sein, eine für die Auswertung genügend große Anzahl der ausgebrachten Körner wiederzufinden, da die Sonde selbst bei linienweiser Vermessung kaum mehr als 1–2 % des Untersuchungsgebietes, das sind 100–200 Körner, erfassen kann. Die meisten dieser Körner werden in der Umgebung des Einbringepunktes liegen. Dort ist aber ihre Dichte so hoch, daß die Wahrscheinlichkeit groß ist, daß im Erfassungsbereich des Detektors 2 oder mehr Körner liegen. In einem solchen Fall ist die Auswertung sehr kompliziert wenn überhaupt durchführbar, da häufig die Zählrate des einen Sandkorns die des anderen weniger dicht liegenden überdecken dürfte.

Die unbekannt große des Nulleffekts ist für die Auswertung bei diesem Verfahren sehr kritisch: In vielen Fällen, in denen man ein radioaktives Sandkorn gefunden hat, vor allem, wenn es stärker vergraben oder nur schwach aktiviert ist, wird man die Messung verwerfen müssen, da die Zählrate zu klein und daher der Fehler bei der Positionsbestimmung zu groß ist.

Ist es trotzdem gelungen, etwa 50 Sandkörner zu finden (in dem zitierten Bericht wird von 9 wiedergefundenen Körnern gesprochen), so enthalten diese keine Aussage, da die Position dieser 50 Körner in keiner Weise repräsentativ für die Lage der insgesamt ausgebrachten 10 000 Körner ist. (Zum Vergleich: 100 kg Sand enthalten ca. 10^{10} Körner.)

6.4. Methode der Zählratenbilanz nach COURTOIS und SAUZAY (1965 und 1968)

Integriert man die gemessenen Zählraten über das gesamte Untersuchungsgebiet und bestimmt daraus durch geeignete Eichung eine Sandmenge, so wird diese wegen der Vergrabung kleiner sein als die eingebrachte Sandmenge. Daraus läßt sich eine mittlere Vergrabungstiefe entsprechend

$$(51) \quad x = \frac{1}{\mu} \ln \frac{f \cdot Q_0}{\int \text{JdF}}$$

berechnen (f – Umrechnungsfaktor, Q_0 – eingebrachte Sandmenge, F – Fläche des Untersuchungsgebietes). Für einen einzelnen Meßort läßt sich nur dann eine quantitative Aussage gewinnen, wenn die Verteilungsfunktion im gesamten Meßgebiet konstant ist. Die Annahme ist, wie bereits in der Einleitung ausgeführt wurde, im allgemeinen nicht erfüllt.

6.5. Bestimmung der mittleren Vergrabungstiefe mit Hilfe der Winkelkorrelation bei Kaskadenübergängen nach MUNDSCHEK (1971)

Werden bei einem Radioisotop innerhalb einer sehr kurzen Zeit ($\approx 10^{-12}$ sec) zwei γ -Quanten ausgesandt (Kaskadenübergang), so zeigen diese eine Winkelkorrelation. Vereinfacht ausgedrückt, das zweite γ -Quant wird bevorzugt in eine dem ersten γ -Quant entgegengesetzte Richtung emittiert. Trotzdem kann es vorkommen, daß beide γ -Quanten vom Zähler registriert werden, so daß bei $E_1 + E_2$ ein Summenpeak entsteht. Die Wahrscheinlichkeit, daß beide γ -Quanten in den Zählkristall gelangen, nimmt aber mit zunehmender Entfernung des Strahlers vom Kristall ab, und zwar auf Grund der Winkelkorrelation stärker als die Wahrscheinlichkeit, eines der beiden γ -Quanten allein zu registrieren. Die Zählrate im Summenpeak nimmt demzufolge schneller ab als in den beiden Photopeaks, aus dem Verhältnis J_{1+2}/J_1 oder J_{1+2}/J_2 läßt sich also der Abstand des Strahlers bzw. die Dicke der überlagerten Sandschicht bestimmen. Hinzuzufügen ist noch, daß der Effekt der Winkelkorrelation sehr schnell verschwindet, wenn die Zeit für den Kaskadenübergang $\gg 10^{-12}$ sec beträgt (bei ^{46}Sc etwa $4 \cdot 10^{-11}$ sec).

Bei unverschüttetem radioaktivem Sand ist die Zählrate im Summenpeak nur 1/10 der Zählrate in den beiden Photopeaks, bei einer Vergrabungstiefe von 10 cm sogar nur 1/100. Bedenkt man, daß bei in situ Messungen vor Sylt die gemessenen Zählraten häufig nur das 2- bis 5fache des Nulleffekts betragen, wird klar, daß es fast unmöglich ist, eine statistisch signifikant über dem Nulleffekt liegende Zählrate im Summenpeak registrieren zu wollen. Diese Angaben beziehen sich auf ^{88}Y mit einer Übergangszeit von 10^{-12} sec. Bei Verwendung von ^{46}Sc liegen die Verhältnisse noch wesentlich ungünstiger. Bei 10 cm tief vergrabener radioaktivem Sand ist die Zählrate im Summenpeak nur $6 \cdot 10^{-4}$ der Zählrate des 0,89-MeV-Photopeaks. Auf die Messungen vor Sylt angewendet heißt das, daß nur Zählraten von mehr als 100 000 Imp/min im Bereich des Photopeaks ausgewertet werden können, eine Zählrate, die nur am Einbringepunkt selbst erreicht wird.

7. Zusammenfassung

Infolge derselben Vorgänge, die die Ursachen der Sandwanderung sind, wird der als Tracer verwendete radioaktive Sand durch natürlichen nicht radioaktiven Sand überlagert. Die daraus resultierende Absorption der γ -Strahlung führt zu Ergebnissen, die ohne Kenntnis der Verteilung der Aktivität mit der Tiefe oder der Kenntnis einer mittleren Vergrabungstiefe (Definitionsgleichung (4)) nicht entsprechend korrigiert werden können.

Das Spektrum der γ -Strahlung setzt sich im wesentlichen zusammen aus Photoeffekt und Comptoneffekt. Paarbildung kann vernachlässigt werden, da die im allgemeinen bei radioaktiven Tracermessungen verwendeten γ -Energien kaum über der Schwellenwertenergie für Paarbildung von 1,022 MeV liegen und außerdem die Ordnungszahl der durchsetzten Materie Sand gering ist. Während die γ -Quanten bei Photoeffekt vernichtet werden, die Absorption also streng exponentiell verläuft, geben sie bei Comptonstreuung nur einen Teil ihrer Energie ab, so daß im Bereich des Comptonplateaus mehr γ -Quanten die Materieschicht durchdringen können als nach exponentieller Absorption zu erwarten wäre. Dieser „Aufbaueffekt“ (build-up) nimmt mit der Dicke der absorbierenden Sandschicht zu.

Über ein geeignetes Eichverfahren, bei dem die Versuchsbedingungen denen auf dem Meeresgrund möglichst weitgehend entsprechen müssen, wird der Aufbaufaktor b als Funktion der Dicke einer absorbierenden Sandschicht experimentell bestimmt. Für die praktische Anwendung ist es jedoch günstiger, eine von b abgeleitete Größe, nämlich das unmittelbar während der Messung erhaltene Verhältnis der Impulszählraten im Bereich des Comptonplateaus J_I und im Bereich des Photopeaks J_{II} zu verwenden. Die Funktion $J_I/J_{II}(x)$ ist die sogenannte Eichkurve (Abb. 14).

Aus dem nach Abzug des Nulleffekts gebildeten Zählratenverhältnis einer in situ Messung ergibt sich mit Hilfe dieser Eichkurve die Dicke der absorbierenden Sandschicht, mit der die gemessene Zählrate korrigiert werden kann. Der so erhaltene Wert ist die Zählrate, wie sie von der gesamten auf die Oberfläche des Meeresgrundes projizierten Aktivität am Ort der Messung erzeugt wurde.

Die Zählrate kann nun nach Halbwertszeitkorrektur über eine einfache Eichung, die während der Aufnahme der Eichkurve mit vorgenommen werden kann, in Aktivität und anschließend über die Daten der eingebrachten radioaktiven Sandmenge in quantitative Ergebnisse umgerechnet werden.

Anhand von zwei möglichen Verteilungsfunktionen der Aktivität mit der Tiefe werden die Grenzen der Anwendbarkeit des Verfahrens untersucht. Es zeigt sich, daß die Genauigkeit von der Art der Verteilungsfunktion und der maximalen Tiefe der Verteilung abhängt. Für die beiden diskutierten Verteilungsfunktionen liegt die Grenze der Anwendbarkeit (Fehler $\leq 10\%$) bei etwa 30 cm Tiefe.

Die auf die beschriebene Weise vorgenommene quantitative Erfassung der Sandwanderung erfordert zusätzlich zu den bei Sandwanderungsmessungen im allgemeinen verwendeten Einkanal-Impulszählgeräten lediglich einen zweiten Amplitudendiskriminator und ein zweites Zählwerk.

Mit einer solchen Anordnung wurde bereits im Mai/Juni 1971 vor Westerland/Sylt eine quantitative Messung der Sandwanderung vorgenommen. Die Ergebnisse sind im Bericht III zusammengestellt. Die mit dem hier beschriebenen Verfahren erhaltenen Sandmengen pro Meßort ergeben über das ganze Untersuchungsgebiet integriert in etwa die ursprüngliche, 9 Monate zuvor eingebrachte Menge radioaktiven Sandes. Auf diese

Weise ist eine echte Überprüfungsmöglichkeit des Verfahrens gegeben.

Allerdings sind die Ergebnisse unter der in diesem Fall nicht erfüllten Annahme berechnet worden, daß der radioaktive Sand massenproportional aktiviert wurde. Diese Voraussetzung für quantitative Messungen ist jedoch ohne weiteres zu erfüllen, wenn die einzelnen Kornfraktionen vor der Aktivierung ausgesiebt und anschließend massenproportional aktiviert werden.

8. Schriftenverzeichnis

- COURTOIS, G.: Möglichkeiten der Verwendung einer begrenzten Zahl radioaktiver Körner bei quantitativen Untersuchungen über Sedimentbewegungen, Informationsheft Nr. 8 des Büro EURISOTOP, Bd. 2, Bericht 20, 1965.
- COURTOIS, G. und SAUZAY, S.: Possibilités de détermination quantitative des débits de sédiments par l'emploi de traceurs radioactifs – Utilisation de sondes à réponse linéaire, Proc. XIth Congr. IAHR, Leningrad, Sept. 1965, Seminar 3, Mitt. 13, S. 192–197.
- DOLEZAL, R., PETERSEN, M. et al.: Entwicklung und Untersuchung eines radioaktiven Indikatorverfahrens zur Messung der Kinetik, der Erosion und des Sandtransportes an sandigen Brandungsküsten, EURATOM Forschungsbericht 2167.d, 1965.
- GRIESSEIER, H. und MAKOWSKI, J.: Quantitative Erfassung hydrodynamisch bedingter Sedimenttransporte mit Hilfe von Radioisotopen, Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Bd. 6, Heft 10, 1964.
- JAMES, W. R.: Private unveröffentlichte Mitteilung, CERC, Washington, D. C., 1972.
- MEYN, G.: Anwendung radioaktiver Isotope bei der Erforschung der Sandwanderung im Küstenbereich, Atomkernenergie, 17, 63, 1971.
- MUNDSCHENK, H.: Methodische Beiträge zur quantitativen Erfassung von Sedimentbewegungen, Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen 15, 149, 1971.
- REINHARD, R.: In situ Messung der Verteilungsfunktion von radioaktivem Sand mit der Tiefe, in Vorbereitung 1975.
- SAUZAY, G.: Méthode du bilan des taux de comptage d'indicateurs radioactifs pour la détermination du débit de charriage des lits sableux, Rapp. CEA – R – 3131, 1968 (Dissertation).
- SCHULZE-PILLOT, G.: Zur quantitativen Erfassung der Sandwanderung, Informationsheft Nr. 8 des Büro EURISOTOP, Bd. 2, Bericht 25, 1965.
- TURNER, P. A.: A Computer Program for Data Processing and Graphical Display for Radioisotopic Sand Tracer Study, Army Coastal Engineering Research Center, Washington, D. C., May 1970.

II. Beschreibung einer Meßeinrichtung zur quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen an Brandungsküsten bei Messungen mit radioaktiven Tracern

Von Rüdiger Reinhard und Egon Rapp

Inhalt

1. Einleitung	55
2. Die Meßsonde	57
2.1. Der Szintillationszähler	60
2.1.1. Auswahl und Dimensionierung des Szintillationskristalls	60
2.1.2. Photomultiplier und Hochspannungsteiler	64
2.1.3. Peakverbreiternde und peakerzeugende Effekte	65
2.1.4. Energieeichung und Linearität	67
2.2. Der Öffnungswinkel	67
2.2.1. Effektivität des Öffnungswinkels	68
2.2.2. Größe des Öffnungswinkels	70
3. Die Elektronik im Hubschrauber	71
4. Zusatzgeräte	72
4.1. Lageanzeige der Meßsonde	72
4.2. Tiefenmessung	73
4.3. Messung der Temperatur in der Sonde	75
5. Zusammenfassung	76
Schriftenverzeichnis	76

Summary

A modern probe for measuring the transport of radioactivated sand was developed in 1971. It is made of corrosion proof light metal (AlMg3) and weighs 100 kg due to a 10 cm thick lead coating surrounding the scintillation crystal. This absorbing shield together with the special geometry of the probe yields a very effective opening angle with which exact calibration is possible.

The probe was successfully operated from a helicopter and from a boat at the surf coast of Sylt. Additional instruments allow to measure the position of the probe, the temperature inside and the water depth at the location of the measurement. The latter is important for better background radiation reduction.

1. Einleitung

1961 wurde mit Förderung durch EURATOM eine Sonde entwickelt, mit der die Wanderung von künstlich radioaktiv gemachtem Sand an Brandungsküsten vom Hubschrauber aus verfolgt werden kann. Die Sonde ist ein Szintillationszähler mit einem $2,5'' \times 3''$ NaJ(Tl)-Bohrlochkristall in einem Stahlzylindergehäuse mit einem Gewicht von 52 kg (R. DOLEZAL, M. PETERSEN et al., Studie Nr. 6).

Etwas leichter (40 kg) war die zweite, 1963 gebaute Ausführung, die in einem

Kunststoffgehäuse untergebracht war. In Abänderung der ersten Version wird die Zähl- ausbeute durch Verwendung eines größeren Kristalls ($3'' \times 3''$ NaJ(Tl)-Bohrlochkristall) gesteigert (R. Dolezal, M. Petersen et al., Studie Nr. 7).

Beide Sonden sind so in einem Standrahmen befestigt, daß sie einen relativ großen Abstand vom Meeresboden haben (bei der älteren Sonde von 14 cm, das bedeutet eine Vorabsorption der γ -Strahlung des radioaktiv markierten Seesandes durch das Wasser von über 60 %).

Die 1200 Volt Hochspannungsversorgung des Dumont 6292 Photomultipliers erfolgt bei beiden Geräten durch 40 im Sondengehäuse untergebrachte Batterien. Beide Sonden besitzen keinen Öffnungswinkel, so daß auch alle γ -Quanten gezählt werden, die seitlich in den Szintillationskristall einfallen. Eine Umrechnung der gemessenen Zählrate in Aktivität durch eine Eichung an Land ist deshalb nicht möglich.

Die Anodenausgangsimpulse des Photomultipliers gehen über einen Impedanzwandler in das 15 m lange Meßkabel zur Geräteeinheit im Hubschrauber, wo sie über einen Linearverstärker und einen Amplitudendiskriminator in ein Zählwerk gelangen. Die maximale Zählfrequenz beträgt 16 kHz, die Steuerung des Zählwerks erfolgt durch eine netzfrequenzgesteuerte elektronische Uhr.

Der Linearverstärker besitzt keine Nulllinienhaltung, d. h., bei starken Impulsraten- schwankungen verschiebt sich die Nulllinie des Verstärkers, so daß die Impulse nicht mehr linear verstärkt werden.

Die gesamte Elektronikinheit ist stark temperaturinstabil, infolgedessen verschiebt sich das Spektrum mit der Temperatur, so daß genaue Messungen unmöglich sind (bei 10° Temperaturdifferenz verschiebt sich der ^{137}Cs Photopeak um 400 Kanäle).

Die Spannungsversorgung der Elektronik und der Sonde erfolgt durch einen Kaco- Wechselrichter aus der 24-V-Batterie des Hubschraubers.

Die folgende Tabelle zeigt die bisher mit diesen beiden Sonden durchgeführten Mes- sungen:

Tabelle 1

Einbringe- zeitpunkt	Untersuchungs- gebiet	aktivierte Sandmenge	Gesamt- aktivität	Tag der letzten Messung
7. März 1962	Ostsee, Stakendorfer Strand	100 kg	3 Ci	25. April 1962 26. April 1963*)
4. April 1963	Nordsee Westerland/Sylt	100 kg	3,2 Ci	14. Mai 1963 4. November 1963*)
2. Oktober 1963	Nordsee Kampen/Sylt	100 kg	3 Ci	3. November 1963
29. September 1970	Nordsee Westerland/Sylt	2 · 100 kg	2 · 3 Ci	2. November 1970

*) Nachmessung

Bei den Messungen im Herbst 1970 zeigte sich, daß beide Sonden in erheblichem Maße störimpulsanfällig sind, die neuere Sonde sogar so stark, daß sie für Messungen nicht mehr eingesetzt werden konnte. Möglicherweise sind die Störimpulse auf die 400 kW starken Hochfrequenzimpulse des nur wenige Kilometer von Westerland entfernt liegenden Senders bei Puan Klent zurückzuführen.

Diese Gründe machten die Neuentwicklung einer Meßsonde erforderlich, wobei auf den im Herbst 1970 gewonnenen Erfahrungen aufgebaut werden konnte.

Die neue Sonde sollte neben der Beseitigung der erwähnten Nachteile auch quantitative Messungen nach dem im Bericht I beschriebenen Prinzip ermöglichen.

Im folgenden wird die sich aus diesen Anforderungen ergebende neue Meßeinrichtung zur Verfolgung der Sandwanderung an Brandungsküsten vom Hubschrauber aus im Detail erläutert und begründet.

Die Meßeinrichtung besteht im wesentlichen aus 2 Teilen, der eigentlichen Meßsonde, in der sich der Szintillationszähler sowie einige Zusatzmeßgeräte befinden und der Elektronikeinheit an Bord des Hubschraubers.

2. Die Meßsonde

Abb. 1 zeigt die Meßsonde im Querschnitt. In der Mitte ist in einem Gehäuse der CsJ(Tl)-Szintillationskristall untergebracht. Er ist auf zwei 1 mm dicken Gummiringen und einem Schaumgummiboden elastisch gelagert, nach unten ist das Gehäuse durch eine

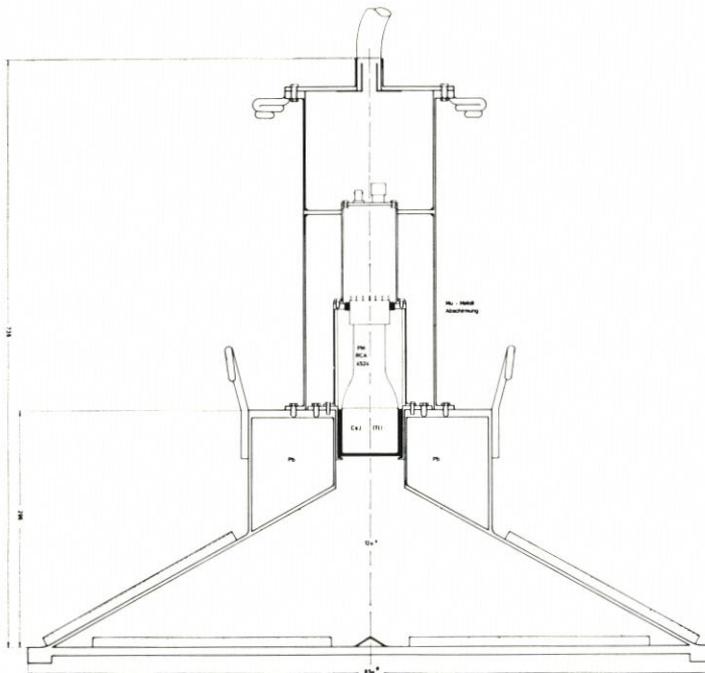


Abb. 1. Die Meßsonde

Aluminiumfolie lichtdicht abgeschlossen. Oberhalb des Kristalls befindet sich der Photomultiplier in einem Gehäuse, das lichtdicht mit dem Kristallgehäuse verschraubt ist. In dem Gehäuse darüber befinden sich Vorverstärker und Hochspannungsteiler. Die 3 Gehäuse bestehen aus Aluminium.

Im obersten Raum der Sonde befinden sich die nicht mit eingezeichneten Zusatzgeräte zur Messung der Lage der Sonde, der Wassertiefe und der Temperatur in der Sonde.

Das äußere Sondengehäuse ist aus AlMg₃, einem korrosionsfesten Leichtmetall gefertigt. Es besteht aus 3 wasserdicht miteinander verschraubbaren Teilen, dem Deckel mit dem wasserdicht verklebten 30 m langen Meßkabel, dem oberen Zylindergehäuse (ϕ 16,4 cm) und dem unteren Zylindergehäuse (ϕ 29,7 cm) mit angesetztem Kegelstumpf (ϕ 85 cm). Die Gesamthöhe der Sonde beträgt 70 cm.

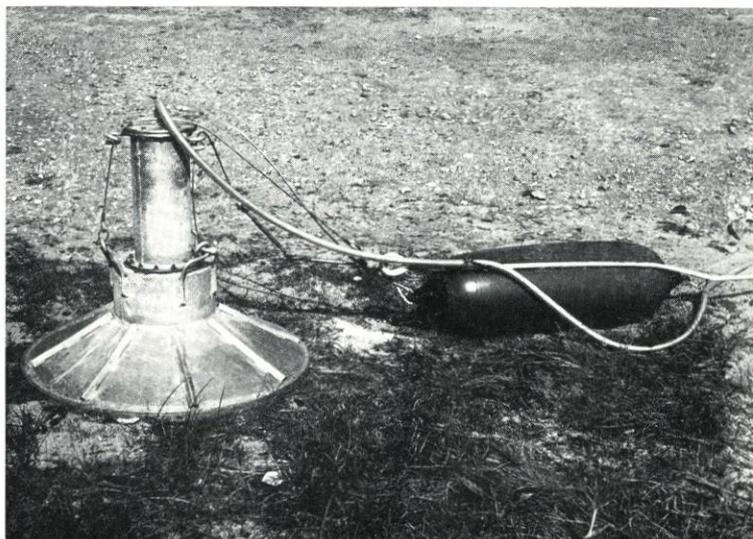


Abb. 2. Meßsonde mit Auftriebskörper

In dem 10 cm dicken Mantel um den CsJ-Kristall befinden sich 75 kg Blei zur Abschirmung der seitlich einfallenden γ -Strahlung. Insgesamt wiegt die Meßsonde mit Meßkabel, Trageil etc. 133 kg.

Die Wandstärken wurden für einen Einsatz bis 20 m Wassertiefe berechnet. Entsprechend wurde das Sondengehäuse mit 2 atü abgedrückt, dabei stellte sich in der Mitte des Sondenbodens eine bleibende Wölbung von 9 mm ein. Der Sondenboden ist trotz der starken in 20 m Wassertiefe auf ihn ausgeübten Kraft nur 10 mm stark, um eine möglichst geringe Vorabsorption zu erhalten. Zusätzliche Festigkeit wurde beim Außenmantel des Kegels (Wandstärke 4 mm) und bei der Innenseite des Sondenbodens durch 8 sternförmig aufgeschweißte Winkel erreicht. Seitlich sind an der Sonde 3 stabile Griffe angebracht, in die die 3 Endstücke des Trageils eingeschäkelt werden. 3 Führungsspiralen am oberen Ende der Sonde verhindern ein Verdrillen des Trageils und des Meßkabels. Etwa 1 m oberhalb der Sonde laufen die 3 Endstücke zusammen. Eines der 3 Endstücke ist mit 2 Spannern ausgerüstet, so daß es verkürzt oder verlängert werden kann. Dadurch kann die Sonde in jede beliebige Lage gebracht werden (siehe auch Abschnitt 4.1).

Das Volumen der Sonde beträgt 68 l, so daß sich im Wasser ein Sonden-gewicht von 65 kg ergibt. Das Absinken der Sonde im Wasser kann durch den Hubschrauber nicht kontrolliert werden, so daß sich eine recht hohe Sinkgeschwindigkeit auf Grund des Gewichts der Sonde im Wasser von 65 kg einstellt. Die Sonde „prallt“ also bei jeder Mes-

sung auf dem Meeresgrund auf und kann möglicherweise nach einiger Betriebszeit nicht mehr voll funktionsfähig sein.

Aus diesem Grund wurde das Eigengewicht der Sonde durch einen Auftriebskörper (Plastikfender 9" × 35") mit einem Volumen von ca. 35 l auf etwa 30 kg vermindert.

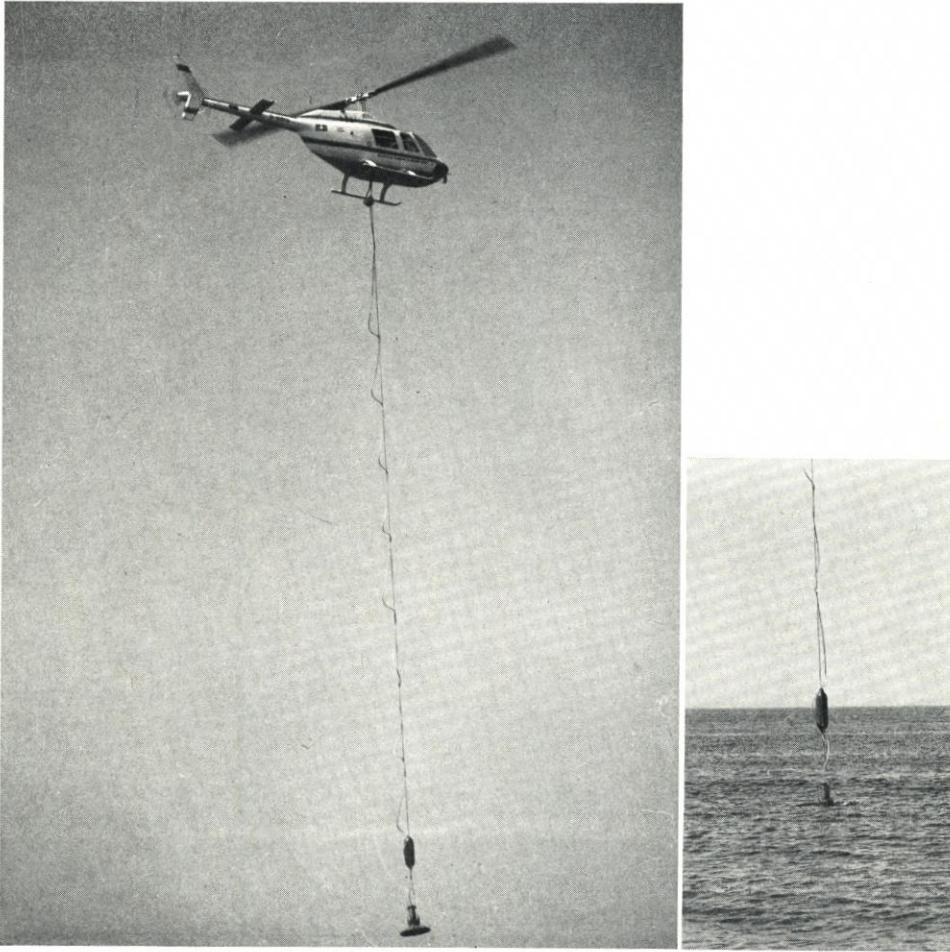


Abb. 3. Die Meßsonde beim Einsatz vom Hubschrauber aus

Die dadurch erreichte Sinkgeschwindigkeit der Meßsonde beträgt ≈ 1 m/sec. Dieser Wert wurde als Kompromiß zwischen guter Standfestigkeit der Sonde auf dem Meeresgrund und einer geringen Sinkgeschwindigkeit gewählt.

Der Auftriebskörper hat außerdem noch 2 weitere Funktionen. Bei einer Messung im flachen Wasser kann es leicht vorkommen, daß sich Meßkabel und Trageil verwirren. Dadurch, daß beide beim Auftriebskörper, der ja immer über der Sonde schwimmt, zusammengeführt werden, ist ein Durcheinandergeraten von Meßkabel und Trageil mit dem Sondenkörper kaum noch möglich. Schließlich trägt der Auftriebskörper entschei-

dend zu einer stabilen Lage der Sonde während des Absinkvorgangs und während der Messung auf dem Meeresgrund bei.

Die Länge des Trageiles beträgt 20 m. Damit kann die Sonde vom Hubschrauber aus bequem bis etwa 15 m Wassertiefe eingesetzt werden. Gegebenenfalls kann ein weiteres 5 m langes Stück angeschäkelt werden. An eine Gesamtlänge von 25 m ist auch die Länge des Meßkabels von 30 m angepaßt. Das Meßkabel ist etwa alle 2,5 m mit dem Trageil verbunden, und zwar so, daß das Meßkabel dabei locker durchhängt (Abb. 3, rechtes Bild). Auf diese Weise ist das Meßkabel völlig entlastet.

Das Trageil wird unter dem Boden des Hubschraubers im Lasthaken eingehängt. Im Notfall kann der Lasthaken vom Piloten elektrisch und mechanisch geöffnet und die Sonde ausgeklinkt werden. Das Gewicht der Sonde hängt dann am obersten Kabelstück, wodurch die Steckerverbindung der Meßkabel direkt unter dem Hubschrauber sofort gelöst wird. Erfolgt der Abwurf über See, so läßt sich die Sonde mit Hilfe der am Meßkabelende angebrachten roten Boje leicht wiederfinden.

2.1. Der Szintillationszähler

2.1.1. Auswahl und Dimensionierung des Szintillationskristalls

Bei der Auswahl des Szintillationskristalls kommt es in erster Linie auf eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit an, da auch in Gebieten mit schwacher Aktivität noch möglichst viele γ -Quanten nachgewiesen werden sollen. Aus diesem Grund kommen aus der großen Anzahl gebräuchlicher Szintillatoren nur NaJ und CsJ wegen ihrer großen Dichte in Frage.

In Tabelle 2 sind einige für die Auswahl des Kristalls wichtige Werte zusammengefaßt. Die für die Sandwanderungsmessungen wichtigen Gesichtspunkte sind in der 2. Spalte angedeutet

x: für die Messungen wichtig,

+ : für die Handhabung wichtig.

Für die Anwendung des Verfahrens der mittleren Vergrabungstiefe zur quantitativen Bestimmung der Sandwanderung kommt es besonders auf eine hohe Zählrate im Photopeakbereich, d. h. auf ein großes μ_{ph} (8. Zeile) an. Daß der Wert für CsJ hier um 70 % über dem Wert von NaJ liegt, ist der Hauptgrund für die Wahl von CsJ als Szintillationskristall in der neuen Meßsonde.

Der höhere Absorptionskoeffizient (7. Zeile) bewirkt eine bessere Ansprechwahrscheinlichkeit eines CsJ-Kristalls gegenüber einem gleich großen NaJ-Kristall (9. Zeile).

Um die gleiche totale Ansprechwahrscheinlichkeit wie bei einem 5 cm dicken CsJ-Kristall zu erreichen, müßte ein NaJ-Kristall 6 cm dick sein. Damit würde sich das Gewicht der Bleiabschirmung um fast 7 kg erhöhen. Um die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit für Photoeffekt zu erhalten, müßte bei entsprechend verlängertem NaJ-Kristall das Gewicht der Bleiabschirmung um fast 25 kg erhöht werden.

Wichtig für die Handhabung und die Auswechselbarkeit ist die Tatsache, daß CsJ-Kristalle kaum hygroskopisch sind. Auch der Umstand, daß CsJ-Kristalle bei einem Absturz der Sonde unter Umständen noch verwendbar sind, spricht für CsJ.

Aus diesen Gründen wurde ein CsJ-Kristall trotz des hohen Preises (etwa das Dreifache eines gleich großen NaJ-Kristalls) verwendet.

sein sollten und Photomultiplier im wesentlichen nur in ganzen Zoll hergestellt werden, ist es üblich, auch den Kristall nach Dicke und Durchmesser in ganzen Zoll zu dimensionieren.

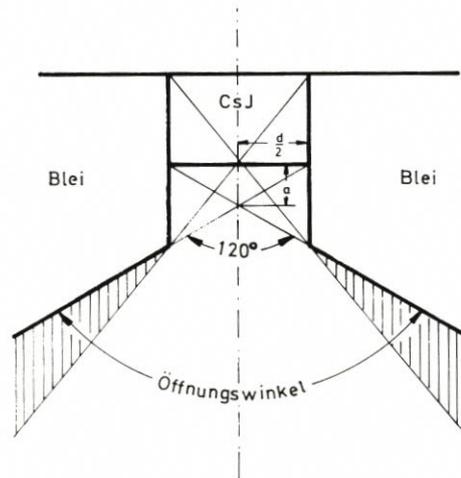


Abb. 4. Geometrie des Öffnungswinkels

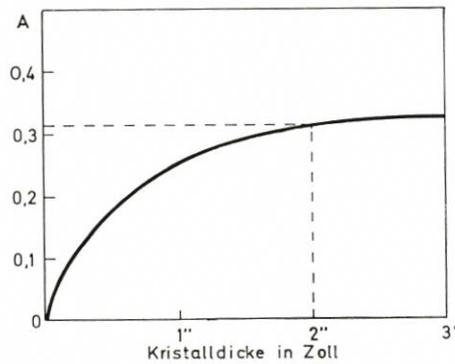


Abb. 5. Ansprechwahrscheinlichkeit A eines CsJ-Kristalls für γ -Quanten als Funktion der Dicke des Kristalls. A nimmt für Kristalle, die dicker als 2'' sind, nicht mehr wesentlich zu

Dimensionierung des Durchmessers

Ebenso wie die Dicke wird natürlich auch der maximal mögliche Durchmesser durch die Herstellungsmöglichkeiten beschränkt. Trotzdem ist es ganz aufschlußreich, sich zunächst einmal unabhängig von den Herstellungsmöglichkeiten einige Gedanken über einen wünschenswerten Durchmesser zu machen.

Die Anzahl der in den Kristall gelangenden γ -Quanten wird durch den Geometriefaktor Ω bestimmt.

$$\Omega = \frac{F_1 \cdot F_2}{(2a)^2} = \frac{\frac{\pi}{4} d^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2}{\frac{d^2}{3}} = \frac{3\pi^2}{16} d^2$$

Durch Vergrößerung des Durchmessers beispielsweise um das Doppelte wird die Impulsrate um das 4fache erhöht. Demnach erscheint es außerordentlich wünschenswert, den Durchmesser des Szintillationskristalls so groß wie möglich zu machen, um auch in Gebieten mit schwacher Aktivität noch möglichst viele γ -Quanten registrieren zu können.

Andererseits ist eine obere Grenze des Kristalldurchmessers durch die maximale, statistisch einfallende Impulsrate gegeben, die der Kristall noch verarbeiten kann ($\approx 10^5$ Imp/sec).

Mit den alten Sonden wurden in der Nähe der Einbringepunkte bis zu $5 \cdot 10^5$ Imp/min ohne Totzeitkorrektur gemessen, so daß die wirklich gemessene Zählrate noch etwas höher liegt.

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau} = \frac{5 \cdot 10^5}{0,94} = 5,3 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

$$\begin{array}{l} \tau - \text{Totzeit} \\ N - \text{gemessene Zählrate} \end{array}$$

Mit dieser Zählrate und der Forderung, daß die Totzeitkorrektur unter 10 % liegen soll, ergibt sich für die maximal zulässige Zählrate

$$N_0 - N \leq 0,1 N$$

Nach einigen Umformungen folgt

$$N \leq \frac{0,09}{\tau}$$

Mit $\tau = 10^{-5}$ sec folgt

$$N \leq 5,4 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

Wenn man davon ausgeht, daß die neue Sonde in etwa die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit hat wie die alten Sonden (2" dicker CsJ-Kristall gegenüber 3" dickem NaJ-Kristall; geringe Vorabsorption, aber Einschränkung der einfallenden Strahlung durch Öffnungswinkel gegenüber hoher Vorabsorption bei omnidirektional einfallender Strahlung), so wäre mit einem CsJ-Kristall von 3" Durchmesser gerade die obere Grenze erreicht.

Ein 3" \times 2" CsJ-Kristall ist gegenwärtig auch etwa die obere Grenze von der Herstellungsseite her.

Als Aktivatorzusatz wird üblicherweise eine Konzentration von 10^{-3} Thallium Atomen auf 1 Molekül CsJ eingebaut. (Durch diese Störstellen wird das Licht in einem anderen Frequenzbereich erzeugt als vom CsJ absorbiert werden kann, so daß dadurch die Lichtleitung erst ermöglicht wird.)

Auf den Kristall ist unten und seitlich weiße 2-Komponentenreflektorfarbe aufgetragen. Dadurch kann fast 100 % des erzeugten Lichtes zur Photokathode gelangen. Da das Licht beim Austritt aus dem dichten Medium Kristall ($n = 1,79$) in das optisch dünnere Medium Luft ($n = 1,0003$) Verluste durch Grenzwinkelreflexion erleiden würde, ist der Kristall über hochviskoses Silikonöl ($n = 1,55$) mit der Photokathode ($n = 1,523$) des Photomultipliers verbunden.

2.1.2. Photomultiplier und Hochspannungsteiler

Die im Szintillator erzeugten Photonen werden von der Photokathode des Photomultipliers in Elektronen umgewandelt. Das Material der Photokathode muß so gewählt sein, daß es eine hohe Elektronenausbeute für das auffallende Licht gibt. Andererseits darf die Austrittsarbeit W der Elektronen nicht zu klein sein, da sonst die thermische Emission J , auf die das Rauschen des Multipliers wesentlich zurückzuführen ist, zu groß würde.

$$J = AT^2 \exp(-eW/kT) \quad \text{Richardson'sches Gesetz}$$

k — Boltzmann-Konstante

A — Proportionalitätskonstante

e — Elementarladung

T — Temperatur

Aus dieser Beziehung wird auch deutlich, daß das Rauschen bei tieferen Arbeitstemperaturen geringer wird.

Die von der Photokathode erzeugten Elektronen werden durch eine Elektrode fokussiert und dann im sich anschließenden Dynodensystem vervielfacht. Dabei werden Verstärkungen um mehrere Zehnerpotenzen erreicht. Der an der Anode abgegriffene Stromimpuls wird über einen Arbeitswiderstand in einen Spannungsimpuls umgewandelt. Das gesamte Multipliersystem befindet sich in einem evakuierten Glasgefäß.

Da die Fokussierung der Elektronen und damit die Anodenimpulsausbeute durch Magnetfelder beeinträchtigt wird (bereits das Erdmagnetfeld führt zu einer Ablenkung des Elektronenstrahles), ist der gesamte Photomultiplier von einer hochpermeablen MU-Metallfolie aus einer Ni-Fe-Legierung umgeben. Die dadurch erzielte magnetische Dämpfung beträgt ≈ 50 dB.

Der 4524 von RCA ist unter den 3"-Photomultipliern besonders geeignet, da er infolge seiner Bialkali Photokathode äußerst rauscharm ist.

In Tabelle 3 sind einige Daten des RCA 4524 zusammengestellt.

Tabelle 3

<i>Photomultiplier RCA 4524</i>	
Abmessungen, Durchmesser	: 3,06"
Länge	: 6,31"
Spannungen, maximal	: 2500 V
typisch	: 1500 V
Photokathode, Material	: K-Cs-Sb
spektrale Empfindlichkeit	: 3000–6500 Å (Max. bei 4000 Å)
Quantenausbeute (Anzahl der pro Photon emittierten Elektronen)	: im Maximum 22 %
Dynoden, Anzahl	: 10
Material	: Cu-Be mit Be-O-Cs Schicht
bei 1500 V:	
Stromverstärkung	: $4,5 \cdot 10^5$
Anodendunkelstrom	: 10^{-9} A
Anodenimpulsanstiegszeit	: $1,4 \cdot 10^{-8}$ sec
Elektronendurchsatzzeit	: $6,5 \cdot 10^{-8}$ sec

Spannungsteilerschaltung

Damit die Elektronen im Dynodensystem des Photomultipliers vervielfacht werden können, muß zwischen je 2 Dynoden eine Spannung von etwa 100 V bestehen. Das läßt

sich dadurch erreichen, daß eine Hochspannung von 1000 V durch 10 hintereinandergeschaltete Widerstände aufgeteilt wird (Spannungsteilerschaltung).

Bei den alten Sonden hat es sich als großer Nachteil herausgestellt, daß die Hochspannung von außen weder kontrollierbar noch nachregelbar war. Die 1000 V werden bei der neuen Sonde deshalb durch einen hochstabilisierten Hochspannungserzeuger im Elektronikteil im Hubschrauber geliefert, die Spannungsteilerschaltung befindet sich direkt über dem Photomultiplier. Die Zuleitung erfolgt über ein eigenes abgeschirmtes Kabel im Meßkabel. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Hochspannung von außen kontrollierbar und sogar nachregelbar ist. Das ist wichtig, um die Photopeaks immer bei derselben Kanalzahl zu halten (siehe 2.1.4).

Von der Anode gelangen die Impulse über den Arbeitswiderstand in den Vorverstärker. Der Vorverstärker hat eine etwa 2fache Spannungsverstärkung und ist durchgehend gleichspannungsggekoppelt, so daß er keine Basisliniendrift über der Impulszahl hat.

2.1.3. Peakverbreiternde und peakerzeugende Effekte

Unter Peak versteht man das Auftreten eines Maximums im Impulshöhenspektrum. Bei Szintillationszählern sind diese Peaks keine scharfen Linien, sondern durch eine Aufeinanderfolge statistischer Prozesse im Szintillator und Photomultiplier je nach Auflösungsvermögen mehr oder weniger breite Verteilungen.

Daneben gibt es noch eine Reihe weiterer Effekte, die zum charakteristischen Aussehen eines Spektrums beitragen.

Photo-Escape-Peak

Beim Photoeffekt wird ein Elektron aus einer Schale, meist der K-Schale, entfernt. Dabei erhält es die gesamte Energie, vermindert um die Bindungsenergie, mitgeteilt. Im CsJ-Kristall beträgt diese Energie $E = E_0 - 38 \text{ keV}$. Die durch den Photoeffekt erzeugte Lücke in der K-Schale wird durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt, wobei Röntgen-Strahlung entsteht, die ihrerseits wieder Auger-Elektronen erzeugen kann. Verbleibt diese Sekundärstrahlung im Szintillator, so wird auch die Bindungsenergie im Szintillator umgesetzt und es erscheint tatsächlich ein Peak bei E_0 . Entweicht jedoch die Röntgenstrahlung, die, falls keine Auger-Elektronen gebildet werden, die gesamte Bindungsenergie von 38 keV besitzt, so entsteht eine zusätzliche Linie bei $E = E_0 - 38 \text{ keV}$ (Photo-Escape-Peak). Je kleiner der Szintillatorkristall, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die sekundäre Röntgenstrahlung entweicht und um so größer wird dann der Satelliten-Peak.

Comptonkante und Rückstreupeak

Beim Comptoneffekt gibt das γ -Quant nur einen Teil seiner Energie ab, so daß es auf seinem weiteren Weg erneut Comptoneffekt machen kann oder aber, was bei abnehmender Energie wahrscheinlicher ist, Photoeffekt. Wird durch mehrere Comptoneffekte oder durch Comptoneffekt mit anschließendem Photoeffekt die Energie vollständig abgegeben,

so entsteht eine Linie bei E_0 . Deshalb ist bei einem großen Kristall der Photopeak besonders stark ausgeprägt.

Findet nur Comptoneffekt statt, so ist die auf das Elektron übertragene Energie kontinuierlich bis zu einem Grenzwert E_c (Comptonkante), der durch maximalen Energieverlust der γ -Quanten bei Rückwärtsstreuung ($\delta = 180^\circ$) gegeben ist (siehe Bericht I, 2.2).

$$E_c = E_0 - E' = E_0 - \frac{E_0}{1 + 2 \frac{E_0}{511}} \approx E_0 - 200 \text{ keV}$$

Das Energiespektrum der Elektronen ist im Bericht I, Abb. 5 angegeben. Es zeigt an der Comptonkante einen Peak, der mit wachsender Energie des einfallenden γ -Quants ausgeprägter wird. Wenn nun besonders viele γ -Quanten die Energie E_c an die Elektronen abgeben, so muß ihnen auch besonders häufig die Energie von 200 keV verbleiben. Diese Energie wird bevorzugt durch Photoeffekt abgegeben, so daß bei ungefähr 200 keV ein weiterer Peak, der Rückstreupeak, erscheint. (Wie in Bericht I, 2.2 gezeigt wird, nähert sich der Rückstreupeak für sehr große E_0 dem Grenzwert 250 keV.)

Der Rückstreupeak ist besonders ausgeprägt, wenn der Szintillator von einer Abschirmung aus schwerem Metall umgeben ist. Die rückgestreuten γ -Quanten können nämlich auch in der Abschirmung den Photoeffekt auslösen, wobei die reflektierten Elektronen ebenfalls zum Rückstreupeak beitragen. Beim ^{46}Sc ergibt sich wegen der 2 γ -Energien von 0,89 und 1,12 MeV ein „doppelt“ so hoher Rückstreupeak, der durch die starke Bleiabschirmung der Sonde noch zusätzlich vergrößert wird.

Blei $K\alpha$ -Peak

Wenn das in die umgebende Bleiabschirmung austretende γ -Quant nach mehreren Comptoneffekten noch eine Energie von etwa 90 keV hat, so ist die Wahrscheinlichkeit für Photoeffekt besonders groß, da 90 keV gerade die Bindungsenergie der K-Schale von Blei ist (siehe Bericht I, 2.1 und Abb. 3), so daß an dieser Stelle im Spektrum ein weiterer Peak auftritt.

Insgesamt ergibt sich ohne peakverbreiternde Effekte das in Abb. 6 dargestellte Bild. Das wirkliche Spektrum setzt sich aus der Überlagerung all dieser Effekte zusammen.

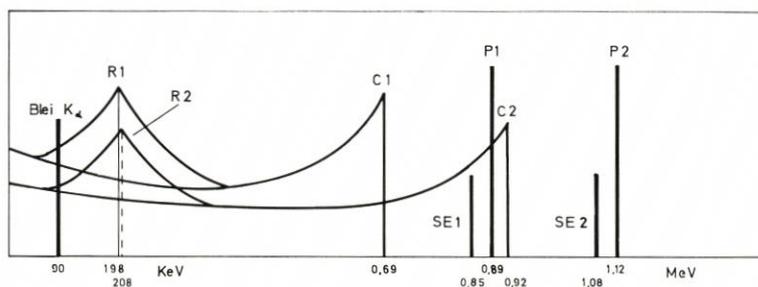


Abb. 6. Theoretisches Spektrum von ^{46}Sc ohne peakverbreiternde Effekte

R – Rückstreupeak
C – Comptonkante
P – Photopeak

SE – Satelliten-Escape-Peak
1 – für 0,89 MeV γ -Quanten
2 – für 1,12 MeV γ -Quanten

2.1.4. Energieeichung und Linearität

In Abb. 7 ist das Spektrum von ^{46}Sc zusammen mit dem Spektrum von ^{137}Cs dargestellt. Aus den 3 Photopeaks ergibt sich die Umrechnung von Kanal in Energie (Energieeichung). Liegen die Punkte auf einer Geraden (Abb. 7), so spricht man von einer guten Linearität des Detektors. Für CsJ ist die Linearität schon vielfach untersucht und bestätigt worden. Linearität eines Detektors ist eine wichtige Voraussetzung für alle

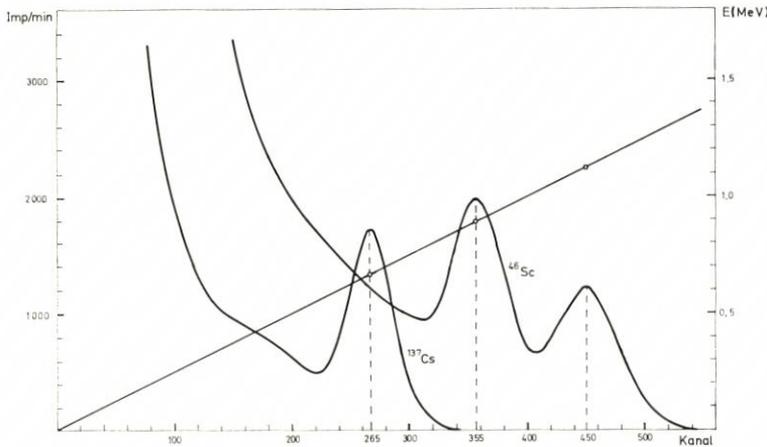


Abb. 7. Überprüfung der Linearität der Meßanordnung mit den Photopeaks von ^{137}Cs und ^{46}Sc . Gute Linearität ist eine unbedingte Voraussetzung für spektrale Untersuchungen mit Szintillationszählern

spektralen Arbeiten. Dazu zählt in gewisser Weise auch die Anwendung des im Bericht I beschriebenen Verfahrens, das ja gerade auf der Änderung des Spektrums beim Durchgang durch eine Sandschicht beruht. Das Auflösungsvermögen eines Detektors wird im allgemeinen durch die relative Halbwertbreite eines Photopeaks angegeben. Sie beträgt für den ^{137}Cs -Photopeak 16,5 % (24 % bzw. 32 % bei den alten Sonden).

2.2. Der Öffnungswinkel

Unter einem definierten Öffnungswinkel versteht man einen festgelegten Winkelbereich, aus dem die γ -Quanten in die Meßsonde einfallen dürfen. Im Idealfall sollen alle γ -Quanten, die außerhalb des Öffnungswinkels einfallen, nicht gezählt werden. Der Öffnungswinkel α begrenzt im Abstand h die kreisförmige Fläche.

$$F = \pi \left(h \tan \frac{\alpha}{2} \right)^2$$

Bei gleicher Aktivität pro Flächeneinheit wird dann dieselbe Zählrate registriert, unabhängig davon, wie weit eine radioaktive Flächenquelle über die begrenzende Fläche F herausragt, ob unendlich weit (der radioaktive Sand auf dem Meeresgrund) oder nur ein wenig (die Versuchsanordnung an Land). Auf diese Weise ist eine Eichung der Zählrate an Land möglich.

Ein definierter Öffnungswinkel läßt sich mit einer Antikoinzidenzanordnung oder mit einer starken seitlichen Bleiabschirmung herstellen. Mit beiden Anordnungen kann man den idealen Öffnungswinkel jedoch nicht erreichen. Es werden immer einige γ -Quanten außerhalb des Öffnungswinkels einfallen und trotzdem gezählt werden. Als Effektivität ε eines Öffnungswinkels wird das Verhältnis

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_1} \text{ definiert.}$$

A_2 — Anzahl der innerhalb des Öffnungswinkels einfallenden γ -Quanten	}	bei isotroper γ -Strahlung
A_1 — Anzahl der außerhalb einfallenden γ -Quanten		

Das Antikoinzidenzverfahren wird meistens dann gewählt, wenn es darauf ankommt, eine Apparatur möglichst leicht zu bauen, da man mit Bleiabschirmungen geringer Dicke auskommt.

Bei der Dimensionierung einer solchen Anordnung für die Meßsonde war wegen des erforderlichen zweiten Photomultipliers ein relativ großes Volumen der Meßsonde von über 70 l erforderlich. Da die Sonde außerdem im Wasser ein Gewicht von mindestens 30 kg haben sollte, um sicher auf dem Meeresgrund zu stehen, ergab sich ein Mindestgewicht von über 100 kg. Nun wiegt aber das Leichtmetallsondengehäuse selbst nur ~ 30 kg, so daß etwa 70 kg Blei als Ballast erforderlich wurden.

Diese 70 kg Blei wurden um den CsJ-Kristall herum angeordnet, um die Effektivität des Öffnungswinkels zu erhöhen. Dabei ergab sich ein 10 cm dicker Bleiring. Die Absorption dieser Bleischicht ist für 1 MeV γ -Quanten bereits so groß, daß auf eine Antikoinzidenzanordnung ganz verzichtet werden konnte.

Durch die besondere konische Formgebung der Sonde trägt außerdem das umgebende Wasser selbst in entscheidendem Maße zur Absorption außerhalb des Öffnungswinkels einfallender γ -Quanten bei.

2.2.1. Effektivität des Öffnungswinkels

Im folgenden wird die Effektivität des Öffnungswinkels bei einer 10 cm starken Bleiabschirmung für 3 Punkte des CsJ-Kristalls berechnet.

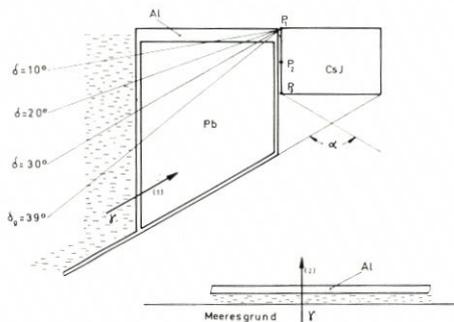


Abb. 8. Absorption seitlich (1) und von unten einfallender (2) γ -Strahlung

Ein innerhalb des Öffnungswinkels einfallendes γ -Quant (2) muß eine 1 cm dicke Wasserschicht, die 1 cm dicke Aluminiumschicht des Sondenbodens und zwischen 30 und 50 cm Luft durchdringen. Die Gesamtabsorption längs dieses Weges beträgt

$$A_2 = J_0 \exp(-0,0706) \exp(-0,0614 \cdot 2,69) \exp(-0,0635 \cdot 0,0013 \cdot 50)$$

$$A_2 = J_0 \cdot 0,79$$

Die γ -Quanten außerhalb des Öffnungswinkels müssen im Wasser die Strecke x_1 , im Blei die Strecke x_2 und im Aluminium die Strecke x_3 zurücklegen.

$$A_1 = J_0 \exp(-0,0706 x_1) \exp(-0,0704 \cdot 11,34 \cdot x_2) \exp(-0,0614 \cdot 2,69 \cdot x_3)$$

Außer im Punkt 1 ist die Absorption durch das Aluminium zu vernachlässigen, $x_3 \approx 0$. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich

$$x_2 \approx \frac{10}{\cos \delta}$$

$$x_1 \approx \frac{h}{\sin \delta} - x_2$$

δ — Einfallswinkel der γ -Quanten

h — Abstand des jeweiligen Punktes von der Flächenquelle

Damit wird

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_1} = 0,79 \exp\left(\frac{0,0706 h}{\sin \delta} + \frac{7,294}{\cos \delta}\right)$$

ε ist für P_1, P_2, P_3 in Abhängigkeit vom Einfallswinkel δ aufgetragen (Abb. 9).

Man sieht, daß die Effektivitäten in den Eckpunkten des Kristalls P_1 und P_3 die niedrigsten Werte annehmen. Im Punkt P_3 haben die γ -Quanten zwar eine ebenso dicke

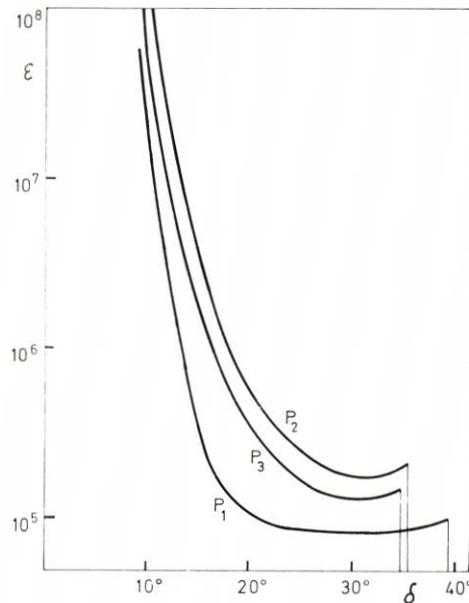


Abb. 9. Effektivität des Öffnungswinkels für 3 Punkte des CsJ-Kristalls

Bleischicht wie im Punkt P_2 aber bei gleichem Winkel δ eine geringere Wasserschicht zu durchdringen. Die ungünstigsten Effektivitäten werden in P_1 erreicht. Hier ist die von den γ -Quanten durchdrungene Bleischicht am dünnsten. Aber selbst im ungünstigsten Fall ($\delta = 30^\circ$) werden noch Effektivitäten von fast 10^5 erreicht, d. h., daß von 100 000 einfallenden nur 1 γ -Quant die Abschirmung durchdringt. Bei Abschirmungen dieser Stärke spielt natürlich der Aufbaueffekt (siehe Bericht I, 2.5) eine schon nicht mehr zu vernachlässigende Rolle, so daß die wirkliche Effektivität sicherlich geringer ist. Eine genaue Bestimmung der Effektivität ist nur auf experimentellem Wege möglich.

Dazu wurde ein starkes ^{137}Cs -Präparat einmal innerhalb des Öffnungswinkels und anschließend außerhalb des Öffnungswinkels in gleicher Höhe angebracht. Beide Messungen wurden im Salzwasser durchgeführt. Nach Abzug des Nulleffekts, der bei gleicher Wassertiefe der Sonde möglichst genau gemessen wurde (siehe dazu Abschnitt 4.2, Abb. 12), konnte die Effektivität bestimmt werden

$$\varepsilon = \frac{96\,354}{8,3 \pm 1,5} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^4$$

Die Effektivität des Öffnungswinkels konnte also nur auf 20 % genau bestimmt werden, obwohl die Meßdauer sowohl für den Nulleffekt als auch für die Messung bei seitlicher Stellung des Präparates 3 Std. betrug. Das liegt daran, daß die Zählraten mit statistischen Fehlern behaftet sind, die bei der Subtraktion etwa gleich großer Zählraten natürlich besonders stark ins Gewicht fallen (siehe auch Bericht III, Gaußsches Fehlerfortpflanzungsgesetz).

Der Vergleich der experimentell bestimmten mit der theoretisch berechneten Effektivität zeigt, daß der Aufbaueffekt zu einer Vergrößerung des seitlich einfallenden γ -Flusses fast um den Faktor 10 führt.

2.2.2. Größe des Öffnungswinkels

Bei der Festlegung der Größe des Öffnungswinkels von $\alpha = 120^\circ$ waren eine ganze Reihe von Gesichtspunkten maßgebend. Einerseits will man den Öffnungswinkel möglichst groß machen, denn ein großer Öffnungswinkel bedeutet eine große, vom Kristall „eingesehene“ Fläche und damit eine gute Zählraumbeute. Andererseits macht ein großer Öffnungswinkel ein großes Eichbecken und ein großes Eichpräparat erforderlich. Der Durchmesser des Eichpräparates ist gegeben durch

$$D = 2 H_{\max} \tan \frac{\alpha}{2}$$

H — Höhe des Kristalls über dem Präparat

$$H_{\max} = 100 \text{ cm}$$

$$\alpha = 90^\circ: D = 2 \text{ m} \quad F = 3,14 \text{ m}^2$$

$$\alpha = 120^\circ: D = 3,42 \text{ m} \quad F = 9,2 \text{ m}^2$$

$$\alpha = 150^\circ: D = 7,45 \text{ m} \quad F = 43,5 \text{ m}^2$$

Man sieht, daß die erforderliche Präparatfläche mit zunehmendem Öffnungswinkel schnell ansteigt.

Ein großer Öffnungswinkel hat auch zur Folge, daß sich der Druckpunkt der Sonde nach unten verschiebt, wodurch die Lage der Sonde im Wasser instabil wird. Es müssen

zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen getroffen werden, die die Größe und das Gewicht der Sonde unnötig erhöhen.

Das Abwägen dieser Vor- und Nachteile führt letzten Endes zu dem Kompromiß von $\alpha = 120^\circ$.

Bei vorgegebenem Öffnungswinkel läßt sich die „eingesehene“ Fläche auch dadurch vergrößern, daß man den Abstand des Kristalls über dem Sondenboden vergrößert. Nun ist aber das Gesamtgewicht der Sonde durch die Tragfähigkeit des Hubschraubers auf ca. 130 kg beschränkt. Nach Abzug aller anderen Größen bleiben für das Kegelvolumen noch etwa 60 l übrig. Dadurch wird die Höhe des Kegels mit 27 cm festgelegt.

3. Die Elektronik im Hubschrauber

Die gesamte Elektronik ist bis auf Vorverstärker und Hochspannungsteiler (Abb. 11, im gestrichelten Bereich) im Hubschrauber untergebracht (Abb. 10). Unterhalb der Elektronikeinheit befinden sich 3 einfache Strommeßgeräte für die Zusatzmeßgeräte (siehe Abschnitt 4). Links steht ein Oszillograph, der zur Sicherheit mitgeflogen wird, um eventuelle Störimpulse zu erkennen. Die gesamte Elektronik ist auf dem hinteren rechten Sitz eines Hubschraubers untergebracht. Auf der anderen Seite sitzt der Meßingenieur, der das Ablesen der Geräte nach jeder Messung durchführt.

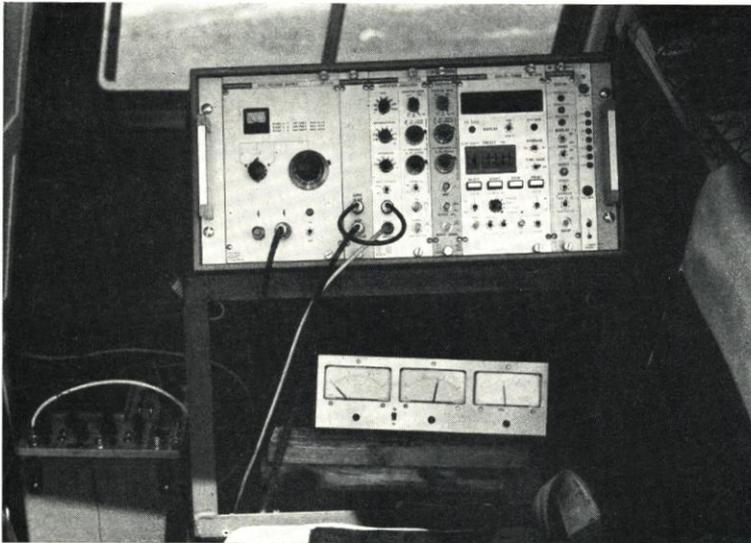


Abb. 10. Elektronikeinheit im hinteren Teil eines Jet Ranger Hubschraubers

Die Elektronik ist durch 3 abgeschirmte Kabel, die wasserdicht von einem Plastikschlauch umgeben sind, mit der Sonde verbunden, und zwar je ein Kabel für die Impulsleitung, für die Hochspannung und für die Zusatzgeräte. Die Elektronikeinheit ist nach AEC-Nim-Norm aufgebaut und besteht aus 6 Einschüben: Hochspannungserzeuger (4/12), Interface-Einheit (1/12), Linearverstärker mit Amplitudendiskriminator (2/12), zweiter Amplitudendiskriminator (1/12), quartzgesteuerter Zeitgeber mit Zählwerk (3/12), zweites Zählwerk (1/12). Der Impulsweg ist in Abb. 11 dargestellt. Um das Verfah-

ren der Bestimmung der mittleren Vergrabungstiefe anwenden zu können, wird das Impulshöhenspektrum im Anschluß an den Linearverstärker in zwei Amplitudendiskriminatoren in zwei verschiedenen Bereichen (Compton- und Photobereich) analysiert. Die Zählraten werden in zwei getrennten Zählwerken registriert, die durch einen gemeinsamen Zeitgeber (Timer) gesteuert werden. Die Anzeige erfolgt 7dekadig, umschaltbar für beide Zählwerke auf eine Anzeigeeinheit (Scaler). Die maximale Zählfrequenz beträgt 20 MHz.

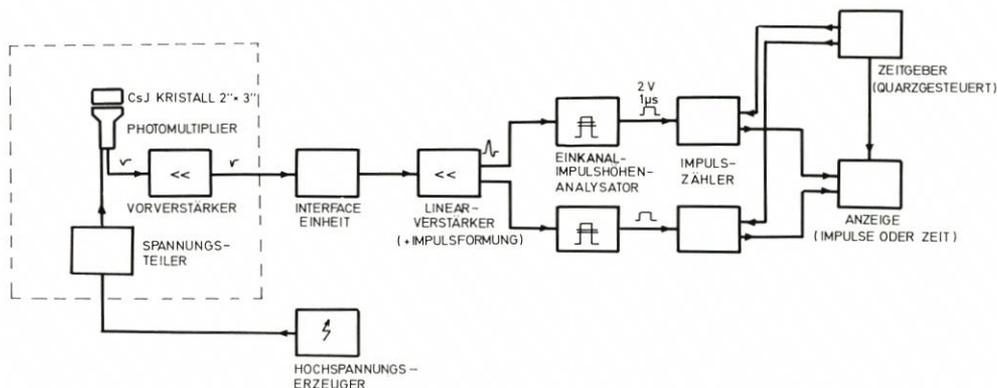


Abb. 11. Blockschaltbild der Elektronik (die Einheiten innerhalb des gestrichelten Bereiches befinden sich in der Meßsonde)

Die Totzeit der Apparatur beträgt 10^{-6} sec, die zulässige Betriebstemperatur 0–50 Grad C. Die Elektronik besitzt aktive Nulllinienhaltung. Die gemessene Verschiebung des Spektrums bei Temperaturänderung um 10° beträgt bei Verstärkungsfaktor 32 nur 5 Kanäle.

4. Zusatzgeräte

4.1. Lageanzeige der Meßsonde

Beim Umgang mit den alten Meßsonden zeigte sich, daß es wünschenswert wäre, etwas über das Verhalten der Sonde zu erfahren, wenn sie nach dem Eintauchen in das Wasser nicht mehr sichtbar ist. Vor allem war es wichtig, das Eintreffen der Sonde auf dem Meeresgrund festzustellen, um sofort und zweifelsfrei mit der Messung beginnen zu können.

Während der Messungen traten manchmal Zählratenschwankungen auf, und zwar, soweit festgestellt werden konnte, immer dann, wenn das Tragseil zwischen Hubschrauber und Sonde besonders straff war. Es blieb kein anderer Schluß übrig, als daß der Hubschrauber an der Sonde gezogen hatte und sie dadurch an einer Seite angehoben, möglicherweise sogar umgekippt hatte. Dies konnte jedenfalls im flachen Wasser öfter beobachtet werden. Bei Messungen im tiefen Wasser war es nicht feststellbar, ob die Sonde möglicherweise während einer ganzen Messung auf der Seite lag und dadurch eine viel zu geringe Zählrate registrierte.

Aus diesen Gründen wurden 2 einfache, senkrecht zueinander stehende Pendelpotentiometer in das obere Gehäuseteil der Meßsonde eingebaut. Sie zeigen die Lage der Sonde

auf einige Grad genau an (die letzten Endes erzielbare Genauigkeit hängt von der Frequenz der Lageänderungen der Sonde ab).

Außerdem wurde die Sonde mit etwa 20° Schrägneigung in das Tragseil eingehängt (Abb. 3, rechtes Bild). In normaler Fluglage und während des Absinkvorgangs zeigen die Potentiometer einen Winkel von 20° an. In dem Augenblick, in dem die Sonde den Meeresgrund erreicht, gehen die Winkelanzeigergeräte auf Null (Abb. 10, in dem Gerät unterhalb der Elektronikeinheit die beiden rechten Strommeßgeräte).

Mit der Lageanzeige in der neuen Sonde konnte auch direkt nachgewiesen werden, daß der Hubschrauber die Sonde manchmal an einer Seite anhub. In einem solchen Fall wurde dann die Messung wiederholt, so daß mit der neuen Sonde nur zweifelsfreie Meßergebnisse erhalten wurden.

4.2. Tiefenmessung

Die Genauigkeit einer Messung hängt ganz wesentlich von der Kenntnis des Nulleffekts ab. Der Nulleffekt ist definitionsgemäß diejenige Anzahl von Impulsen pro Zeiteinheit, die nicht von der Meßgröße herrührt. Der Nulleffekt bei Messungen vor Sylt setzt sich zusammen aus:

1. kosmischer Strahlung
 - a) weicher Komponente
 - b) harter Komponente
2. Eigenaktivität des Seewassers
3. Eigenaktivität des natürlichen Sandes
4. Eigenaktivität der Bleiabschirmung.

Die harte Komponente der kosmischen Strahlung besteht im wesentlichen aus μ -Mesonen, die auch durch eine dicke Wasserschicht von mehreren Metern nur wenig absorbiert werden, während die Teilchen der weichen Komponente, im wesentlichen Elektronen und γ -Quanten, sehr schnell absorbiert werden.

Mit der Sonde wurde im Kieler Hafen bis zu einer Wassertiefe von 5,3 m die Abhängigkeit des Nulleffektes von der Wassertiefe gemessen. Es ergab sich der in Abb. 12 gezeigte Verlauf. Die anfänglichen Schwankungen im Verlauf der Kurve sind auf die Form der Sonde zurückzuführen. Erst bei 30 cm Eintauchtiefe befindet sich der Kristall unterhalb des Wasserspiegels, so daß nun die Absorption durch das Wasser zumindest für die seitlich einfallende Strahlung wirksam werden kann. Ab 70 cm ist die Sonde voll eingetaucht. Bis etwa 1 m wird im wesentlichen Absorption der weichen Komponente beobachtet. In dem sich daran anschließenden Bereich bis 4 m liegen die logarithmisch aufgetragenen Meßpunkte nahezu auf einer Geraden. Der aus der Geradensteigung berechnete Absorptionskoeffizient entspricht größenordnungsmäßig dem Absorptionskoeffizienten der harten Komponente der kosmischen Strahlung in Wasser, so daß man annehmen darf, daß der Abfall der Nulleffektskurve bis etwa $\frac{1}{2}$ m über Grund durch die Absorption der kosmischen Strahlung bestimmt wird. Bemerkenswert ist der steile Anstieg des Nulleffekts, wenn die Sonde auf dem Grund aufgesetzt wird. Dieser hohe Anstieg bis zu Werten, wie sie der Nulleffekt auch bei der Wassertiefe $w = 0$ m zeigt, wurde in Westerland nicht beobachtet. Die Eigenaktivität des Sandes ist infolgedessen sehr viel geringer als die des Schlicks im Kieler Hafen. Hinzu kommt, daß durch die starken Wanderungs- und Vermischungsvorgänge des Sandes vor Sylt praktisch keine Nulleffektsunterschiede von Meßort zu Meßort bestehen. Somit ergibt sich bei den Westerland Messungen für

alle Orte der gleiche Nulleffekt, lediglich die Absorption der harten Komponente der kosmischen Strahlung (die weiche Komponente ist bei 1 m Wassertiefe bereits vollständig absorbiert) bewirkt eine Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe w an dem betreffenden Meßort.

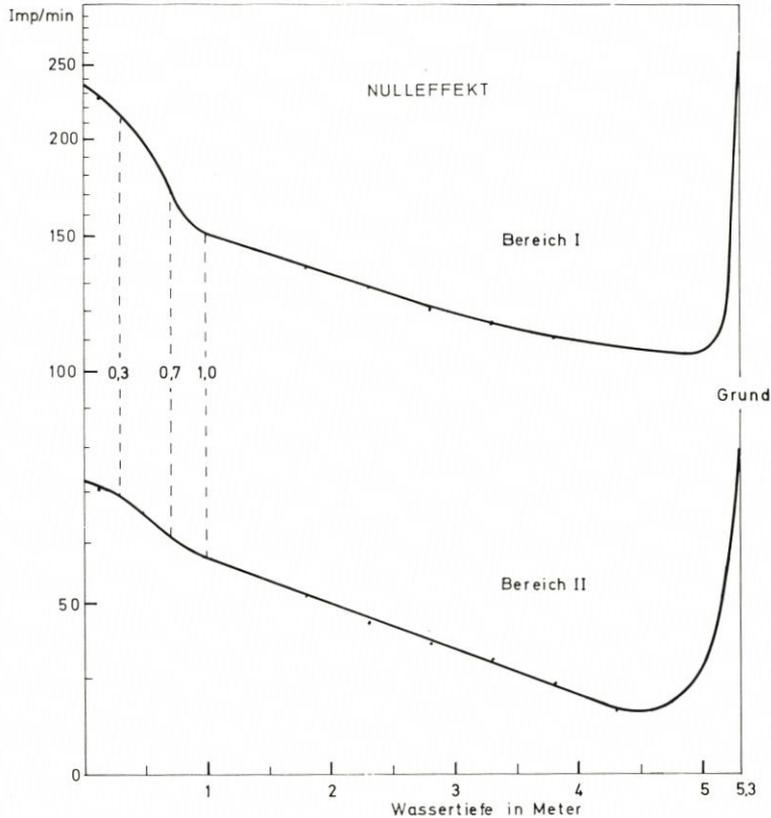


Abb. 12. Nulleffekt als Funktion der Wassertiefe

Die im Kieler Hafen gemessene Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe kann in der folgenden Form dargestellt werden

$$\begin{aligned} \text{im Bereich I: } N_I &= 90 \exp(-0,4 w) + 90 && \text{für } w > 1 \text{ m} \\ \text{im Bereich II: } N_{II} &= 40 \exp(-0,4 w) + 30 \end{aligned}$$

Der erste Term beschreibt die Absorption der harten Komponente mit einem Absorptionskoeffizienten $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, der zweite Term setzt sich zusammen aus der Eigenaktivität des Wassers und der Bleiabschirmung.

Vor Westerland konnten bis jetzt keine direkten Messungen der Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe durchgeführt werden. Abweichend von den Verhältnissen im Kieler Hafen muß bei den Westeländer Messungen ein konstanter Wert für die Sandaktivität addiert werden, der, wie bereits begründet, für alle Meßorte gleich groß ist (eine Abschätzung dieses Wertes wird in Bericht III, 5.1 gegeben).

Aus diesen Überlegungen heraus läßt sich der Nulleffekt aus einem konstanten Anteil (Wasser- und Bleiaktivität, bzw. Sandaktivität) und einem nur von der Wassertiefe abhängigen Anteil (Absorption der harten Komponente der kosmischen Strahlung) zusammensetzen. Bei Kenntnis der Wassertiefe ist es also, zumindest bei den Westerbänder Messungen, möglich, den genauen Nulleffekt anzugeben und die Zählraten entsprechend zu korrigieren.

Aus diesem Grunde wurde die Wassertiefe gleichzeitig mit der Messung der Zählrate mit Hilfe eines Bourdonrohres bestimmt. Die Aufweitung des gekrümmten Bourdonrohres bei zunehmender Wassertiefe wird über ein Zahnrad auf ein sehr leichtgängiges Präzisionspotentiometer übertragen. Die damit erreichbare Genauigkeit liegt unter 50 cm, was für die Bestimmung des Nulleffekts ausreichend ist. Die Anzeige erfolgt über das linke Gerät der Anzeigeeinheit (Abb. 10).

Die Bestimmung der Wassertiefe erwies sich auch als nützliche Hilfe bei der Orientierung auf See. Man kann sofort sehen, ob man sich im Kolk oder auf dem Riff befindet, und man kann auch in etwa abschätzen, wie weit draußen auf See die Messung durchgeführt wird.

4.3. Messung der Temperatur in der Sonde

Photomultiplier und elektronische Bauteile zeigen immer eine gewisse Veränderung ihrer Daten mit der Temperatur. Bei den alten Sonden war dieser Temperaturgang so stark, daß sich bei einer Temperaturdifferenz von nur 10° der Photopeak bereits um 400 Kanäle verschob.

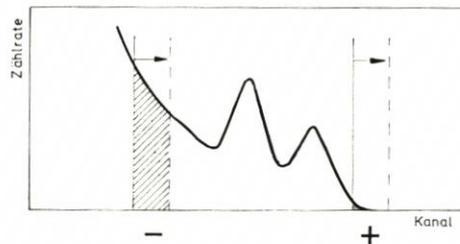


Abb. 13. Verschiebung des Spektrums infolge Temperaturänderung

Die Konstanz des Spektrums ist aber für die Messungen allgemein und die Anwendung des Verfahrens der mittleren Vergrabungstiefe besonders von großer Bedeutung, wie das Beispiel in Abb. 13 zeigt. Bei diesem Beispiel wird bei einer Verschiebung der Kanäle am linken Rand eine ganze Reihe von Impulsen weniger gezählt, während sich am rechten Rand kaum eine Veränderung ergibt. Bei einer Kanalverschiebung nach rechts wird also die Zählrate erheblich geringer, so daß die gemessene Zählrate temperaturabhängig ist.

Aus diesem Grunde wurde bei der Auswahl der Elektronik zunächst einmal auf gute Temperaturkonstanz Wert gelegt. Außerdem wurde in die Meßsonde ein NTC-Widerstand als Temperaturfühler in Brückenschaltung direkt neben das Photomultipliergehäuse eingebaut. Der NTC-Widerstand (negative temperature coefficient) hat eine Länge von 11 mm und eine Dicke von 3,2 mm. Die Empfindlichkeit der Meßanordnung ist $< 0,5^{\circ}$.

Die Anzeige erfolgt ebenfalls auf das linke Gerät der Anzeigeeinheit (Abb. 10). Mit einem Schalter wird auf diesem Gerät wahlweise die Wassertiefe oder die Temperatur

angezeigt. Diese Anordnung wurde aus Platz- und Gewichtsersparnisgründen gewählt, da die Temperatur nur stichpunktartig überwacht zu werden braucht.

Wie wichtig diese Temperaturmessung ist, zeigen die folgenden Werte. Wenn die Sonde in der Mittagszeit einige Stunden in der Sonne gestanden hatte, war die Temperatur in der Sonde auf über 25°C gestiegen, bei den Messungen im tiefen Wasser kühlte sie sich dann bis auf $13,5^{\circ}\text{C}$ ab. Die gemessene Verschiebung des Spektrums betrug 5 Kanäle pro 10° . Dieser Temperatureffekt ist nur sehr schwierig zu korrigieren, eine Abschätzung zeigte darüber hinaus, daß bei den Messungen im Mai/Juni 1971 (Bericht III) der daraus entstehende Fehler weit unter anderen Fehlerquellen lag.

5. Zusammenfassung

Eine Reihe von Nachteilen beim Umgang mit den früher bei Sandwanderungsmessungen verwendeten Meßsonden machte die Entwicklung einer neuen Meßeinrichtung erforderlich, mit der zugleich das im Bericht I beschriebene Verfahren der quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen angewendet werden sollte. Bei der Neuentwicklung konnte ganz wesentlich auf den Erfahrungen früherer Messungen mit der alten Sonde aufgebaut werden.

Die neue Meßsonde besteht aus dem korrosionsfesten Leichtmetall AlMg₃, sie ist 70 cm hoch, hat einen Durchmesser von 85 cm und ein Gewicht von 133 kg. In der Sonde befindet sich ein Szintillationszähler mit einem $3'' \times 2''$ -CsJ-Kristall, der von einer 10 cm starken Bleiabschirmung ringförmig umgeben ist. Die dadurch erreichte seitliche Abschirmung ist besser als 10^4 . Der so definierte Öffnungswinkel von 120° macht eine genaue Umrechnung der Zählraten in Aktivität durch eine Eichung an Land möglich.

Das mit der Sonde aufgenommene Spektrum wird ausführlich diskutiert (Kap. 2.1.3). Das Auflösungsvermögen für den ^{137}Cs -Photopeak beträgt 16,5 % (relative Halbwertsbreite).

Die Elektronikeinheit (Hochspannungserzeuger, Linearverstärker, 2 Amplitudendiskriminatoren, 2 Zählwerke mit quartzgesteuertem Zeitgeber) ist zusammen mit einfachen Anzeigeräten für die Messung der Lage der Sonde, der Temperatur in der Sonde und der Wassertiefe am jeweiligen Meßort im Hubschrauber untergebracht. Durch die Kenntnis der Wassertiefe ist eine recht genaue Nulleffektkorrektur möglich, wie durch Messungen gezeigt werden konnte, da zwischen Wassertiefe und Nulleffekt eine für das Meßgebiet Sylt eindeutige Beziehung besteht.

Die beschriebene Meßeinrichtung wurde im Auftrag des Marschenbauamtes Husum im Frühjahr 1971 gebaut. Das SONDENGÄHUSE wurde von der Firma Hagenuk, Kiel, hergestellt. In der Zeit des ersten Einsatzes der Meßeinrichtung im Mai/Juni 1971 zeigten sich keinerlei Betriebsstörungen.

Die gesamte Meßeinrichtung wurde als Exponat L2 auf der 4. Internationalen Atomkonferenz vom 6.-16. September 1971 in Genf als Beitrag der Bundesrepublik Deutschland ausgestellt.

Schriftenverzeichnis

- DOLEZAL, R., PETERSEN, M. et al.: Entwicklung und Untersuchung eines radioaktiven Indikatorverfahrens zur Messung der Kinetik, der Erosion und des Sandtransportes an sandigen Brandungsküsten, EURATOM Forschungsbericht 2167.d, 1965.
- STANFORD, A. L., RIVERS, W. K.: Efficiencies of Sodium Iodide Crystals, Rev. of Scient. Instr. 29,406.

III. Quantitative Messung der Sandwanderung an der Brandungsküste vor Westerland/Sylt

Von R ü d e g e r R e i n h a r d

Inhalt

1. Einleitung	77
2. Radioaktive Markierung des Sandes	80
3. Transport und Einbringung des radioaktiven Sandes	81
4. Ablauf der Messungen	82
5. Quantitative Auswertung der Meßergebnisse	85
5.1. Berücksichtigung des Nulleffekts	85
5.2.-4. Berücksichtigung der Vergrabung des radioaktiven Sandes	87
5.5. Umrechnung der Zählrate in Aktivität	87
5.6. Halbwertszeitkorrektur	88
5.7. Umrechnung der Aktivität in radioaktiv markierte Sandmenge	88
5.8. Umrechnung in Gramm radioaktiv markierter Sand pro m ²	89
6. Fehlerabschätzung	89
7. Diskussion der Ergebnisse	90
7.1. Allgemeine Überlegungen zu den Isolinien	90
7.2. Ergebnisse aus den im Herbst 1970 durchgeführten Messungen	97
7.3. Ergebnisse aus den im Frühjahr 1971 durchgeführten Messungen	98
8. Zusammenfassung	106
9. Schriftenverzeichnis	106

Summary

Two samples of radioactivated sand were deposited offshore Westerland/Sylt on September 29, 1970. The sand transport was measured in intervalls of a few weeks until June 1971. The results are shown in the form of isolines on 10 charts. Of special interest is the last measurement in May/June 1971 since we obtained quantitative results for the first time, applying the theory outlined in paper I and the new probe described in paper II. It was then possible to find 24 kg and 17 kg of the originally deposited two times 100 kg of radioactivated sand. The mean burial depth is found to be 5-7 cm.

In general, the results depend strongly on the location of the deposition point. In the southern area the transport is preferably to the south, in the northern area to the north, thus revealing the existence of a "neutral" point. The transport in the north is stronger than in the south. In addition small quantities of sand are transported seaward.

Careful error calculations are included as well as a first attempt towards a theoretical understanding of the transport of sand.

1. Einleitung

Von allen Inseln an der Westküste von Schleswig-Holstein ist Sylt den Brandungs- und Gezeitenkräften am meisten ausgesetzt, da diese Insel dem Festland am weitesten vorgelagert ist. Der Sandabtrag ist im Mittelteil der Insel so stark, daß von Strand und Küste durchschnittlich 1 m pro Jahr verlorengehen. Deshalb kommt der Erfassung der Sandwanderung vor Sylt über das Interesse hinaus, das allgemein an der Erforschung von Sandwanderungsvorgängen besteht, eine erhöhte Bedeutung zu (Abb. 1 und 2).



Abb. 1. Luftbild der Insel Sylt. Deutlich ist der Knick in der Mitte bei Westerland zu erkennen. Dieser Punkt ist den Angriffen des Meeres am meisten ausgesetzt, der Sandabtransport ist hier am stärksten

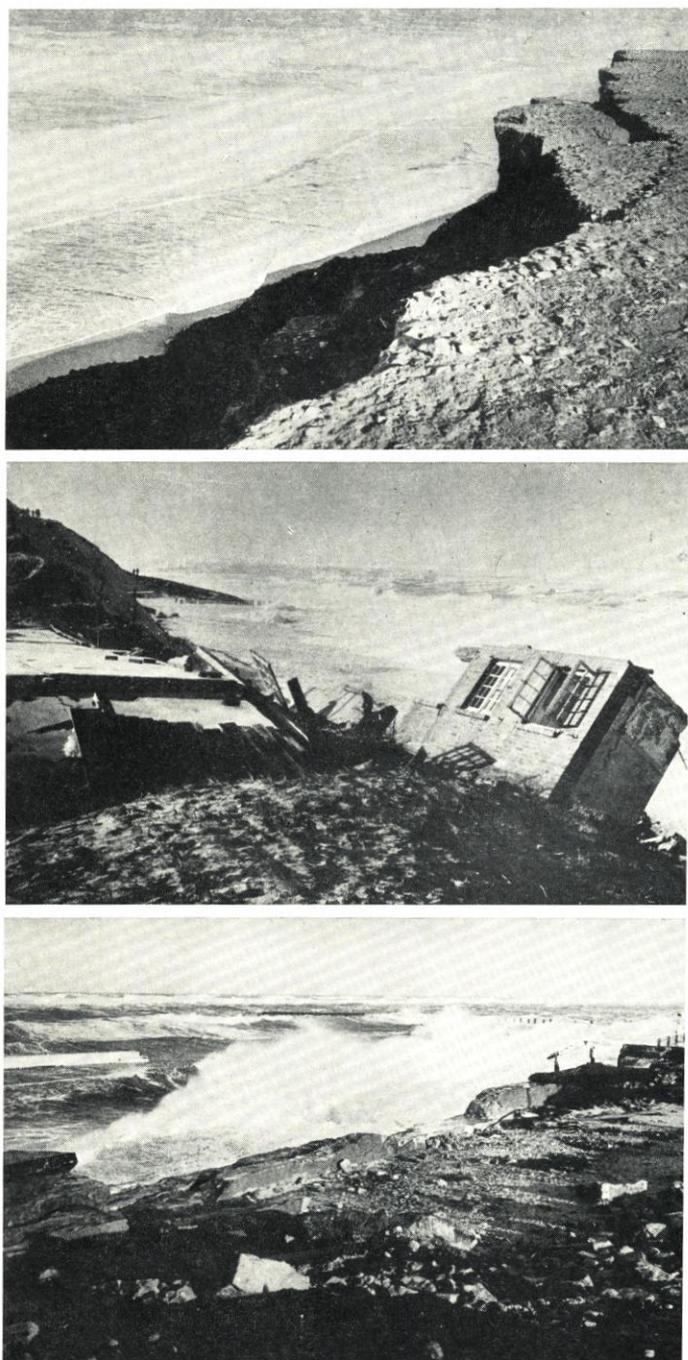


Abb. 2. Abbruch des Steilufers, von Häusern und Einbrüche auf der befestigten Kurpromenade nach einer Sturmflut. Wegen des fehlenden Sandes vor der Küste ist die Wirkung der Wellen ungebrochen

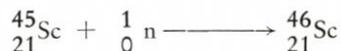
Die ersten Messungen der Sandbewegung vor Sylt mit radioaktiven Tracern wurden bereits 1963 durchgeführt (R. Dolezal, M. Petersen, et al., 1965 und Bericht II, Übersichtstabelle).

Da für 1972 erstmalig eine aktive Küstenschutzmaßnahme in Form einer Sandvorspülung geplant war, wurde vom Küstenausschuß Nord- und Ostsee, Gutachtergruppe Sylt, im Teilgutachten A „Untersuchungs- und Meßtechnik“ eine erneute Messung der Sandwanderung im Herbst 1970 mit radioaktiven Tracern für erforderlich gehalten. Diese Messung sollte bis in das Frühjahr 1971 hinein fortgesetzt werden.

2. Radioaktive Markierung des Sandes

Die Markierung des Sandes mit ^{46}Sc wurde von den Farbwerken Höchst durchgeführt.

Zunächst wird im Reaktor durch Neutronenbestrahlung das Radioisotop ^{46}Sc erzeugt.



Bei einem Neutronenfluß von einigen 10^{12} Neutronen/cm² sec beträgt die Bestrahlungsdauer ca. 4 Wochen, um bei einigen Gramm Sc_2O_3 eine Aktivität von 4-5 Ci zu erreichen. Das Scandiumoxid wird dann im Labor mit Salzsäure behandelt.



Der mit 80%igem Alkohol aufgeschlammte Seesand wird unter Rühren tropfenweise mit dieser schwach salzsauren Lösung von ScCl_3 ($\text{pH} = 2-7$) versetzt.

Nach Zugabe von konzentriertem Ammoniak schlägt sich Scandiumhydroxid auf dem Sand nieder.



Durch dieses Verfahren werden über 99 % der angebotenen Radioaktivität von dem zu markierenden Sand aufgenommen. Die Verwendung von NH_4OH hat gegenüber NaOH den Vorteil, daß sich das NH_4Cl im Gegensatz zum NaCl verflüchtigt.

Der so behandelte Sand wird bis zur Trockne eingedampft.



Der getrocknete Sand wird anschließend im Tiegelofen 30 Minuten auf 800° erhitzt.

Das Scandiumoxid geht mit dem Sand eine nahezu abriebfeste Verbindung ein, da es infolge seiner guten Verträglichkeit mit dem Kristallgitter des SiO_2 in die Oberfläche des Sandkorns hineindiffundiert. Die aufgebrachte Schicht ist außerordentlich dünn, so daß die Oberfläche der Sandkörner nicht verändert wird. Trotzdem lassen sich wegen der fast 100%igen γ -Ausbeute des ^{46}Sc (siehe Zerfallsschema, Bericht I) hohe spezifische Aktivitäten erreichen.

Die auf diese Weise aktivierten Sandproben gaben bei 60stündigem Schütteln in Seewasser weniger als 0,05 % ihrer Aktivität an das Meerwasser ab (Schüttelfrequenz: 80 Bewegungen pro min). Die mechanischen Parameter Schüttdichte, Rütteldichte, spez. Gewicht, Durchlaufzeit durch ein Glasrohr (ϕ 3 mm) von natürlichem und radioaktiv markiertem Seesand stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

Eine völlig homogene Durchmischung und gleichmäßiges Abschlagen des $\text{Sc}(\text{OH})_3$ auf den Sandkörnern kann nicht erreicht werden, so daß die Aktivitätsunterschiede zweier

gleich großer Sandkörner erheblich sein können. Es ist deshalb darauf zu achten, daß im Erfassungsbereich der Meßsonde immer noch genügend viele Sandkörner liegen, um die Unterschiede nach Möglichkeit auszumitteln. Wie in Abschnitt 5.7 erläutert wird, muß sich die gemessene Zählrate deutlich vom Nulleffekt abheben, damit der Meßpunkt ausgewertet wird. Es läßt sich zeigen, daß diese Bedingung nur erfüllt werden kann, wenn sich im Erfassungsbereich der Meßsonde immer mehr als 100 radioaktiv markierte Sandkörner befinden. Bei 100 Sandkörnern wird der Unterschied in der Aktivität gleich großer Sandkörner statistisch vollkommen ausgemittelt.

Die beschriebene Methode der Aktivierung hat jedoch in der bisher angewendeten Art und Weise einen schwerwiegenden Nachteil. Da die Aktivität auf die Oberfläche der Sandkörner aufgebracht wird, erfolgt die Aktivierung oberflächenproportional und nicht volumenproportional. Volumenproportionale Markierung ist jedoch eine grundsätzliche Voraussetzung für jede quantitative Auswertung. Dieser Nachteil läßt sich dadurch leicht umgehen, daß vor der Aktivierung die einzelnen Kornfraktionen ausgesiebt werden und dann jeweils gleiche Gewichtsmengen mit der gleichen Aktivitätsmenge behandelt werden. Ein anschließendes Vermischen der aktivierten Kornfraktionen ist nicht erforderlich, da diese Durchmischung durch die Wanderungsvorgänge auf dem Meeresgrund von selbst erfolgt.

Die von den Farbwerken Höchst im Herbst 1970 angelieferten beiden Chargen von je 100 kg mit je 3 Ci radioaktiv markierten Seesandes waren allerdings noch nicht volumenproportional aktiviert, so daß die im folgenden beschriebene quantitative Auswertung nur mit dieser wesentlichen Einschränkung verstanden werden darf.

3. Transport und Einbringung des radioaktiven Sandes

Unmittelbar nach seiner Abkühlung wird der radioaktiv markierte Sand in ein Sandgefäß gefüllt, das aus Strahlenschutzgründen in einem geschlossenen Abschirmbehälter steht. Der Sand läuft chargenweise aus dem Produktionsabzug durch eine mit Dichtung aufgesetzte Rohrleitung in das Sandgefäß, während durch Absaugen über eine zweite Öffnung im Deckel Unterdruck im Sandgefäß aufrechterhalten wird.

Der Abschirmbehälter ist für den Bahntransport als Typ - B - Verpackung ausgelegt (Transport von 2 bis 200 Ci von radioaktiven Stoffen der Radiotoxizitätsgruppe III, wozu auch ^{46}Sc gehört, Dosisleistung ≤ 200 mr/h an der Oberfläche des Abschirmbehälters und ≤ 10 mr/h in 1 m Entfernung). Die Wandstärken betragen bis zur Höhe der Sandfüllung 2 cm Stahl und 7 cm Blei. Bei einem Inhalt von 100 kg Seesand, markiert mit 3,2 Ci ^{46}Sc , wurden an der Oberfläche 40 mr/h und in 1 m Abstand 3 mr/h gemessen.

Das Sandgefäß ist aus 5 mm starkem Stahlblech hergestellt, der Durchmesser beträgt 45 cm, die Höhe 73 cm. Das Sandgefäß wiegt 80 kg, mit Traverse und 100 kg Seesand ergibt sich ein Gesamtgewicht von 195 kg.

Das Sandgefäß ist so konstruiert, daß es durch einen Hubschrauber am Einsatzort aus dem geöffneten Abschirmbehälter herausgezogen werden kann und direkt zur vorher mit Bojen bezeichneten Einbringestelle auf See geflogen werden kann (Abb. 4). Während des Fluges hängt das Sandgefäß über eine 1,20 m lange Traverse an 2 Trageilen und locker an einem Zugseil. Wenn das Sandgefäß auf dem Meeresboden abgesetzt ist, lockern sich die Trageile. Sie können nun vom Piloten des Hubschraubers mechanisch ausgeklinkt werden. Wenn das Sandgefäß wieder hochgezogen wird, hängt es nur noch am Zugseil,

das so angebracht ist, daß es den Eimer umdreht und die Verriegelung für den Deckel öffnet. In 2 m Wassertiefe ist der Wasserdruck jedoch bereits größer als der vom Sand auf den Deckel ausgeübte Druck. Ein Überdruckventil sorgt daher unter Wasser für Druckausgleich, damit der Deckel sich unter dem Gewicht des Sandes öffnen kann. Anschließend wird das Sandgefäß durch mehrmaliges Eintauchen gespült.

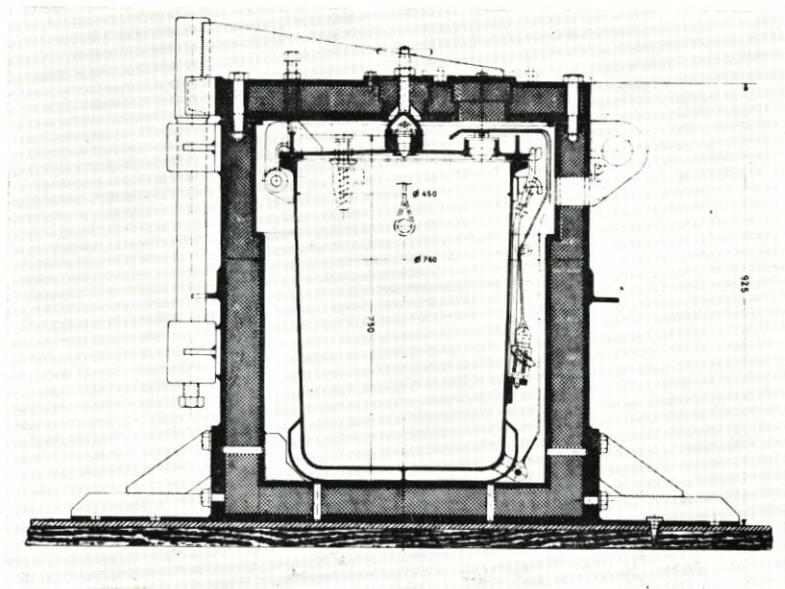


Abb. 3. Abschirmbehälter mit Sandgefäß zum Transport von radioaktiv markiertem Sand

Am 29. September 1970 wurden auf diese Weise an zwei in den Karten mit „Sc“ bezeichneten Stellen je 100 kg mit 3 Ci ^{46}Sc radioaktiv markierter Seesand eingebracht.

4. Ablauf der Messungen

Das Meßverfahren ist so angelegt, daß die Meßsonde, die an einem 10–20 m langen Tragseil unter einem Hubschrauber hängt, vom Hubschrauber auf dem Meeresboden abgesetzt wird, dort in der Regel 1 min lang die Zählrate mißt, bevor sie dann vom Hubschrauber durch Steigflug wieder hochgezogen wird. Der Hubschrauber fliegt danach zum nächsten Meßpunkt, der im Mittel 50 m vom vorigen entfernt liegt.

Die Meßpunkte einer Meßreihe liegen auf den „Profilen“, das sind küstennormale, an Land eingefluchtete Linien im Abstand von 50 oder 100 m. Die Abstände zweier Punkte auf einem Profil können frei gewählt werden, sie richten sich nach den jeweils vorher gemessenen Zählraten.

Während einer Messung wird der Ort des Hubschraubers von 3 einfachen Theodoliten durch „Vorwärtseinschnitten“ über feste vermessene Basen festgestellt. Aus dem sich ergebenden Fehlerdreieck läßt sich die Ungenauigkeit der Ortsbestimmung der mit dieser Methode bestimmten Meßpunkte bei Entfernungen um 1000 m auf ± 5 m festlegen.

Schon vor dem Einbringen des radioaktiven Sandes wurde der Nulleffekt auf dem

Meeresboden bestimmt. Da sich der radioaktive Sand nicht sofort über größere Strecken ausbreitet, wurde der Nulleffekt auch am Tag des Einbringens und an den folgenden Tagen gemessen. Insgesamt wurden 68 Meßpunkte für die Bestimmung des Nulleffektes herangezogen.

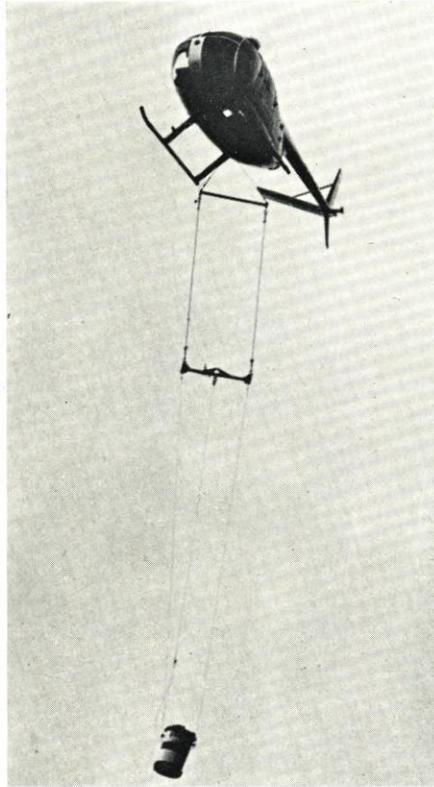


Abb. 4. Entnahme des Sandtransportgefäßes aus dem Bleiabschirmbehälter und Transport zum Einbringepunkt mit einem Hubschrauber. Dadurch wird die Strahlenbelastung auf ein Minimum gesenkt

Bei den im Herbst 1970 durchgeführten Messungen wurden noch die beiden älteren Meßsonden verwendet, die im Bericht II in der Einleitung beschrieben sind. Die im folgenden dargestellten Ergebnisse wurden ausschließlich mit der älteren dieser beiden Sonden gemessen.

Der damit gemessene Nulleffekt lag im gesamten Untersuchungsgebiet zwischen 100 und 200 Imp/min. Dabei wurden die höheren Zählraten im flacheren Wasser registriert. Die Abweichungen des Nulleffektes bei Meßpunkten gleicher Tiefe waren gering, sie lagen im großen und ganzen innerhalb der durch eine Normalverteilung gegebenen Grenze. Als obere Grenze des Nulleffektes wurden für die folgenden Messungen 200 Imp/min festgelegt.

Mit einem Kontaminationsmonitor FHT 111 C wurde der Strand am 29. 9., dem Tag des Einbringens, auf seine natürliche Radioaktivität überprüft. Der Nulleffekt lag hier bei 200–240 Imp/min. Während der gesamten Meßdauer bis Anfang November wurde am Strand keine Erhöhung dieser Impulsrate registriert.

Tabelle 1
Übersicht über die im Herbst 1970 durchgeführten Messungen

Datum	D+	Einbringe- punkt	Meßpunkte mit		Karte	Nr.
			Nulleffekt	Aktivität		
Okt. 5.	6	Süd	25	3	1	
Okt. 6.	7	Nord	22	2	2	
Okt. 15.	16	Süd	57	35	3	
Okt. 16./17.	17/18	Nord	60	89	4	5
Okt. 31.	32	Süd	52	31	6	
Nov. 2.	34	Süd*)	37	18	7	

*) Es wurde wieder der südliche Einbringspunkt vermessen, weil am 1. November der stärkste Sturm wehte, wie aus der Windtabelle ersichtlich ist.

Tabelle 2
Tabelle der täglichen Mittelwerte der Windrichtung und Geschwindigkeit in Westerland/Sylt
in der Zeit 29. 9. 1970 bis 3. 11. 1970

Datum	Richtung in Grad	Geschw. in Knoten
29. 9.	161	10,0
30. 9.	240	8,6
1. 10.	292	9,7
2. 10.	268	15,7
3. 10.	331	18,0
4. 10.	282	5,8
5. 10.	237	12,6
6. 10.	194	13,3
7. 10.	190	8,8
8. 10.	210	7,0
9. 10.	190	2,1
10. 10.	161	2,9
11. 10.	114	7,3
12. 10.	109	13,4
13. 10.	124	4,3
14. 10.	92	7,4
15. 10.	193	1,9
16. 10.	236	3,2
17. 10.	212	10,0
18. 10.	247	14,9
19. 10.	265	22,0
20. 10.	283	11,3
21. 10.	350	10,0
22. 10.	354	8,6
23. 10.	78	3,0
24. 10.	254	8,6
25. 10.	262	14,4
26. 10.	293	16,4
27. 10.	314	6,6
28. 10.	261	13,0
29. 10.	246	5,4
30. 10.	256	17,0
31. 10.	259	11,0
1. 11.	267	23,8
2. 11.	96	1,0
3. 11.	258	10,8

Bei den Karten wurden die Punkte gleicher Zählrate durch Isoimpulslinien verbunden. Aus ihnen lassen sich die bevorzugten Wanderungsrichtungen erkennen. Für das Zeichnen von Isoimpulslinien ist es ohne Bedeutung, ob einfach die gemessene Zählrate J oder die Zählrate J_0 , die durch Abzug des Nulleffekts und anschließende Halbwertszeitkorrektur berechnet wird, aufgetragen wird.

$$J_0 = (J - N) \exp(t \ln 2 / T_{1/2})$$

Wie man sieht, ist J_0 direkt proportional zu J . Aus diesem Grunde wurden für die Darstellung der Isoimpulslinien die gemessenen Zählraten verwendet. Die äußerste Isoimpulslinie trennt das Gebiet zwischen Aktivität und Nulleffekt (200 Imp/min).

Die am 2. November 1970 abgebrochenen Messungen wurden am 20. Mai 1971 mit der inzwischen fertiggestellten neuen Meßsonde (Beschreibung im Bericht II) wieder aufgenommen.

Tabelle 3
Übersicht über die im Frühjahr 1971 durchgeführten Messungen

Datum	D+	F _h	Einbringe- punkt	Meßpunkte mit Null- effekt	Aktivität	Karte Nr.
Mai 20.-23. und Juni 2.-3.	233-236	6,8-7	Süd und Nord	169	26*) 110	8 10
	245-246	7,6			13*)	9

*) Mit diesen Meßpunkten wurde das in Bericht I beschriebene Verfahren der quantitativen Auswertung durchgeführt. Die in die Karten 6 bzw. 7 eingetragenen Werte sind Gramm radioaktiv markierter Sand/m².

5. Quantitative Auswertung der Meßergebnisse

Die Umrechnung der gemessenen Zählraten in Gramm radioaktiv markierten Sandes pro m² geht in folgenden Schritten vor sich:

1. Abzug des Nulleffekts (bzw. bei sehr hohen Zählraten Totzeitkorrektur)
2. Berechnung des Verhältnisses der Zählraten in den beiden Bereichen (Photo- und Comptonbereich)
3. Bestimmung der mittleren Vergrabungstiefe x mit Hilfe der Eichkurve
4. Korrektur der in den beiden Bereichen gemessenen Zählrate mit Hilfe der Absorptionskurven und Umrechnung auf einen einheitlichen Wert
5. Umrechnung des so erhaltenen Mittelwertes in Aktivität
6. Halbwertszeitkorrektur
7. Umrechnung der Aktivität in die entsprechende radioaktiv markierte Sandmenge
8. Umrechnung in Gramm radioaktiv markierte Sandmenge pro m².

5.1. Berücksichtigung des Nulleffektes

Wie im Bericht II, 4.2 gezeigt wird, ist die Abnahme des Nulleffektes mit der Wassertiefe w näherungsweise von der Form

$$\text{im Bereich I : } N_I = 90 \exp(-0,4w) + 90$$

$$\text{im Bereich II : } N_{II} = 40 \exp(-0,4w) + 30$$

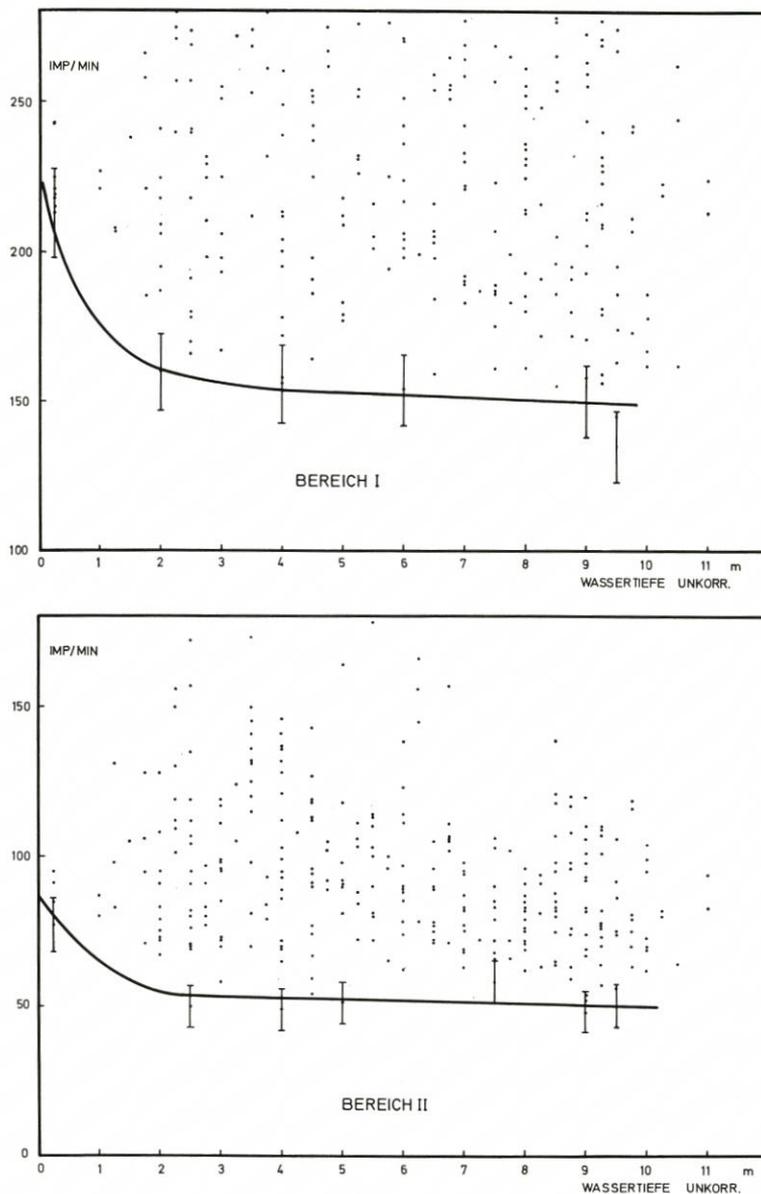


Abb. 5. Nulleffekt an Meßpunkten verschiedener Wassertiefe. (Die unkorrigierte Wassertiefe nimmt als Bezugsniveau das Tiefenmeßgerät in der Sonde, so daß die wirklichen Wassertiefen ungefähr 0,5 m größer sind.)

Diese Formeln wurden aus Messungen, die im Kieler Hafenbecken durchgeführt wurden, abgeleitet.

Bei den Westerlander Nulleffektmessungen stand die Meßsonde immer auf dem Meeresboden, so daß ein konstanter Wert entsprechend der Sandaktivität addiert werden muß. Die Bestimmung dieses Wertes aus den Nulleffektmessungen im Mai/Juni 1971

war besonders schwierig, da das gesamte Untersuchungsgebiet schwach mit Aktivität durchsetzt zu sein schien. Um trotzdem den Nulleffekt abschätzen zu können, wurden die gemessenen Zählraten in Abhängigkeit von der Wassertiefe aufgetragen.

Als Nulleffekt wurde die untere Begrenzung all dieser Punkte angesehen. Aus dem Vergleich der Werte am unteren Rand mit der im Kieler Hafen aufgenommenen Kurve folgt, daß die Westerlander Werte im Bereich I um etwa 40 Imp/min und im Bereich II um etwa 10 Imp/min höher liegen.

Daraus ergibt sich für die Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe

$$\text{im Bereich I : } N_I = 90 \exp(-0,4w) + 130$$

$$\text{im Bereich II : } N_{II} = 40 \exp(-0,4w) + 40$$

Diese Kurvenverläufe sind in Fig. 5 dargestellt. Aus ihnen wurden die Nulleffekte für die weiteren Berechnungen entnommen.

Nur Meßpunkte, deren Zählrate $J + N$ in den beiden Bereichen nach Abzug des 3 σ Konfidenzintervalls noch größer als der nach diesen Formeln errechnete Nulleffekt war, die also mit 99,7%iger Sicherheit kein Nulleffekt waren, wurden als Meßpunkte mit „Aktivität“ bezeichnet und für die Auswertung verwendet.

$$\text{Für sie gilt also } J_I + N_I - 3 \sqrt{J_I + N_I} > N_I$$

$$\text{und gleichzeitig } J_{II} + N_{II} - 3 \sqrt{J_{II} + N_{II}} > N_{II}$$

5.2.-4. Berücksichtigung der Vergrabung des radioaktiven Sandes

Das Verfahren der Bestimmung einer mittleren Vergrabungstiefe und der damit möglichen Zählratenkorrektur wird im Bericht I ausführlich erläutert. Wichtig ist, daß die Zählratenkorrektur mit dem aus der Eichkurve gefundenen Wert für x nicht nach

$$J_0 = J \exp(\mu x)$$

durchgeführt wird, sondern mit den tatsächlich gemessenen Absorptionskurven, da diese die mit zunehmender Tiefe größer werdende erfaßte Fläche des Öffnungswinkels mitberücksichtigen. Auf diese Weise erhält man zwei Zählraten, wie sie von der unverschütteten Aktivität in den beiden Bereichen erzeugt werden. An dieser Stelle ist es sinnvoll, aus beiden Zählraten einen Mittelwert zu bilden, mit dem die weiteren Umrechnungen erfolgen. Dazu muß vorher beispielsweise die Zählrate im Bereich II mit

$$\frac{50,6 \cdot 10^3}{37,9 \cdot 10^3} = 1,33$$

multipliziert werden. Im Idealfall ist der sich ergebende Wert gleich der Zählrate im Bereich I, im anderen Fall erfolgt die Mittelwertbildung.

5.5. Umrechnung der Zählrate in Aktivität

Die Umrechnung geschieht mit Hilfe einer Eichung, die zugleich mit der in Bericht I beschriebenen Aufnahme der Eichkurve erfolgt. Dazu muß zusätzlich nur bekannt sein, welche Aktivität die Flächenquelle besitzt.

Für die Herstellung der Flächenquelle wurde 1 mCi verwendet. Die Aktivität wurde mit 60 l Wasser verdünnt und in 44 große Platten (50 × 50 cm) und 8 kleine Platten (25 × 50 cm) gefüllt. Eine große Platte faßt 1150 ml, eine kleine 525 ml. Daraus läßt sich ausrechnen, daß die Aktivität pro große Platte 19,2 μ Ci, die einer kleinen 8,75 μ Ci beträgt.

Stellt man die Sonde direkt auf die Platten, so wird durch den Öffnungswinkel von 120° eine Fläche von 0,59 m² erfaßt. In diesem Bereich befindet sich die Aktivität von

$$\frac{19,2 \cdot 0,59}{0,25} = 45,3 \mu\text{Ci}$$

Diese Aktivität erzeugt im Bereich I 5,06 · 10⁴ Imp/min. Berücksichtigt man die absorbierende Wirkung der 4 mm starken AlMg₃ Oberseite der Eichplatten, so entsprechen 45,3 μ Ci einer Zählrate von 5,4 · 10⁴ Imp/min, oder 1 Imp/min entspricht 0,84 nCi (im Bereich II wird 1 Imp/min durch 1,12 nCi erzeugt).

5.6. Halbwertszeitkorrektur

Die Anzahl der zerfallenden Atome einer radioaktiven Substanz nimmt nach dem Zerfallsgesetz ab

$$n = n_0 \exp(-\lambda t)$$

und da die Aktivität A eines Strahlers der Anzahl der strahlenden Atome n proportional ist, nimmt auch die Aktivität entsprechend ab

$$A = A_0 \exp(-\lambda t)$$

Für die Halbwertszeit $T_{1/2}$, nach der die Aktivität auf die Hälfte ihres Anfangswertes abgeklungen ist, erhält man

$$\frac{1}{2} = \exp(-\lambda T_{1/2})$$

$$\text{und daraus } \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

Damit läßt sich das Zerfallsgesetz auch in folgender Form schreiben:

$$A = A_0 \exp(-t \cdot \ln 2 / T_{1/2}) \quad T_{1/2} = 84 \text{ Tage für } ^{46}\text{Sc}$$

A ist die nach Abschnitt 5.5 erhaltene Aktivität, A_0 ist die Aktivität, die die gleiche Sandmenge am Tage des Einbringens gehabt hat. Der Korrekturfaktor für die Umrechnung ist also

$$F_h = \exp(t \cdot 0,693/84) \quad t \text{ in Tagen}$$

Die Anzahl der Tage zwischen dem Einbringen des radioaktiven Sandes und der jeweiligen Messung ist in Tabelle I und III in der Spalte „D +“ angegeben. In Tabelle III sind auch die sich aus der obigen Gleichung ergebenden Korrekturfaktoren F_h angegeben.

5.7. Umrechnung der Aktivität in radioaktiv markierte Sandmenge

Diese Umrechnung ist durch die Daten der eingebrachten Sandmenge gegeben, die möglichst genau bekannt sein müssen. Es wurden 100 kg Seesand mit 3 Ci aktiviert.

Daraus folgt, daß die 1 Imp/min erzeugende Aktivität auf einer Sandmenge von $0,28 \cdot 10^{-4}$ g fixiert ist.

Geht man von einem mittleren Sandkorndurchmesser von 200μ aus, so sind in 100 kg Sand 10^{10} Körner enthalten. Jedes Korn ist demnach im Mittel mit 0,3 nCi aktiviert.

Bei einer Wassertiefe von beispielsweise 10 m liegt die Auswertungsgrenze im Bereich I bei 170 Imp/min.

$$170 - 3 \sqrt{170} = 131 \text{ (Nulleffekt in 10 m Tiefe)}$$

Die Auswertungsgrenze liegt also $3 \sqrt{170} = 39$ Imp/min über dem Nulleffekt. Es müssen infolgedessen bei diesem Beispiel mindestens $0,84 \cdot 39/0,3 = 109$ Sandkörner im Erfassungsbereich der Sonde liegen, damit dieser Meßpunkt ausgewertet wird.

5.8. Umrechnung in Gramm radioaktiv markierter Sand pro m²

Die vom Öffnungswinkel der Sonde erfaßte Fläche beträgt $0,59 \text{ m}^2$. Dementsprechend erfolgt die Umrechnung der nach Abschnitt 5.7 erhaltenen Sandmenge auf 1 m^2 durch Multiplikation mit $1/0,59$.

Die Umrechnungen 5.5–5.8 werden zusammen durchgeführt. Der Gesamtumrechnungsfaktor ist

$$\begin{aligned} &\text{für die Messungen im Mai: } 6,9 \cdot 0,28 \cdot 10^{-4} / 0,59 = 3,27 \cdot 10^{-4} \\ &\text{und entsprechend für die Messungen im Juni: } 3,6 \cdot 10^{-4}, \end{aligned}$$

um aus der auf die Oberfläche des Meeresbodens zurückgerechneten Zählrate in Imp/min die zum Meßort gewanderte radioaktiv markierte Sandmenge in Gramm/m² zu erhalten.

6. Fehlerabschätzung

Das Verfahren der Bestimmung einer mittleren Vergrabungstiefe erfordert die Messung in 2 verschiedenen Energiebereichen des γ -Spektrums von ⁴⁶Sc. In diesen Bereichen wird die aus Aktivität und Nulleffekt zusammengesetzte Zählrate $J_I + N_I$ bzw. $J_{II} + N_{II}$ gemessen.

Die Anzahl der in den Szintillationskristall gelangenden γ -Quanten unterliegt einem statistischen Zufallsprozeß, der durch eine Poisson-Verteilung beschrieben wird. Für große Zählraten geht die unsymmetrische Poisson-Verteilung in die symmetrische Gauß-Verteilung über. Bei beiden Verteilungen ist die Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{J + N}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß die Zählrate innerhalb des Konfidenzintervalls $< J + N + \sqrt{J + N}, J + N - \sqrt{J + N} >$ liegt, ist 68,27 %. Dieses Konfidenzintervall wird üblicherweise als Fehlermaß verwendet.

Nach Abzug des Nulleffekts, der durch eine große Anzahl von Messungen genau bekannt sein möge, wird das Zählratenverhältnis V gebildet. Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich für den Fehler im Zählratenverhältnis

$$V = \frac{J_I}{J_{II}} \pm \sqrt{\frac{J_I + N_I}{J_{II}^2} + \frac{J_I^2 (J_{II} + N_{II})}{J_{II}^4}}$$

Nach dieser Gleichung wird der Fehler für den ungünstigsten (Beispiel 1) und den günstigsten Fall (Beispiel 2) bei den quantitativ ausgewerteten Meßpunkten berechnet.

$$\begin{aligned} \text{Beispiel 1: } J_I + N_I &= 663 \\ J_{II} + N_{II} &= 340 \\ \text{Wassertiefe } w &= 6 \text{ m, so daß } N_I = 138 \\ & N_{II} = 43 \\ J_I &= 525, J_{II} = 297, V = 1,77 \pm 0,14 \end{aligned}$$

Das ergibt eine radioaktiv markierte Sandmenge, die zwischen 0,2 und 0,25 g/m² liegt. Gegenüber dem wahrscheinlichsten Wert von 0,22 g/m² ergibt sich nach oben ein Fehler von 14 %, nach unten von 9 % (die Asymmetrie ist durch die Form der Eichkurve gegeben).

$$\begin{aligned} \text{Beispiel 2: } J_I + N_I &= 6781 \\ J_{II} + N_{II} &= 3465 \\ \text{Wassertiefe } w &= 4,5 \text{ m, so daß } N_I = 143 \\ & N_{II} = 46 \\ J_I &= 6638, J_{II} = 3419, V = 1,94 \pm 0,04 \end{aligned}$$

Bei diesem Beispiel liegt die radioaktiv markierte Sandmenge zwischen 3,3 und 3,6 g/m². Der mittlere Fehler beträgt 4 %.

7. Diskussion der Ergebnisse

7.1. Allgemeine Überlegungen zu den Isolinien

Das Einbringen des radioaktiv markierten Sandes ist aufzufassen als Erzeugung einer Quelle radioaktiven Sandes auf dem Meeresgrund. Diese Quelle gibt dauernd radioaktiven Sand an die Umgebung ab.

Bei der Ausbreitung verdünnt sich der Sand, d. h., je weiter weg von der Quelle gemessen wird, desto weniger Sandkörner pro m² liegen vor. Irgendwo ist die Grenze erreicht, bei der die Bedingung für eine Auswertung

$$J + N - 3\sqrt{J + N} > N$$

nicht mehr erfüllt ist. Diese Grenze ist die äußerste Isolinie, sie trennt das Auswertungsgebiet definitionsgemäß vom Gebiet mit Nulleffekt ab. Je empfindlicher eine Meßsonde ist und je länger die Meßdauer pro Meßpunkt ist, desto mehr Meßpunkte können ausgewertet werden und desto größer ist das von der äußersten Isolinie umschlossene Auswertungsgebiet.

In den ersten Wochen und Monaten nach dem Einbringen des radioaktiv markierten Sandes nimmt die von der äußersten Isolinie umschlossene Fläche dauernd zu, da fortwährend radioaktiver Sand nachgeliefert wird. Andererseits nimmt die Aktivität mit der Halbwertszeit ab, so daß die Ausdehnung des Auswertungsgebietes nicht beliebig groß werden kann. Es läßt sich mathematisch beweisen, daß sich nach längerer Zeit die Isolinien wieder zusammenziehen und die von ihnen umschlossene Fläche im Grenzfall Null wird. Das bedeutet gleichzeitig, daß dazwischen ein Zeitpunkt liegt, an dem sie ihre maximale Ausdehnung haben.

B e w e i s : Die am Einbringeort verbleibende Sandmenge nimmt ab nach der Gleichung

$$M = M_0 \exp(-\alpha t)$$

Die verbleibende Aktivität nimmt noch schneller ab

$$A = A_0 \exp(-\alpha t) \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-(\alpha + \lambda) t)$$

Die insgesamt bis zum Tag t nach außen abgegebene Aktivität ist

$$A_t = A_0 - A = A_0 (1 - \exp(-(\alpha + \lambda) t))$$

Die zwischen dem Tag t und dem Tag $t + 1$ abgegebene Aktivität ist

$$\begin{aligned} A_{t, t+1} &= A_0 (1 - \exp(-(\alpha + \lambda) (t + 1))) - A_0 (1 - \exp(-(\alpha + \lambda) t)) \\ &= A_0 \exp(-(\alpha + \lambda) t) (1 - \exp(-(\alpha + \lambda))) \end{aligned}$$

In dem die Quelle umschließenden Gebiet liegen die jeweils pro Tag bis zum Tag $t + 1$ von der Quelle abgegebenen Aktivitäten, die dort auch der Abnahme mit der Halbwertszeit unterliegen, also

$$\begin{aligned} A_{\text{ges}} &= A_{0,1} \exp(-\lambda t) + A_{1,2} \exp(-\lambda (t - 1)) + \dots \\ &\dots + A_{t, t+1} \exp(-\lambda (t - t)) \end{aligned}$$

Zu beweisen ist nun, daß diese Reihe gegen den Grenzwert Null konvergiert. Dazu genügt es zu zeigen, daß jedes einzelne Glied gegen Null konvergiert.

Das $(n + 1)$ - te Glied ist

$$\begin{aligned} A_{n, n+1} &= A_0 \exp(-(\alpha + \lambda) n) (1 - \exp(-(\alpha + \lambda))) \exp(-\lambda (t - n)) \\ &= A_0 (1 - \exp(-(\alpha + \lambda))) \exp(-\alpha n) \exp(-\lambda t) \end{aligned}$$

Für festes n sind die ersten 3 Faktoren konstant, so daß

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A_0 (1 - \exp(-(\alpha + \lambda))) \exp(-\alpha n) \exp(-\lambda t) = 0$$

was zu beweisen war.

Für die Berechnung des Zeitpunktes der maximalen Ausdehnung der Isolinien wird der Ausdruck für A_{ges} zunächst umgeformt. Es ist

$$A_{\text{ges}} = A_0 C_1 \exp(-\lambda t) (1 + \exp(-\alpha) + \exp(-2\alpha) + \dots + \exp(-\alpha t))$$

wobei $C_1 = 1 - \exp(-(\alpha + \lambda))$

Die Differentiation dieser Gleichung ist dadurch etwas kompliziert, daß die Anzahl der Summenglieder eine Funktion der Differentiationsvariablen t ist. Man muß daher die Summe durch eine Funktion von t ersetzen. Diese Umformung erfolgt über die Euler-McLaurin Formel

$$\sum_{k=1}^{n-1} f_k = \int_0^n f(k) dk - \frac{1}{2} (f(0) - f(n)) + \frac{1}{12} (f'(n) - f'(0))$$

Mit $f_k = \exp(-\alpha k)$ ist

$$\sum_{k=1}^{t-1} \exp(-\alpha k) = \exp(-\alpha t) \left(-\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2} - \frac{\alpha}{12} \right) + \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{12} \right)$$

Diese Beziehung entspricht bis auf das erste und letzte Glied genau unserer Summe. Nach Einsetzen und einigen Umformungen ergibt sich

$$A_{ges} = A_0 C_1 \exp(-\lambda t) (1 + C_2 \exp(-at) - C_2)$$

$$\text{wobei } C_2 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} - \frac{\alpha}{12}$$

Die Differentiation ist nun ausführbar

$$\frac{d A_{ges}}{dt} = A_0 C_1 \exp(-\lambda t) (-\lambda + C_2 (-\lambda - a) \exp(-at) + C_2 \lambda) = 0$$

$$\exp(-at) = \frac{\lambda (C_2 - 1)}{C_2 (\lambda + a)} = \frac{\lambda \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{2} + \frac{\lambda}{12} \right)}{\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{2} + \frac{\lambda}{12} \right) (\lambda + a)} \approx \frac{\lambda}{\lambda + a}$$

In diese Beziehung können jetzt die Werte a und λ eingesetzt werden, um t auszurechnen.

Während λ aus der bekannten Halbwertszeit für ^{46}Sc ermittelt wird, ist über a nichts bekannt. Setzen wir jedoch an, daß nach 240 Tagen von den eingebrachten 100 kg Sand noch 13,5 kg in der unmittelbaren Nähe des Einbringepunktes verblieben sind (dieser Wert ergibt sich in etwa aus der quantitativen Auswertung der Messungen im Mai/Juni 1971), so ist $a = \lambda$ und wir erhalten

$$\exp(-at) = 0,503$$

$$t = 83 \text{ Tage}$$

Wird $a = 2 \lambda$ gesetzt, d. h., am Einbringeort sind nach 240 Tagen nur noch 1,8 kg Sand verblieben, so ist der Zeitpunkt der maximalen Isolinienausdehnung 67 Tage nach Einbringen des Sandes erreicht.

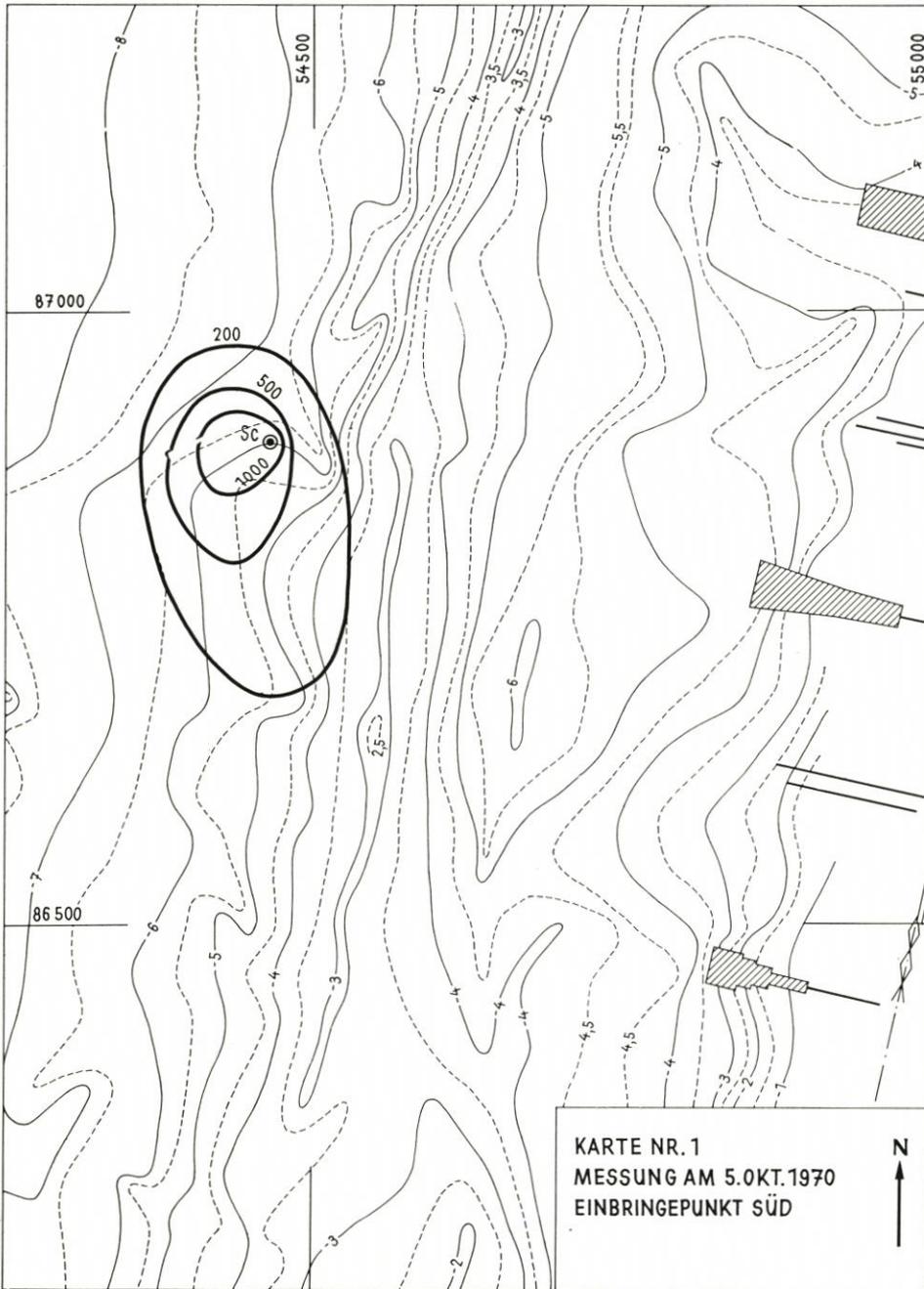
Der Parameter a ist ersichtlich ein Maß für die Transportrate des radioaktiven Sandes. Ist a groß, so bedeutet das, daß der Sand sehr schnell vom Einbringeort abtransportiert wird und der Zeitpunkt der maximalen Isolinienausdehnung schnell erreicht wird. Es ist hier also die Möglichkeit gegeben, durch Bestimmung des Zeitpunktes der maximalen Isolinienausdehnung auf die Transportrate zu schließen.

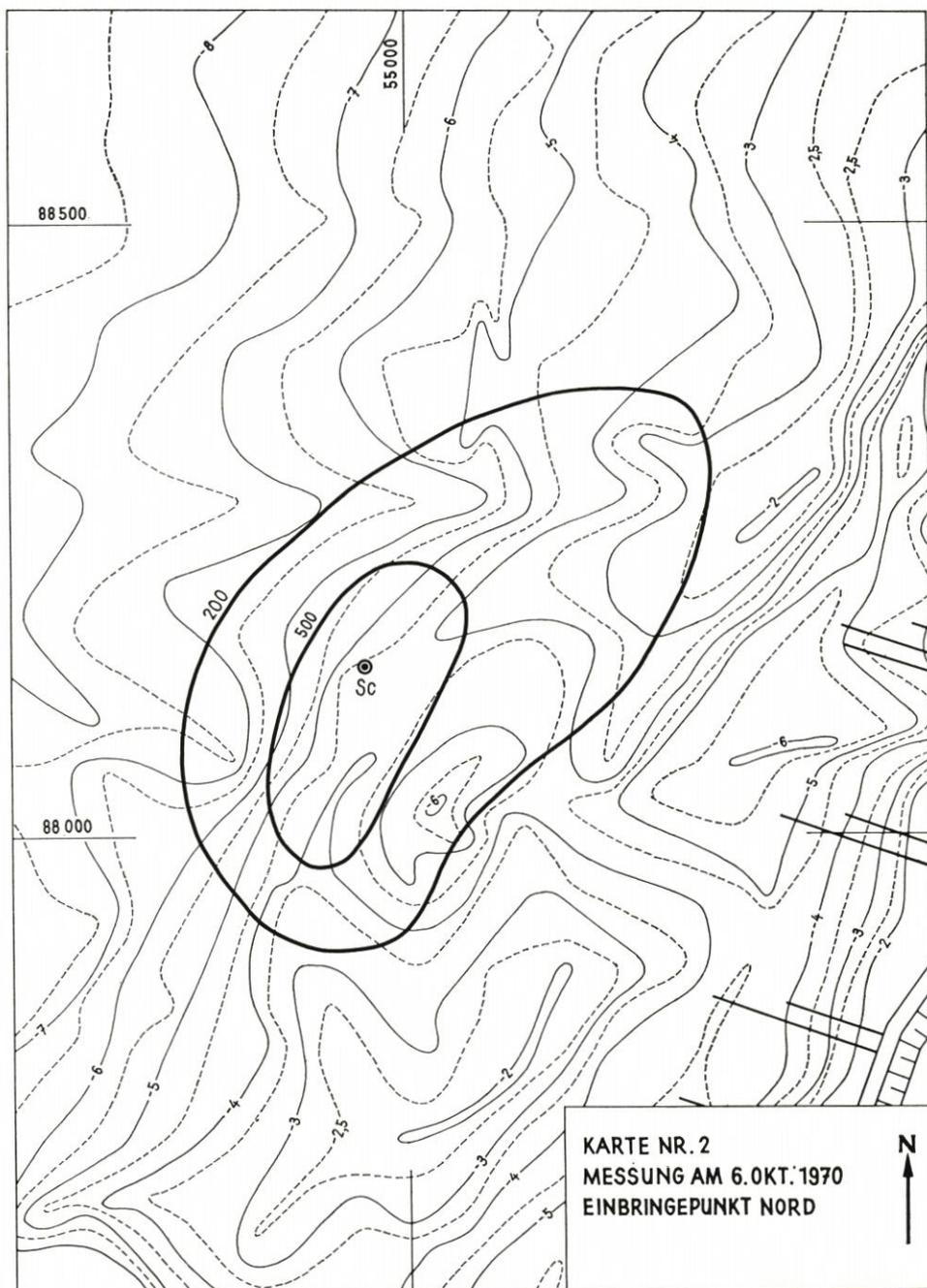
Von Bedeutung ist schließlich noch der Zeitpunkt, bei dem die größten Mengen radioaktiven Sandes aus der Quelle austreten, denn zu diesem Zeitpunkt dürfen wir auch das schnellste Wachstum der Isolinien erwarten. Dazu betrachten wir die Funktion $A_{t, t+1}$, die angibt, welche Aktivität pro Tag von der Quelle abgegeben wird. Sie ist von der Form

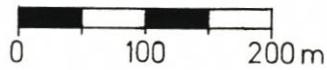
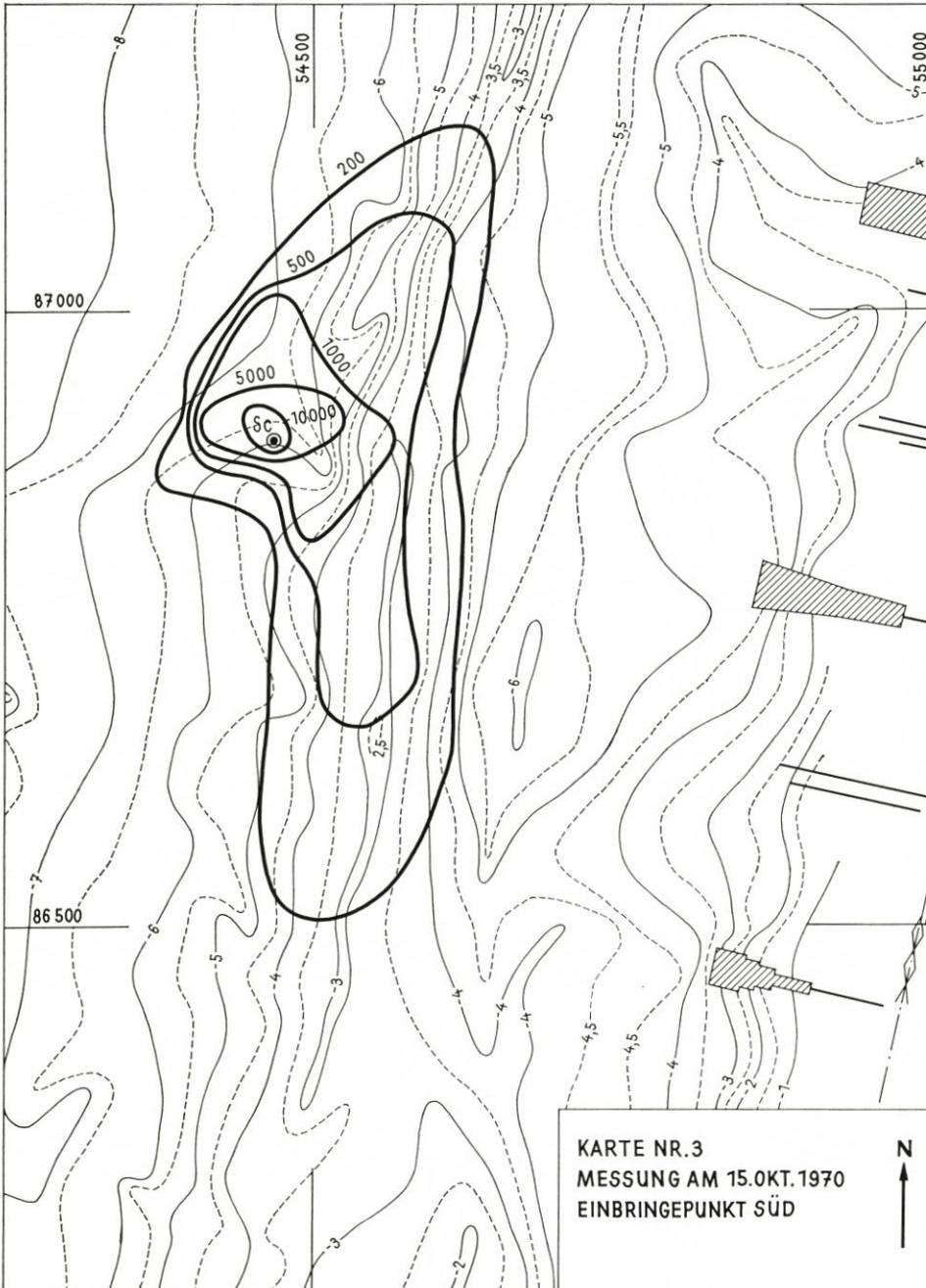
$$A_{t, t+1} = \text{const} \cdot \exp(-\text{const}' \cdot t)$$

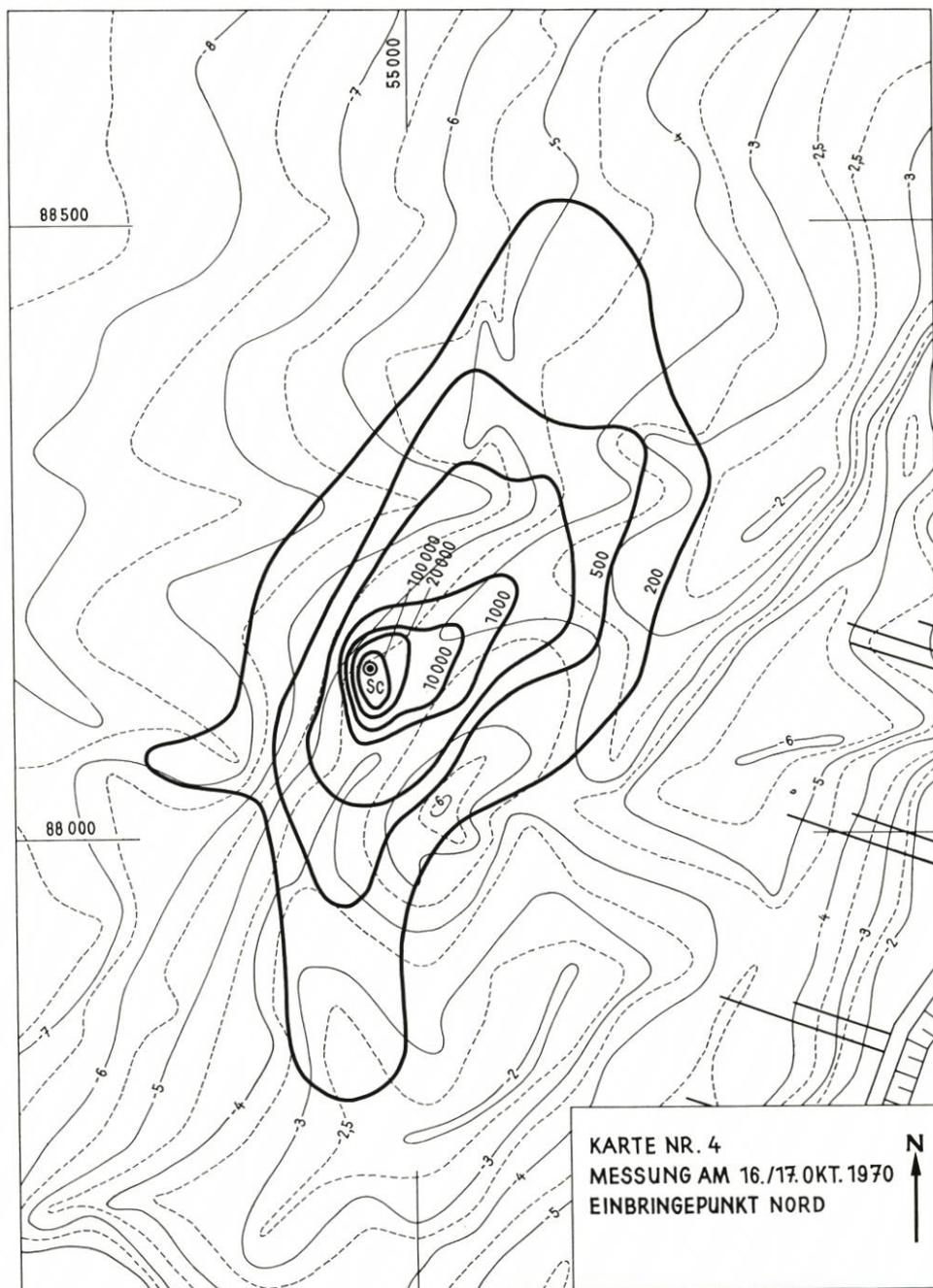
Diese Funktion hat kein eigentliches Extremum. Ihren größten Wert erreicht sie bei $t = 0$. Danach fällt die Funktion monoton bis zum Grenzwert Null. Die größten pro Tag an die Umgebung abgegebenen Aktivitäts- oder Sandmengen erhalten wir also unmittelbar nach dem Einbringen.

Aus rein theoretischen Überlegungen ergibt sich demnach für die zu erwartende Veränderung der Isolinien, daß sie sich bereits in den ersten Tagen sehr schnell vergrößern, nach 2 bis 3 Monaten ihre größte Ausdehnung erreichen und danach wieder kleiner werden. Im Gegensatz dazu ist die Sandwanderung ein kontinuierlich andauernder Vorgang mit einer im Mittel konstanten Transportrate, d. h., der markierte Sand wird auch dann noch von der Quelle abtransportiert, wenn sich die Isolinien wieder zusammenziehen. Nach dem Überschreiten des Zeitpunktes der maximalen Isolinienausdehnung kommt es zu dem paradoxen Fall, daß Isolinienänderung und Sandwanderungsrichtung entgegengesetzt verlaufen!



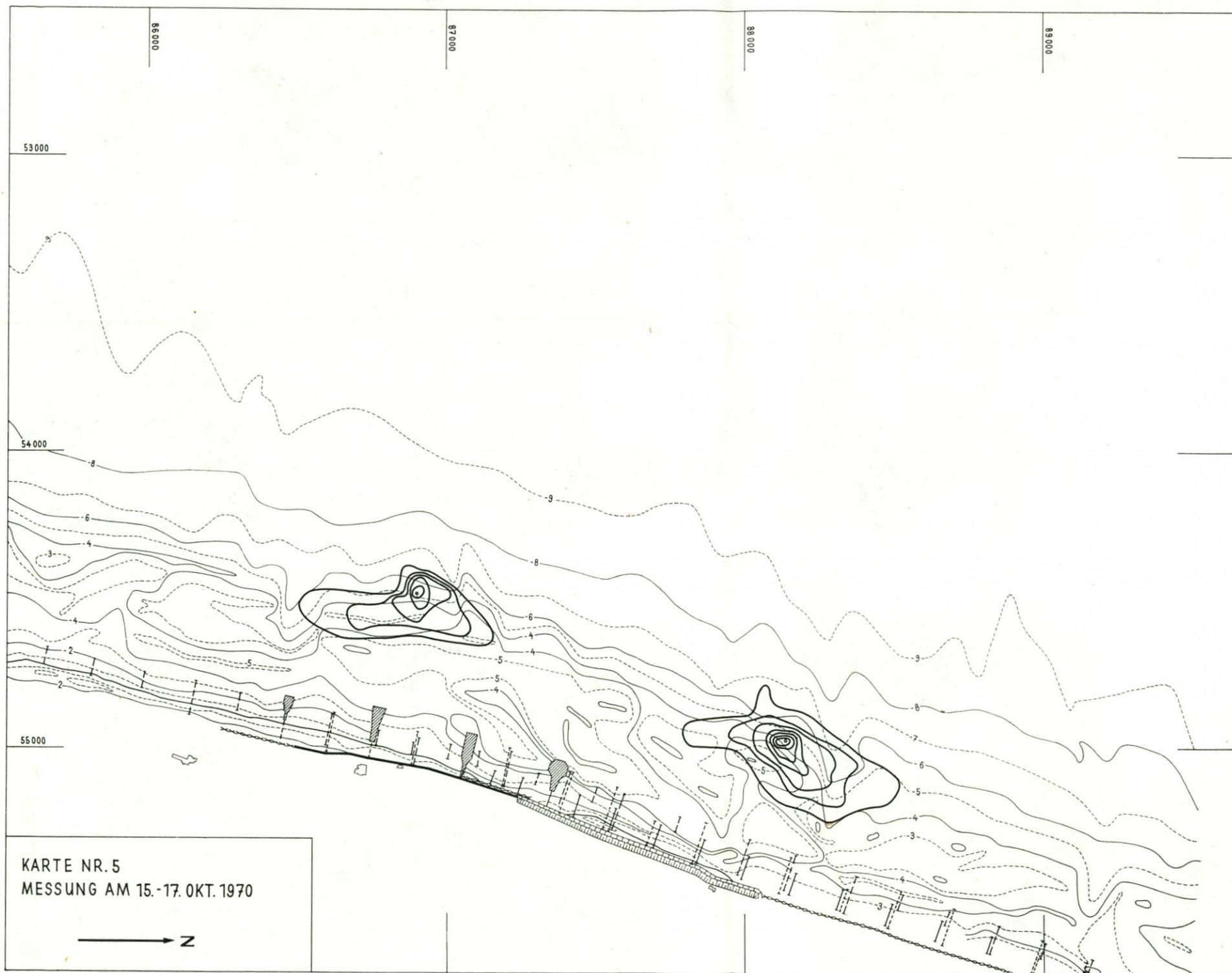






KARTE NR. 4
MESSUNG AM 16./17. OKT. 1970
EINBRINGEPUNKT NORD





7.2. Ergebnisse aus den im Herbst 1970 durchgeführten Messungen

Die ersten Sandwanderungsmessungen fanden am 5. und 6. Oktober, also 6 bzw. 7 Tage nach dem Einbringen, statt. Für die Darstellung von Isoimpulslinien konnten im südlichen Untersuchungsgebiet 3 Meßpunkte, im nördlichen 6 Meßpunkte verwendet werden. Die gezeichneten Isolinien (Karte Nr. 1 und 2) geben infolgedessen nur einen groben Anhalt. Es ist jedoch die vorherrschende Sandwanderungsrichtung, eine küstenparallele Wanderung entlang des Riffs, bereits deutlich zu erkennen. Es ist weiterhin bemerkenswert, daß der südlich eingebrachte Sand hauptsächlich nach Süden wandert, während der im Norden eingebrachte Sand nach Norden abwandert.

Die Ausdehnung der Isolinien im Süden beträgt 270 m küstenparallel und 170 m küstennormal, im Norden 540 m küstenparallel und 270 m küstennormal. Die Folgerung, daß die Wanderung im Norden stärker ist als im Süden, kann daraus nicht ohne weiteres gezogen werden, da die Meßpunktdichte zu gering und die Ausdehnung der Isolinien zu unsicher ist.

Die nächsten Messungen der Sandwanderung wurden vom 15.–17. Oktober durchgeführt. Die Meßpunktdichte ist groß genug, um im Süden 5 und im Norden sogar 7 Isolinien zu zeichnen (Karte Nr. 3–5). Jetzt ist die küstenparallele Hauptwanderungsrichtung klar zu erkennen. Der Sand ist auch teilweise über das Riff in die Rinne hineingewandert, vermag aber den landwärtigen Rinnenhang nicht hochzusteigen (Abb. 6). Eine Konstaminierung des Strandes ist bei dieser Form und Ausdehnung der Isolinien ausgeschlossen.

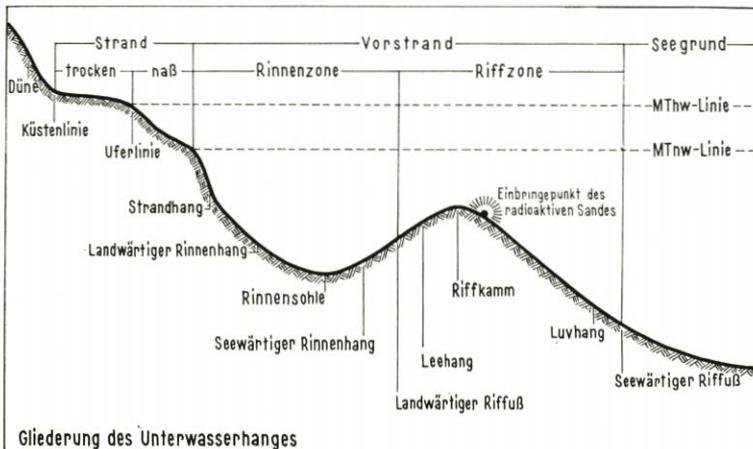


Abb. 6. Gliederung des Unterwasserhanges vor Sylt. Das Riff befindet sich einige hundert Meter vor der Uferlinie

Vor allem im Süden scheint eine schwache seewärts gerichtete Sandwanderungstendenz vorzuliegen. Wahrscheinlicher ist aber, daß sie nur durch die markante Einschnürung am südwestlichen Isolinienrand vorgetäuscht wird. Der Grund für diese Einschnürung ist nicht ganz klar, möglicherweise eine in den Tiefenlinien nicht enthaltene höher gelegene Stelle, die den radioaktiven Sand an der weiteren Ausbreitung hindert, oder aber auch ein Gebiet stärkerer Vergrabung.

Die Ausdehnung der Isolinien hat gegenüber der Messung vom 5./6. 10. bedeutend zugenommen: 650 m küstenparallel, 250 m küstennormal im Süden und 750 m küstenparallel, 300 m küstennormal im Norden. Die Wanderung ist im Norden also eindeutig stärker ausgeprägt, eine Beobachtung, die sich bereits bei den Isolinien vom 5./6. 10. andeutete.

Die nächste Messung der Sandwanderung erfolgte am 31. Oktober im südlichen Einbringgebiet. Die küstenparallele Wanderung ist stark nach Süden gerichtet. Vom Einbringepunkt des radioaktiven Sandes ist die äußerste Isolinie im Norden nur 170 m entfernt, im Süden dagegen 550 m. Die Wanderung in die südliche Richtung ist damit mehr als 3mal so stark wie die Wanderung in nördliche Richtung.

Im großen und ganzen haben die Isolinien im Vergleich zu den Isolinien vom 15. 10. ihre Form und Ausdehnung behalten, möglicherweise ist der Zeitpunkt der maximalen Ausdehnung bereits erreicht oder sogar schon überschritten. Während sich die 200 Imp/min-Isolinie noch weiter ausgebreitet hat, hat sich die 500 Imp/min-Isolinie etwas zusammengezogen. Ganz sicher spielen hier Vergrabungseffekte eine Rolle, die bei den Rechnungen in Abschnitt 7.1 nicht mit berücksichtigt wurden.

Ursprünglich war geplant, am 1. November das nördliche Einbringgebiet zu vermessen. An diesem Tag wehte jedoch ein heftiger Wind aus westlicher Richtung (siehe Tabelle 2). Daraufhin wurde am 2. November das südliche Einbringgebiet nochmals vermessen, um die durch den Sturm verursachte Sandbewegung festzustellen.

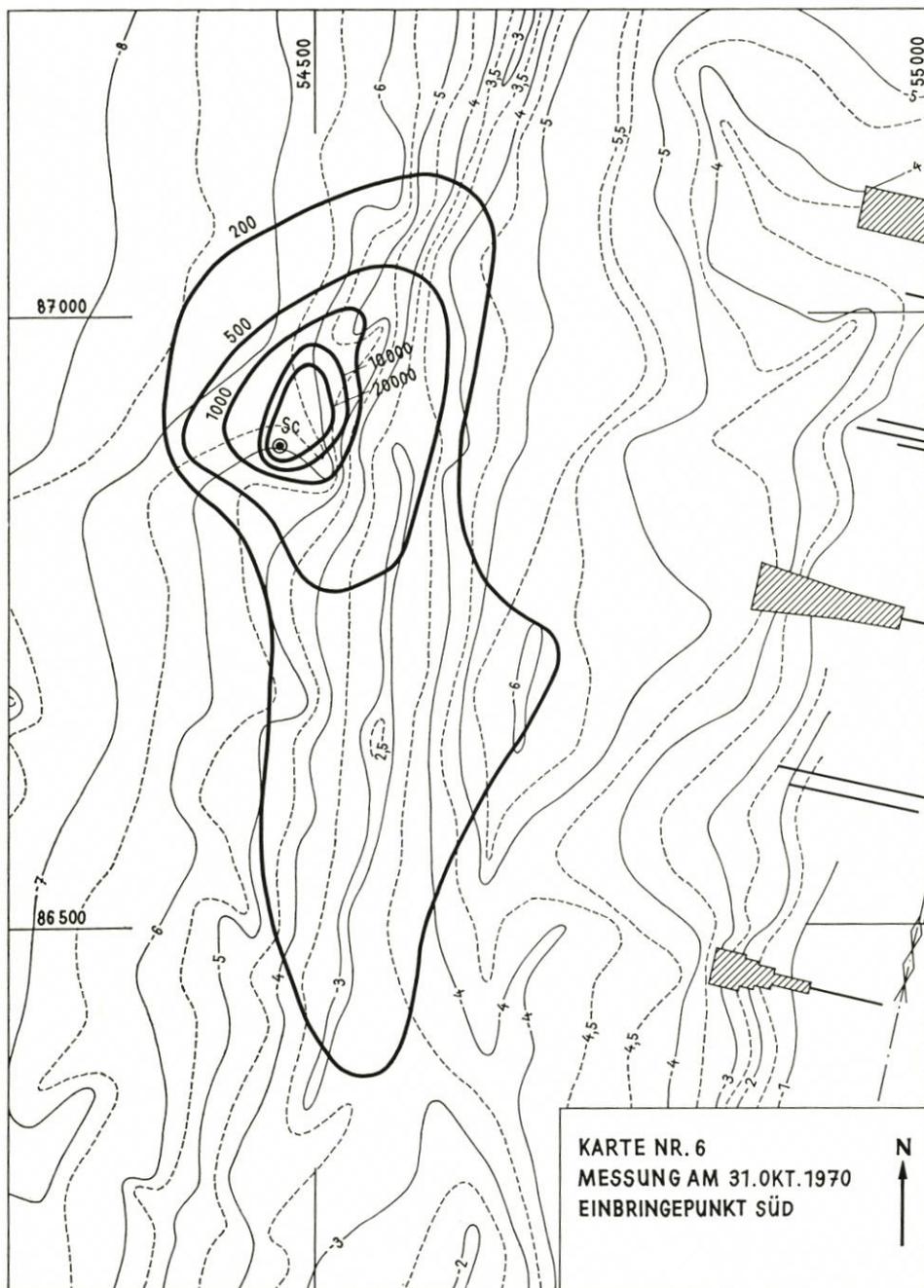
Die äußerste Isolinie hat sich im Süden und auf der seewärtigen Seite etwas zurückgezogen, während sie auf der landwärtigen Seite in etwa die gleiche Ausdehnung und Form behalten hat. Am interessantesten ist die nach Süden gerichtete Vergrößerung der 500 Imp/min-Isolinie, die immerhin 100 m in 2 Tagen ausmacht. Wir finden also eine eindeutige Zuordnung einer Sandwanderung, die nach Süden gerichtet ist, zu einem starken Sturm aus West.

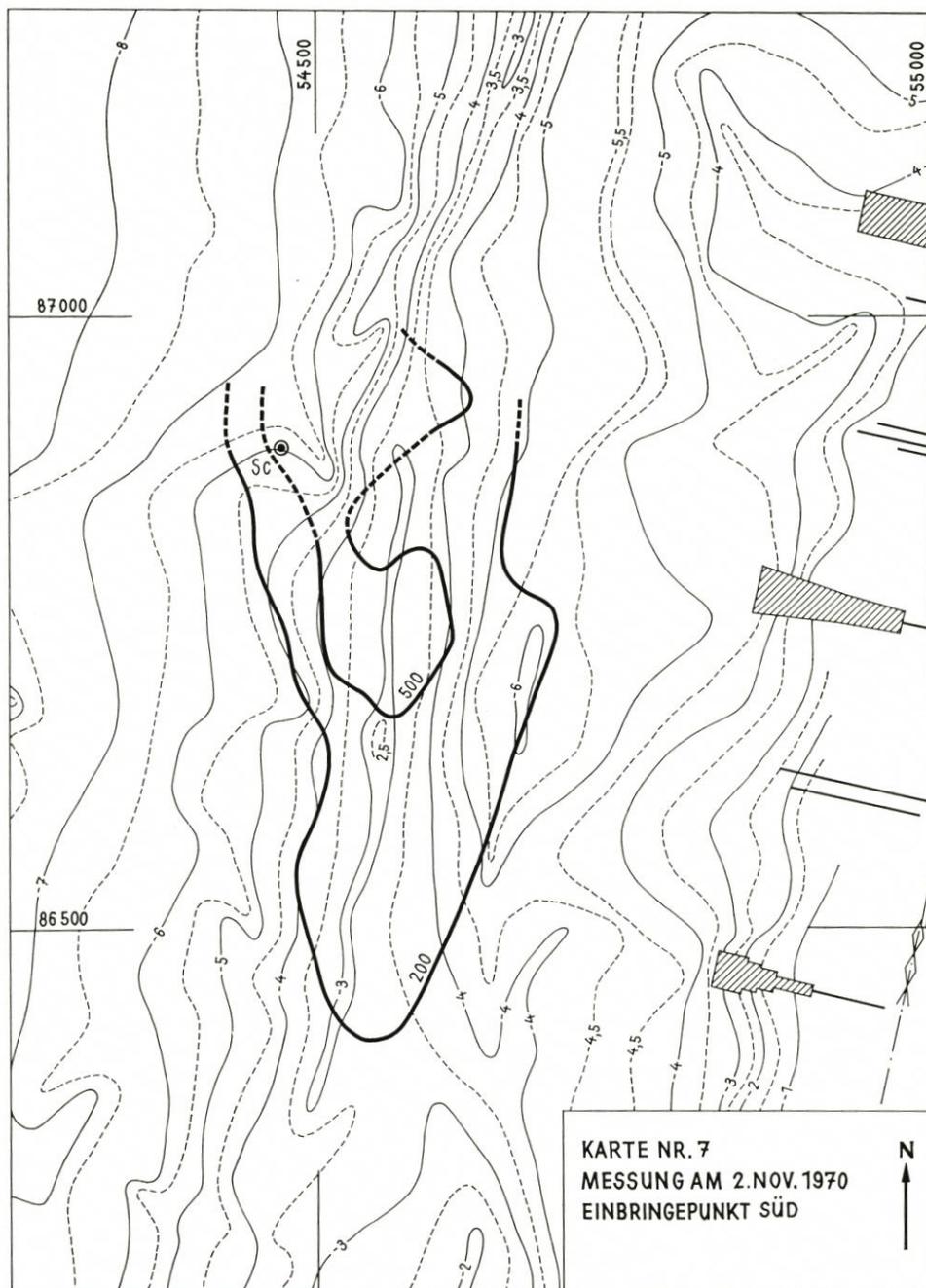
Die Vermessung des südlichen Einbringgebietes vom 2. 11. konnte wegen des in Bericht II in der Einleitung beschriebenen häufigen apparativen Versagens nicht zu Ende geführt werden.

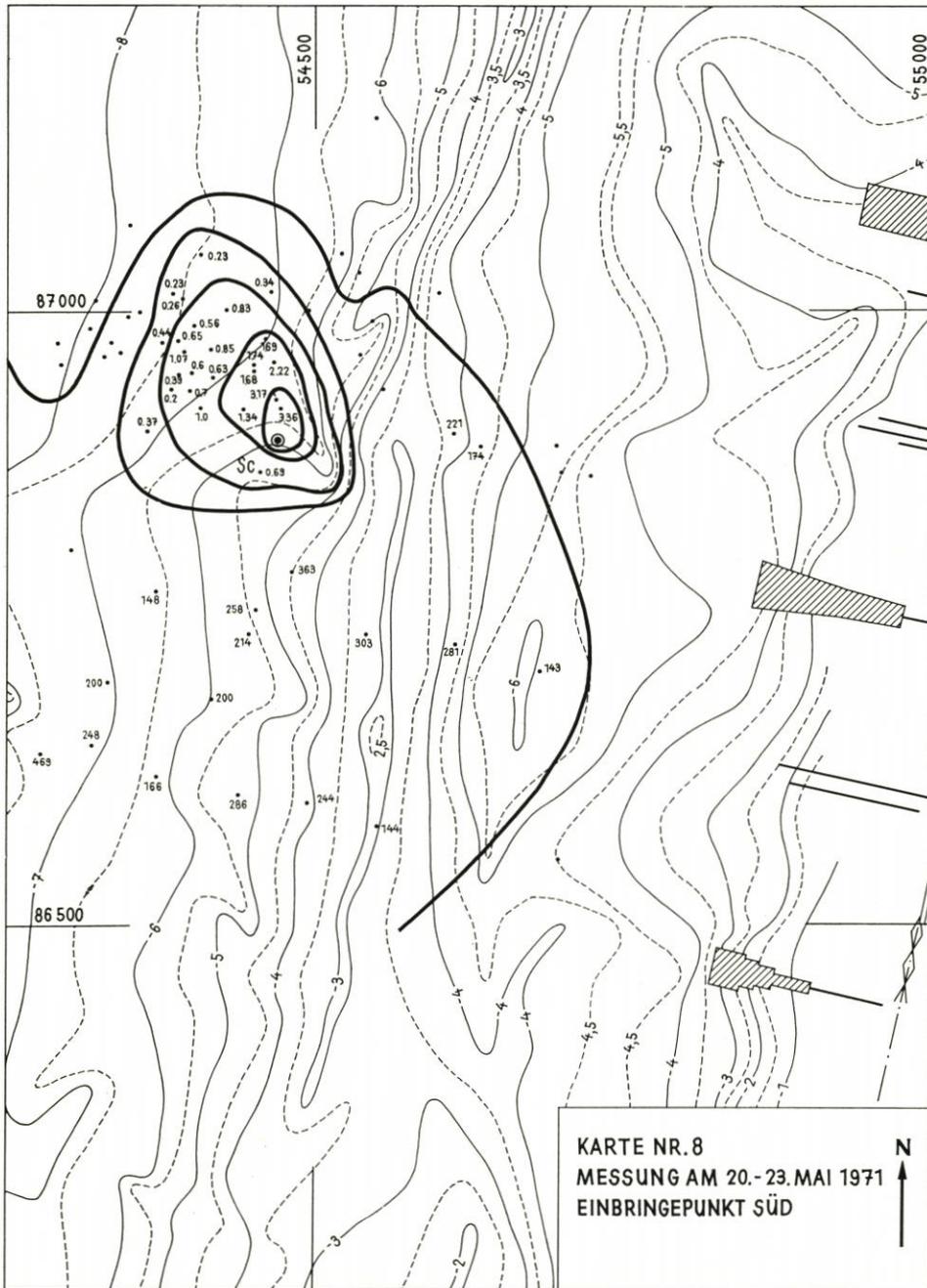
Bei der Diskussion der Isolinien fällt auf, daß sich charakteristische Änderungen im wesentlichen nur in den 200 Imp/min- und den 500 Imp/min-Isolinien zeigen. Das hat 2 Gründe. Einmal liegt es an der relativ grobmaschigen Auflösung von etwa 1 Meßpunkt pro 2000 m². Die Isolinien mit höheren Zählraten bewegen sich von einer Messung zur anderen wahrscheinlich weniger als 50 m weit. Zum anderen sind die Isolinien um so ortsfester, je höher ihre Zählrate ist, d. h., sie ordnen sich als zeitlich nahezu unveränderliche konzentrische Ringe um den Einbringepunkt herum an und stellen so die in Abschnitt 7.1 theoretisch angenommene Quelle für den radioaktiven Sand dar. Für das Studium der Sandwanderung spielt die geringe Änderung dieser Isolinien keine oder nur eine untergeordnete Rolle.

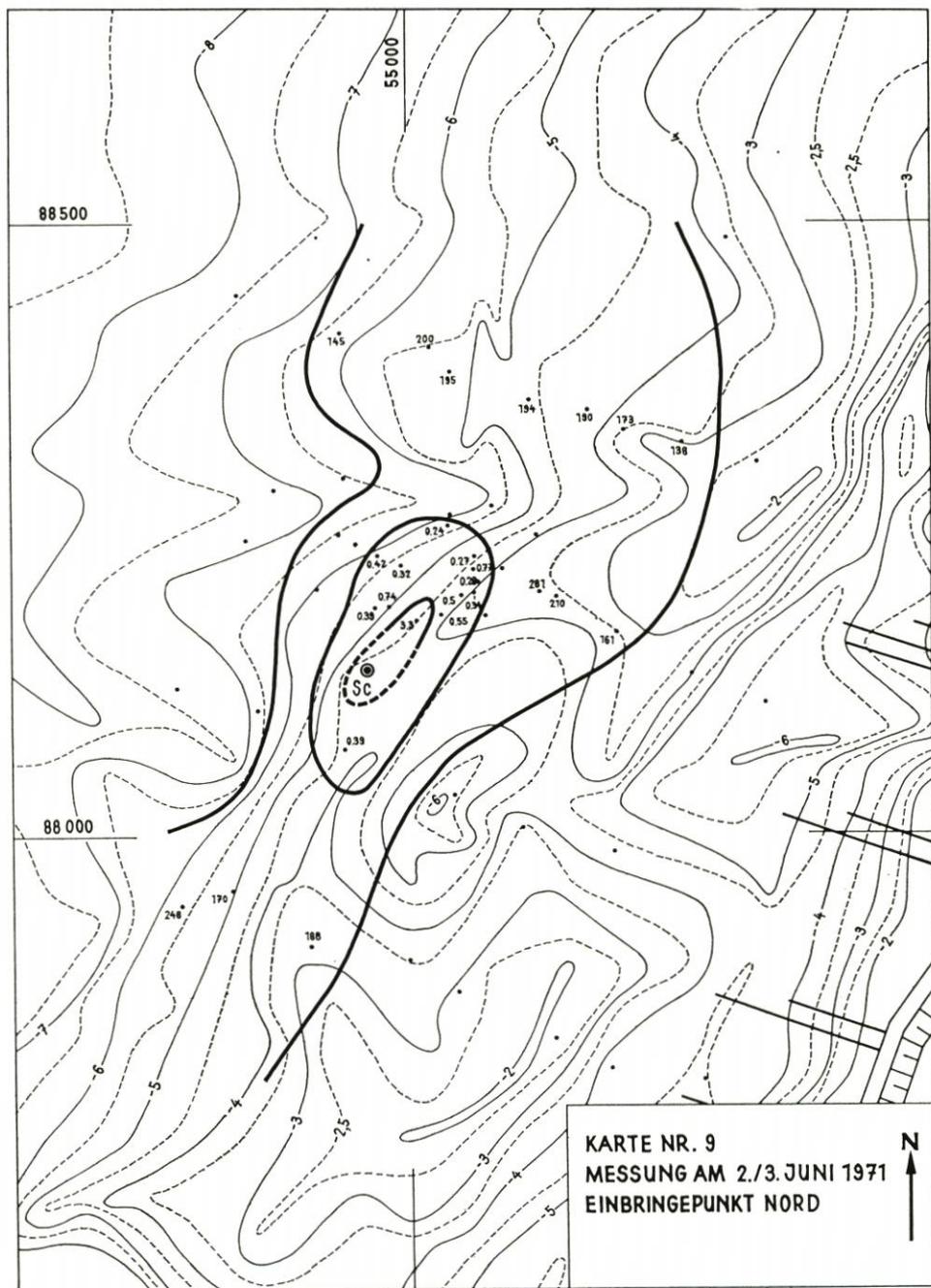
7.3. Ergebnisse aus den im Frühjahr 1971 durchgeführten Messungen

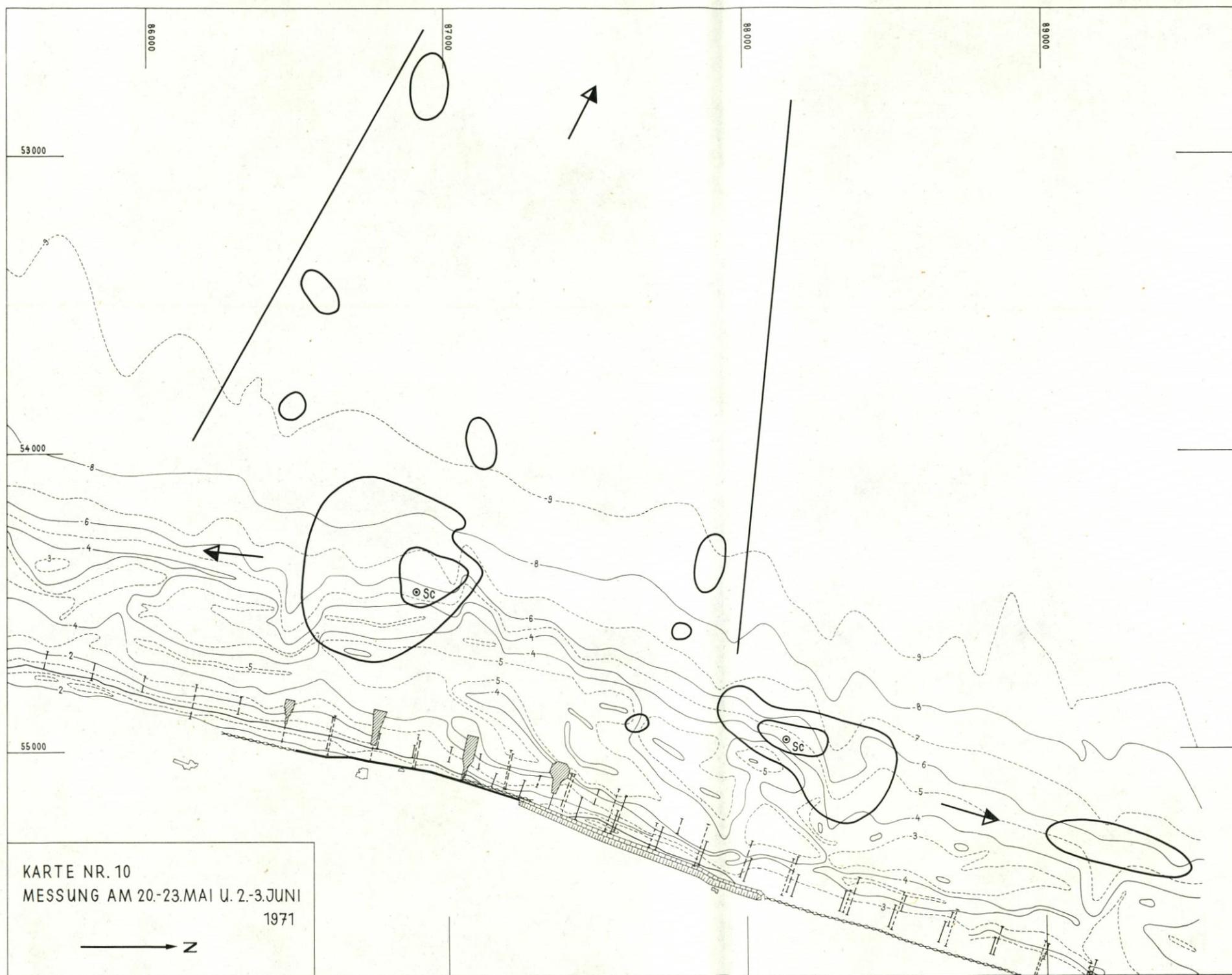
Obwohl die Aktivität vom Zeitpunkt des Einbringens bis zur Nachmessung Ende Mai/Anfang Juni auf 14 % ihrer Anfangsaktivität abgeklungen ist und die dazwischenliegenden Herbst- und Frühjahrsstürme zu einer starken Wanderung, Vermischung und Verschüttung geführt haben, war doch eine beträchtliche Aktivitätsmenge in der unmit-











KARTE NR. 10
MESSUNG AM 20.-23.MAI U. 2.-3.JUNI
1971

→ Z

0 200 400 600m

telbaren Umgebung der beiden Einbringeorte nachweisbar. Aber schon etwa 100 m neben den Zentren beträgt die Aktivität kaum mehr als doppelten Nulleffekt.

Wie in Abschnitt 6 ausgeführt wurde, ist eine quantitative Auswertung der Meßergebnisse nur sinnvoll, wenn die Ungenauigkeit nicht zu groß, d. h., die Zählrate nicht zu klein ist.

Aber auch bei einer geringen Zählrate läßt sich der Fehler klein halten, wenn nur lange genug gemessen wird. Bei längerer Meßdauer pro Meßpunkt wird natürlich auch der Nulleffekt größer. Entscheidend für die Festlegung einer Grenze für die quantitative Auswertung ist daher die Anzahl der Impulse nach Abzug des Nulleffekts. Um den Fehler unter 15 % zu halten, wurde als Grenze festgelegt

$$J_I = 500 \text{ Imp}$$

$$J_{II} = 300 \text{ Imp}$$

Bei einem angenommenen Nulleffekt von 200 Imp/min im Bereich I bedeutet das, daß 700 Imp/min registriert werden müssen. Aber auch eine Zählrate von 300 Imp/min kann noch ausgewertet werden, wenn 5 min lang gemessen wird. Dann beträgt die Zählrate nämlich 1500 Imp. Nach Abzug von 1000 Imp. Nulleffekt ergeben sich ebenfalls 500 Imp.

Aus diesem Grund wurde an einigen Meßpunkten 2 oder 3 min lang gemessen. Bei Durchführung der Messungen mit einem Hubschrauber ist eine längere Meßdauer kaum zu erreichen.

Trotzdem konnten im südlichen Einbringegebiet 26 Meßpunkte und im nördlichen Einbringegebiet 13 Meßpunkte quantitativ ausgewertet werden. Die Ergebnisse sind in Form von „Isosandmengenlinien“ in Karte Nr. 8 und 9 dargestellt.

Im südlichen Gebiet (Karte Nr. 8) beträgt die Ausdehnung der äußersten geschlossenen Isolinie 230 m küstenparallel und 170 m küstennormal. Diese Linie umgrenzt das quantitative Auswertungsgebiet. Sie ist praktisch identisch mit der 0,2 g/m² Isosandmengenlinie.

Diese Menge radioaktiv markierten Sandes entspricht einer Zählrate von

$$\frac{0,2}{3,27 \cdot 10^{-4}} = 610 \text{ Imp/min}$$

Die Ausdehnung der 500 Imp/min (= 570 Imp/min nach Halbwertszeitkorrektur) betrug am 15. 10. 70 270 m küstenparallel und 175 m küstennormal (ohne Berücksichtigung des Südzipfels), und am 31. 10. (= 650 Imp/min nach Halbwertszeitkorrektur) betrug sie 270 m küstenparallel und 200 m küstennormal. Wie man sieht, hat sich die Form und Größe dieser Isolinie auch nach 9 Monaten nicht wesentlich geändert. Im nördlichen Einbringegebiet liegen die Verhältnisse ähnlich.

In Abb. 7 sind die mit Hilfe der Eichkurve erhaltenen Werte für die mittleren Vergrabungstiefen des radioaktiven Sandes an den verschiedenen Meßpunkten aufgetragen. Sie liegen im südlichen Gebiet im Mittel zwischen 5 und 7 cm. Aus Bericht I, Fig. 13 und 14, entnimmt man, daß dies einer homogenen Verteilung bis zu knapp 20 cm oder einer linearen Verteilung bis etwa 30 cm Tiefe entspricht. Im nördlichen Gebiet ist der Sand etwas stärker verschüttet, ein Anzeichen größerer Sandbewegungen. Die mittleren Vergrabungstiefen liegen hier um 10 cm, d. h. homogene Verteilung bis 30 cm oder lineare Verteilung bis 50 cm.

Unter der Annahme, daß die Meßpunkte genügend dicht liegen, d. h., daß die Abweichungen zweier benachbarter Meßpunkte gering sind, läßt sich die im umschlossenen

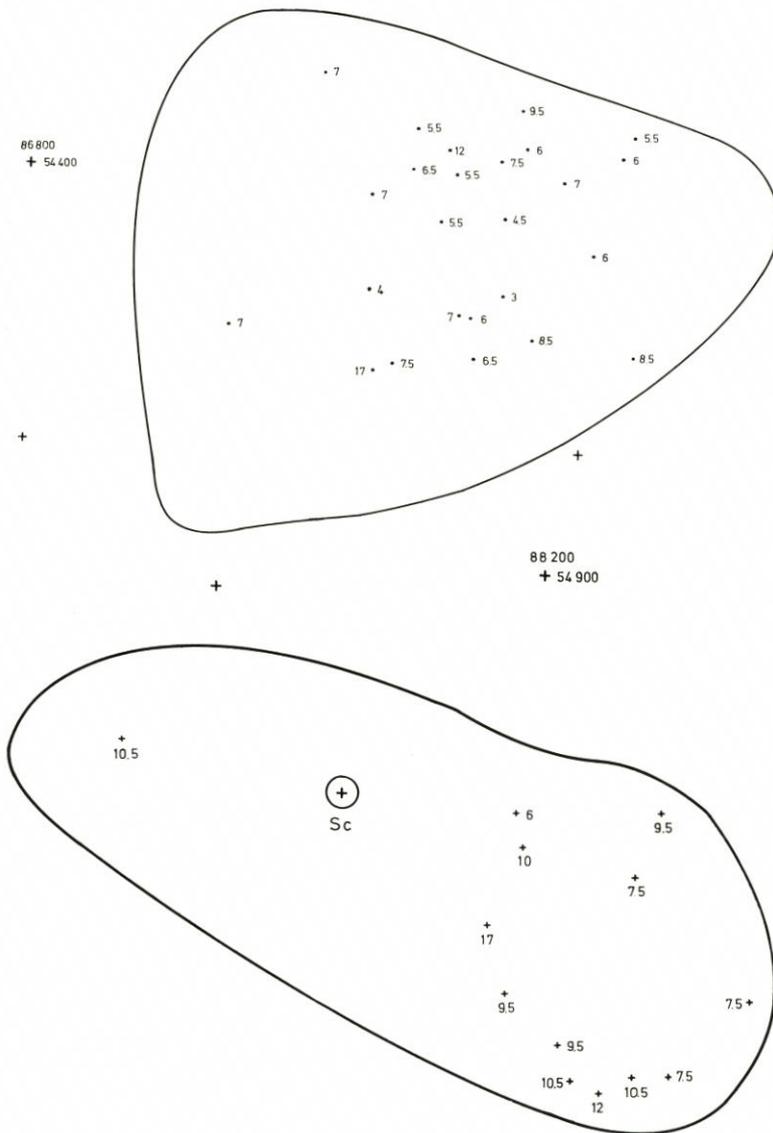


Abb. 7. Gemessene mittlere Vergrabungstiefe für die beiden Einbringungsgebiete; oben: südliches Gebiet, unten: nördliches Gebiet

Gebiet enthaltene radioaktive Sandmenge ermitteln. Dazu wird in dem jeweiligen Gebiet der Mittelwert der gemessenen radioaktiven Sandmengen gebildet und mit der Fläche multipliziert.

Südliches Einbringungsgebiet (von innen nach außen)

695 m ²	mit 3,27 g/m ²	= 2,3 kg
4 060 m ²	mit 1,74 g/m ²	= 7,1 kg
14 490 m ²	mit 0,7 g/m ²	= 10,2 kg
14 755 m ²	mit 0,31 g/m ²	= 4,6 kg
		<hr/>
		24,2 kg

Nördliches Einbringgebiet (von innen nach außen)

$$\begin{array}{r} 2\,880\text{ m}^2 \text{ mit } 3,3\text{ g/m}^2 = 9,5\text{ kg} \\ 17\,450\text{ m}^2 \text{ mit } 0,43\text{ g/m}^2 = 7,5\text{ kg} \\ \hline 17\text{ kg} \end{array}$$

Diese Aussage bedeutet, daß 24 % bzw. 17 % des eingebrachten Sandes in der Nähe der Einbringorte geblieben ist.

Aus der in Abschnitt 6 durchgeführten Fehlerbetrachtung ergibt sich für die einzelnen Meßpunkte im Mittel ein Fehler von 10 %. Von mindestens gleicher Größenordnung ist der Fehler, der durch die geringe Meßpunktdichte entsteht. Das führt nicht nur zu einer Unsicherheit in der Festlegung der durch die Isolinien umschlossenen Flächen, sondern auch innerhalb eines Gebietes zu Fehlern in der Mittelwertbildung. Im südlichen Einbringgebiet werden diese Fehler mit jeweils 10 % abgeschätzt, im nördlichen Einbringepunkt, wo die Meßpunktdichte noch geringer ist, mit jeweils 20 %. Der insgesamt auftretende Fehler ist dann 18 % bzw. 30 %. Damit ergibt sich für das südliche Einbringgebiet:

$$24,2 \pm 4,3\text{ kg}$$

und für das nördliche Einbringgebiet:

$$17 \pm 5,1\text{ kg}$$

Es ist offensichtlich, daß eine stärkere Wanderung des radioaktiven Sandes auch eine stärkere Wanderung des natürlichen Sandes bedeutet, ein Vorgang, der zu größeren Vergrabungstiefen des radioaktiven Sandes führt. Wenn der Abtransport des Sandes im Norden schneller vor sich geht als im Süden, dann muß auch im Norden eine geringere radioaktive Sandmenge gefunden werden als im Süden. Dies wird in überzeugender Weise durch die quantitativen Ergebnisse bestätigt.

Karte Nr. 10 zeigt die Übersicht über das gesamte Untersuchungsgebiet. Nördlicher und südlicher Einbringepunkt sind durch „Sc“ gekennzeichnet. Die diese Punkte unmittelbar umschließenden Isolinien sind die in den Karten 8 und 9 dargestellten äußersten Isolinien, die das Gebiet quantitativer Auswertung abgrenzen.

Die in Karte Nr. 10 außerdem dargestellten, ein größeres Gebiet umfassenden Isolinien grenzen das Gebiet mit Nulleffekt vom Gebiet mit Aktivität ab. In diesem Gebiet gibt es Stellen mit stärkerer Aktivität, wie man aus den zahlreichen „Inseln“ in Karte 10 sieht. Die Zählrate ist in diesen Inseln eindeutig größer als der Nulleffekt, so daß auf das Vorhandensein von radioaktivem Sand in diesen Inseln geschlossen werden muß. Der Sand muß also vom südlichen Einbringepunkt mehr als 1,5 km seewärts bis zur äußersten Insel gewandert sein. Daß die dazwischen liegenden Gebiete weniger Aktivität zeigen, kann durch stärkere Vergrabung erklärt werden.

Ein ähnliches Bild ergibt sich im Norden des Untersuchungsgebietes: eine Insel radioaktiven Sandes 1,2 km nördlich des Einbringepunktes, dazwischen kaum oder keine Aktivität. Nun war aber im Norden bereits eindeutig starke Wanderung in nördlicher Richtung bei den Messungen im Herbst 1970 beobachtet worden, so daß die Deutung einer Insel als Folge von Wanderung von radioaktivem und Überlagerung durch natürlichen Sand gerechtfertigt erscheint.

Im Süden wird diese Deutung durch das Auftreten von 3 weiteren Inseln unterstützt. Damit scheint die Tendenz zu seewärtiger Wanderung beim südlichen Einbringepunkt erwiesen zu sein. Auch der im Norden eingebrachte Sand wandert seewärts, aber erst, nachdem er sich einige hundert Meter nach Süden ausgebreitet hat. Es gibt also eindeutige Hinweise auf eine seewärtige Wanderung, die innerhalb eines Streifens verläuft,

der etwa von 400 m südlich des nördlichen Einbringepunktes bis 700 m südlich des südlichen Einbringepunktes verläuft.

8. Zusammenfassung

Zwei Chargen von je 100 kg mit 3 Ci aktivierten Seesandes wurden am 29. September 1970 an zwei Stellen vor der Küste von Westerland/Sylt mit Hilfe eines Hubschraubers eingebracht. In regelmäßigen Abständen wurde die Ausbreitung des Sandes bis zum Juni 1971 verfolgt. Die Ergebnisse sind in Form von Isolinien auf 10 Karten des Untersuchungsgebietes dargestellt. Von besonderem Interesse ist die letzte Messung im Mai/Juni 1971, bei der die im Bericht I erläuterte Theorie der quantitativen Auswertung und die in Bericht II beschriebene Meßeinrichtung zum erstenmal eingesetzt wurden. Damit konnten erstmalig quantitative Ergebnisse erzielt werden. Es zeigte sich, daß 9 Monate nach dem Einbringen in der näheren Umgebung der Einbringepunkte noch 24 kg bzw. 17 kg verblieben waren. Im Mittel betragen die mittleren Vergrabungstiefen 5–7 cm, dies entspricht einer maximalen Vergrabung von ca. 30 bis 50 cm je nach Verteilungsfunktion des radioaktiven Sandes mit der Tiefe.

Eindeutig ergab sich im nördlichen Einbringepunkt eine Wanderung in nördliche Richtung, im südlichen Einbringepunkt in südliche Richtung. Es muß dazwischen also einen „neutralen“ Punkt geben, bei dem die Wanderung in nördliche und südliche Richtung etwa gleich groß ist. Aufschlußreich ist ferner die Beobachtung, daß der Abtransport des Sandes im Norden stärker ist als im Süden und daß zweifellos eine schwache Tendenz zu seewärtiger Wanderung vorhanden ist. In Richtung auf das Ufer hin wurde überhaupt keine Wanderung festgestellt.

Die quantitative Auswertung wird im Detail durchgeführt, wobei besonders die Fehlerrechnung beachtet wird. Eine entscheidende Verbesserung der Genauigkeit ist, abgesehen von volumenproportionaler Markierung, vor allem durch längere Meßzeiten zu erreichen.

Es werden schließlich erste theoretische Ansätze der Beschreibung der Sandwanderung durch Einführung eines mittleren Transportparameters gemacht, der sich aus dem Zeitpunkt der maximalen Ausdehnung der Isolinien sowie aus der in der Nähe des Einbringepunktes verbleibenden Restsandmenge abschätzen läßt.

9. Schriftenverzeichnis

- DOLEZAL, R., PETERSEN, M. et al.: Entwicklung und Untersuchung eines radioaktiven Indikatorverfahrens zur Messung der Kinetik, der Erosion und des Sandtransportes an sandigen Brandungsküsten, EURATOM Forschungsbericht 2167.d, 1965.