

LA RADIOATTIVITA' DELLA TERRA

C. FESTA - M. SANTANGELO

I - *Metodi di misura*

I. — La individuazione delle sostanze radioattive nella crosta terrestre ha una grande importanza dal punto di vista geofisico, in quanto la loro presenza è molto verosimilmente connessa con le diverse manifestazioni del nostro pianeta ed è legata alla sua storia passata e futura.

Le misure in situ della radioattività di materiali che costituiscono la terra sono necessariamente limitate a profondità relativamente piccole: le ricerche più recenti sono state spinte nei sondaggi petroliferi a circa 3000 m (¹). Ogni supposizione sulla distribuzione delle sostanze radioattive in tutta la terra fondata sulla estrapolazione dei risultati sperimentali è in verità alquanto arbitraria.

Quantunque siano state effettuate misure anche su materiali provenienti da profondità considerevoli (lave, acque profonde, gas), il numero di tali determinazioni è ancora troppo scarso perché si possano formulare delle ipotesi attendibili.

Molte vaste regioni della terra non sono state ancora esplorate sotto questo aspetto. A questo proposito è augurabile che fra non molti anni possa aversi una carta radiogeologica completa e aggiornata (²).

Se si limitano le nostre considerazioni allo strato più superficiale, bisogna rilevare subito due fenomeni: il contenuto in sostanze radioattive decresce man mano che si procede dagli strati più superficiali a quelli più profondi, mentre al contrario la densità media delle masse continentali è minore di quella del basalto sub-continentale e degli strati ancor più profondi. Il tenore radioattivo delle masse continentali e sub-continentali è riassunto nella tabella I (³) che ha un carattere puramente orientativo:

TABELLA I

Valore medio in g di Radium

per g di sostanza

3,4 $\cdot 10^{-12}$ 0,75 $\cdot 10^{-12}$ 1,15 $\cdot 10^{-12}$ 0,33 $\cdot 10^{-12}$ 0,30 $\cdot 10^{-12}$

Masse continentali

Basalto sub-continentale

» sub-oceanico

Dunite e analoghi

Eclogite

Nei minerali radioattivi si ritrovano tutti gli elementi delle tre famiglie in equilibrio radioattivo (v. app. III): quelli il cui periodo è molto breve sono presenti in quantità infinitesime. Riportiamo la seguente tabella da Joliot-Curie (1) dalla quale possono rilevarsi le quantità relative dei radioelementi presenti nei minerali di Uranio e di Torio.

TABELLA II

Minerali di Uranio

Uranio 3 ton

Ionio 53 gr

Radio 1 gr

Protattinio 0,8 gr

Radio D 13 mgr

Attinio 0,25 mgr

Minerali di Torio

Torio 9 ton

Mesetorio 4,4 mgr

Radiotorio 1,2 mgr

I minerali di Uranio e di Torio sono: gli ossidi (Pechblenda, Dorianite), i prodotti di alterazione degli ossidi (Curite, Becquerelite, Soddite, Troite) i fosfati (Autumnite, Calcolite, Monazite), i vanadati (Carnotiti) i niobati e tantalati (Samarskite, Betafite). La Pechblenda è il minerale principale di sfruttamento per l'estrazione dell'Uranio e dei suoi derivati: essa si trova principalmente in Cecoslovacchia, Congo Belga, Canada. Il Torio si estrae dalla Monazite (fosfato di Torio e terre rare) proveniente dal Brasile, Stati Uniti, India ecc. Oltre a questi minerali vengono lavorati per l'estrazione dell'Uranio, Radio, Torio e Terre rare: l'Autumnite nel Portogallo, la Carnotite, la Betafite, minerale abbondante nell'isola del Madagascar e nel giacimento uranifero nel Katanga.

Generalmente questi minerali sono intimamente mescolati alle rocce e ai terreni oppure sono disseminati sotto forma di piccoli

cristalli. Solo raramente essi sono concentrati in cristalli piuttosto voluminosi o in masse compatte nei filoni rocciosi. Tutti i minerali di Uranio e di Torio contengono Piombo ed Elio: il primo è il prodotto finale delle trasformazioni radioattive mentre il secondo proviene dalle particelle α che a contatto della materia si trasformano in Elio ordinario.

La radioattività in natura è diffusa dovunque: in ogni materiale terrestre si ritrovano quantità piccolissime, ma misurabili, di elementi radioattivi. Anche gli organismi viventi concentrano elementi a periodo breve (Radio. Mesotorio) oltre a contenere il Potassio radioattivo insieme con il Potassio ordinario che è uno dei costituenti principali del mondo biologico.

Nei petroli, negli asfalti, nei carboni si osservano tracce di radioattività e di Elio proveniente da disintegrazioni. Molte acque infine sono ricche di Radon e di altri elementi radioattivi. Particolarmente interessanti sono le ricerche sul contenuto in elementi radioattivi delle acque del mare. Misure effettuate da Evans, Kip e Moberg (5) e da Urry e Piggot (6) hanno dimostrato che il contenuto di Radio delle acque marine la cui salinità è di circa il 35‰ oscilla fra il 0,2 e il $3,0 \cdot 10^{-13}$ ‰. Negli strati superficiali si riscontrano i valori più bassi mentre il valore massimo corrisponde a misure effettuate su acque a contatto con i sedimenti marini.

Il riconoscimento ed il dosaggio delle sostanze radioattive distribuite nella terra si consegue con le tecniche adottate nelle misure di Radioattività alle quali si apportano tutte le modifiche richieste dalla particolare natura delle ricerche geofisiche.

2. — I metodi per la rivelazione e lo studio quantitativo delle sostanze radioattive sia naturali che artificiali sono basati sulle particolari azioni esplicate dalle loro radiazioni: luminosa, fotografica, ionizzante ecc. Essi sono: 1) il metodo delle scintillazioni; 2) la camera di ionizzazione; 3) il contatore; 4) la camera di Wilson; 5) le emulsioni sensibili.

Il primo è fondato sulla *fluorescenza*, eccitata in varie sostanze, come il platinocianuro di Bario, il solfuro di Zinco ecc. dalle radiazioni emesse dagli elementi radioattivi. In particolare quando sullo schermo ricoperto da una di queste sostanze, p. es. platinocianuro di Bario, arrivano le particelle α si può riuscire a distinguere nettamente l'effetto individuale di ciascuna particella sotto forma di «scintillazione». Occorre però adoperare una sorgente non troppo attiva

ed osservare il fenomeno con un opportuno ingrandimento. In tale caso un osservatore abituato può contare il 90-95% delle particelle incidenti. Questo semplicissimo metodo ha reso servigi inestimabili nelle prime ricerche di radioattività. Con esso Rutherford (7) ha effettuato le classiche esperienze sulla diffusione delle particelle α

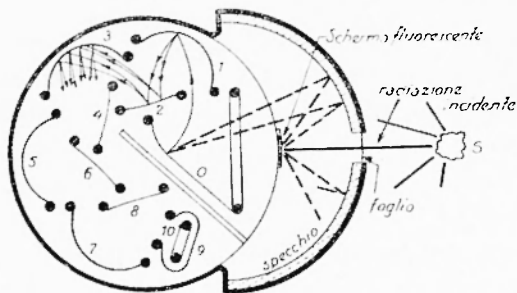


Fig. 1

O: fotocatodo; 1-9: elettrodi ad emissione secondaria; 10: anodo

e, insieme con Chadwick, ha scoperto la radioattività artificiale. La sensibilità di questo metodo può essere aumentata di parecchi ordini di grandezza sostituendo all'occhio un fotomoltiplicatore elettronico, munito di un opportuno sistema ottico e di uno schermo fluorescente. Si ottiene in tal modo un rivelatore (8) di radiazioni di qualsiasi tipo (particelle α e β , raggi X e γ ecc.). In fig. 1 riportiamo la costruzione dettagliata di questo strumento. La radiazione (p. es. una particella α) entra dalla finestra e produce una scintillazione sullo schermo fluorescente. Lo specchio focalizza sull'area sensibile del fotocatodo la luce emessa dallo schermo fluorescente. Ciascun fotoelettrone, accelerato dalla differenza di potenziale di un centinaio di volts esistente fra il catodo e il primo elettrodo ad emissione secondaria (v. anche fig. 2), estrae da quest'ultimo quattro o cinque elettroni, i quali a loro volta vengono sospinti sul secondo elettrodo e così via. In conseguenza di questo processo moltiplicativo ad un singolo fotoelettrone corrisponde all'uscita una valanga di circa 10^6 elettroni.

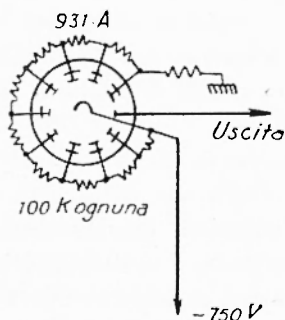


Fig. 2

Circuito del fotomoltiplicatore

Questo strumento semplice e poco dispendioso può essere usato per un ampio intervallo di intensità ed ha un rendimento che, per le particelle α e β , si aggira con tutta probabilità attorno al 100%.

Poiché il secondo e il terzo metodo sono molto usati nelle ricerche di Geofisica ci proponiamo di parlarne più diffusamente in seguito, limitandoci per ora a segnalare il fatto che ambedue i me-

todi sfruttano l'azione ionizzante delle radiazioni emesse dalle sostanze radioattive.

Passiamo quindi a dare un cenno del quarto metodo, noto comunemente con il nome di metodo della camera di Wilson (⁹). Esso è basato sulla condensazione del vapor d'acqua soprasaturo attorno agli ioni che le particelle, emesse dalle sostanze radioattive, generano lungo il loro percorso.

La camera di Wilson è composta schematicamente da un cilindro metallico *M* (v. fig. 3) nel quale può scorrere un pistone *P*. Sul cilindro *M* viene sovrapposto un altro cilindro di vetro *V* dello stesso diametro, chiuso superiormente da una lastra di vetro *L*.

Il gas all'interno del cilindro è saturo di vapor d'acqua. Un rapido movimento del pistone produce una espansione adiabatica del gas, la cui temperatura si abbassa secondo la nota equazione:

$$Tv^{\gamma-1} = \text{cost}$$

con $\gamma = c_p/c_v$. Conseguentemente il vapore all'interno della camera diviene soprasaturo. Ora è noto che un vapore soprasaturo tende a formare la nebbia ossia a condensarsi in goccioline. Se la soprasaturazione non è troppo forte la condensazione si verifica solo in presenza di centri di condensazione, quali i grani di pulviscolo atmosferico o gli ioni. Perciò se il gas contenuto all'interno della camera è esente da una sia pur minima traccia di pulviscolo atmosferico, il vapore acqueo si condensa solo sugli ioni formati lungo il loro percorso dalle particelle cariche (particelle α , elettroni negativi e positivi ecc.) emesse dal preparato radioattivo. Disponendo una intensa sorgente di luce di lato e una macchina fotografica di sopra, si possono fotografare le traiettorie delle singole particelle, le quali sono tracciate da un sottile filo di nebbia.

Come risulta dalle fotografie (fig. 4 e 5), le tracce delle particelle α si distinguono a prima vista da quelle delle particelle β , in quanto, a causa del diverso numero di ioni per cm (v. appendice II), l'aspetto delle prime differisce considerevolmente da quello delle seconde. Mentre le tracce delle particelle α sono dense e di spessore

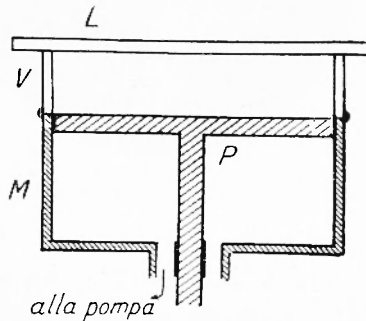


Fig. 3

uniforme, quelle degli elettroni sono più sottili e presentano addensamenti irregolari di goccioline.

Dalla fotografia di fig. 4 risulta evidente la presenza di due gruppi ben definiti di particelle α con un percorso nettamente differente: 4.71 cm in aria a N. T. P. per le particelle α del ThC e 8.53 cm in aria a N. T. P. per quello del ThC'.

In fig. 5 accanto alla traccia rettilinea e sottile di una particella β , sono evidenti le tracce brevi, grosse e incurvate degli elettroni lenti, secondari di raggi X.

In pratica occorrono alcune precauzioni per il buon funziona-

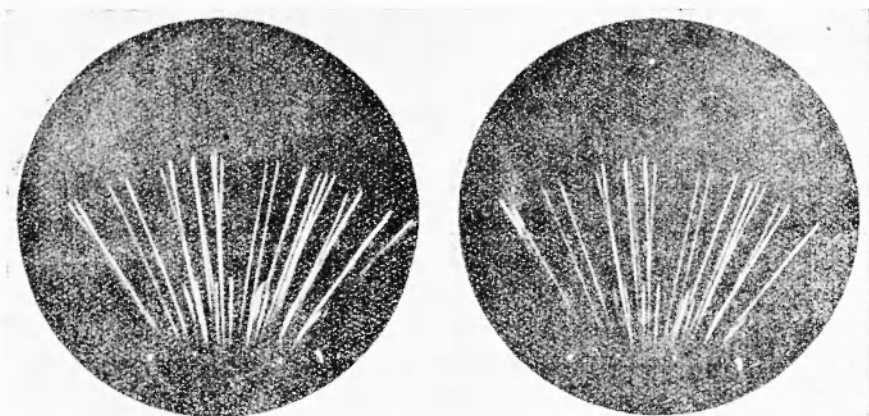


Fig. 4

mento dell'apparecchio. Ad es. per ottenere tracce ben definite occorre conferire un valore ben determinato al « rapporto di espansione » ossia al rapporto fra il volume iniziale e il volume finale occupato dalla miscela gas-vapore. Questo valore dipende dal tipo di miscela gas-vapore contenuto nella camera. Gli ioni che si formano spontaneamente a causa della cosiddetta « ionizzazione spontanea » della quale avremo occasione di parlare in seguito, vanno eliminati in maniera da impedire che agiscano come centri di condensazione, producendo una nebbia diffusa. Tale eliminazione si ottiene mediante la applicazione di un opportuno campo elettrico che viene soppresso al momento della espansione.

Le camere di Wilson possono essere automatiche o no. Nel primo caso le espansioni si succedono a intervalli regolari. Un opportuno

meccanismo manovra il pistone, inserisce e toglie il campo elettrico ecc. Quando non è necessario ottenere un gran numero di fotografie e la camera ha dimensioni considerevoli, dimodoché non sopporta espansioni troppo frequenti, conviene rinunciare al funzionamento automatico.

Con il metodo della camera di Wilson si può determinare anche la *ionizzazione specifica* delle particelle ossia il numero di ioni che queste producono per cm di percorso. Infatti con opportuni accorgimenti è possibile realizzare fotografie nelle quali si riesce a contare il numero delle goccioline e quindi di ioni per cm di traccia. Se poi la camera di Wilson si trova in un campo magnetico uniforme di intensità H , avente direzione parallela all'asse del pistone, le traiettorie delle particelle risultano incurvate in un verso o nel verso opposto a seconda del segno della loro carica. Dalla misura della curvatura ρ della traiettoria e dal valore del campo si ricava l'impulso mv della particella mediante la formula:

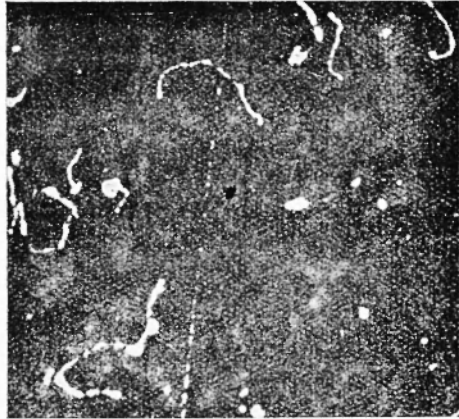


Fig. 5

le traiettorie delle particelle risultano incurvate in un verso o nel verso opposto a seconda del segno della loro carica. Dalla misura della curvatura ρ della traiettoria e dal valore del campo si ricava l'impulso mv della particella mediante la formula:

$$mv = H \rho e / c$$

dove e è la carica della particella e c la velocità della luce.

Il maggiore inconveniente presentato dalla camera di Wilson consiste nel fatto che tra una espansione e l'altra occorre lasciare passare un certo tempo per permettere alla miscela gas-vapore di tornare in equilibrio termico con l'ambiente.

L'ultimo metodo è quello delle emulsioni fotografiche (¹⁰). Le particelle emesse dalle sostanze radioattive agiscono sulla emulsione fotografica in maniera analoga a quella dei fotoni, producendo un annerimento approssimativamente proporzionale al potere ionizzante della particella. Le emulsioni sensibili adoperate nelle ricerche di radioattività contengono una quantità di alogenuro di Argento almeno dieci volte maggiore di quelle delle emulsioni ordinarie. Le dimensioni dei singoli granuli di alogenuro di Argento variano nei dif-

ferenti tipi di lastre da $0,5 \mu$ a $0,1 \mu$. Lo strato di emulsione è molto più spesso — circa $1/10$ mm — di quello delle lastre ordinarie.

La considerevole densità degli atomi che costituiscono la emulsione fotografica fa sì che in essa il percorso delle particelle α si riduca a $1/1000$ del percorso delle stesse particelle in aria cosicché esse sono completamente assorbite dalla emulsione fotografica. In una lastra esposta alla radiazione α risultano sviluppati solo i granuli di alogenuro di Argento colpiti dalle particelle α lungo il loro percorso. Conseguentemente all'esame microscopico le tracce si presentano come linee costituite da una successione di granuli neri (v. fig. 6 e 7).

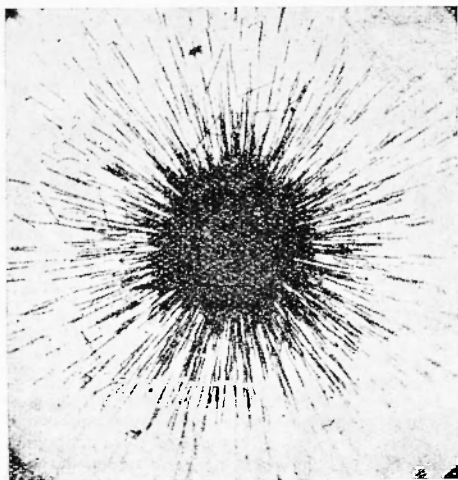


Fig. 6

In fig. 6 le tracce sono state prodotte da quantità di Radio invisibili al microscopio. La fotografia è stata ottenuta scuotendo al disopra della lastra un ago su cui era stata depositata una piccola quantità di Radio, in maniera da far cadere i frammenti di Radio sulla lastra. Quando, dopo pochi giorni la lastra è stata sviluppata, è apparsa coperta da numerose stelle del tipo di quelle rappresentate in questa figura. Le tracce delle particelle α si irradiano da una

piccola area situata al centro del microscopio.

La lastra della fig. 7 è stata sottoposta ad un trattamento particolare che ha permesso di incorporare la sostanza radioattiva nella emulsione fotografica. Ogni stella è stata prodotta dal decadimento di un nucleo di Radiotorio. Si notino accanto alla stella centrale nella quale tutte e quattro le tracce si trovano all'incirca in un piano parallelo alla superficie della emulsione, le altre tracce leggermente sfuocate.

Evidentemente questo metodo ha molti punti di contatto con quello della camera di Wilson. La lastra fotografica offre il vantaggio di essere *sempre* sensibile oltreché particolarmente semplice ad usare.

Molto spesso le tracce sono visibili mediante un microscopio ordinario. Però le migliori microfotografie si ottengono con un obiettivo ad immersione di grande apertura il quale consente l'esame dettagliato della struttura delle tracce. Questi obiettivi hanno una profondità locale molto limitata cosicchè con essi si possono mettere esattamente a fuoco solo i granuli della traccia contenuti in uno strato molto sottile. In queste condizioni la fotografia ingrandita della traccia non si può ottenere con una sola posa a meno che la traccia non sia interamente compresa in un piano parallelo alla lastra. Altrimenti bisogna localizzare successivamente le singole parti della traccia, ottenendo una successione di fotografie con le quali si può realizzare un mosaico del tipo di quelli adoperati nella aerofotogrammetria.

Con questo sistema si riesce a rappresentare nel piano un fenomeno che avviene nello spazio. Lo stesso metodo viene adottato nel caso in cui l'oggetto è troppo grande per essere fotografato al microscopio con una singola posa.

D'altro canto non si può fare a meno di notare che lo sviluppo attuale di questo metodo consente la registrazione fotografica delle sole particelle pesanti, la cui ionizzazione specifica è considerevole. E' recentissima la notizia della preparazione di emulsioni con le quali si sarebbe ottenuta la fotografia delle tracce di elettroni lenti (¹¹).

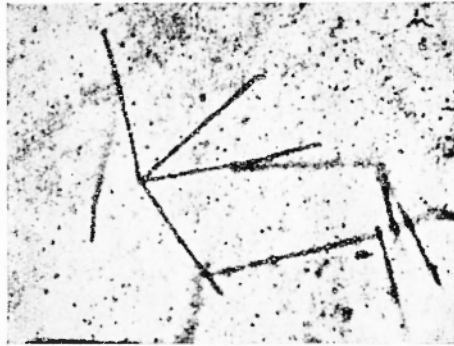


Fig. 7

Lo sviluppo e il fissaggio delle lastre richiedono particolari precauzioni a causa del considerevole spessore delle emulsioni e della rilevante concentrazione di molecole di alogenuro di Ag. Fino a poco tempo fa il contributo portato da questo metodo alle ricerche sulla radioattività era relativamente scarso in confronto a quello del metodo di Wilson e dei metodi elettrici (camera di ionizzazione e contatore), ma attualmente esso va acquistando un considerevole sviluppo dovuto alla sua estrema semplicità e alle importantissime scoperte che con esso sono state conseguite da un anno a questa parte. In particolare esso consente di effettuare ricerche sulla

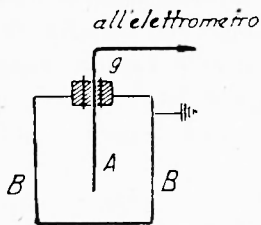


Fig. 8

radioattività naturale con una attrezzatura realizzabile in qualsiasi modesto laboratorio.

3. — I costituenti essenziali di una *camera di ionizzazione* sono un recipiente metallico e un elettrodo sostenuto da un supporto isolante (v. fig. 8). La natura e la pressione del gas contenuto all'interno della camera variano a seconda dello scopo che si propone la ricerca. Fra il recipiente e l'elettrodo si stabilisce una differenza di potenziale di qualche centinaio di volt in maniera che l'azione ionizzante delle sostanze radioattive può essere rivelata da una corrente misurata con un dispositivo elettrometrico ⁽¹²⁾ o con un opportuno sistema a valvole termoioniche ⁽¹³⁾ connesso con l'elettrodo centrale. Invece di un solo elettrodo centrale la camera può contenerne due, fra i quali si stabilisce la differenza di potenziale suddetta, mentre il recipiente esterno, collegato con il suolo, serve da schermo elettrostatico (v. fig. 9).

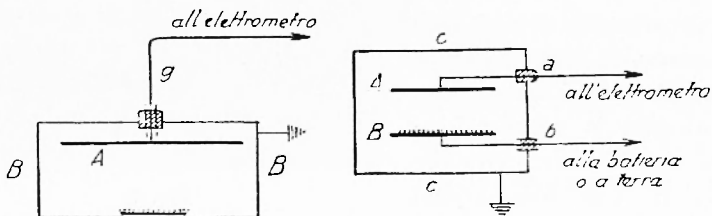


Fig. 9

Anche la forma della camera e la disposizione degli elettrodi dipendono dagli scopi che si propone l'esperienza.

Se m è la quantità di un elemento radioattivo espressa in gr ed A il suo peso atomico, il numero degli atomi che si trasformano nell'unità di tempo è:

$$\lambda m N / A$$

dove λ è la costante di disintegrazione dell'elemento stesso ed N il numero di Avogadro. Evidentemente questo numero deve essere uguale al numero di particelle emesse dall'elemento nell'unità di tempo. Perciò, indicando con I la corrente di ionizzazione espressa in u.e.s., si ha in definitiva:

$$I = \lambda m n e N / A$$

dove n è il numero di ioni prodotti da una singola particella ed e la carica elettrica elementare.

La quantità m di un elemento radioattivo contenuto in una certa sostanza può essere dedotta dalla corrente di ionizzazione I . In pratica per poter applicare questa formula con sufficiente esattezza occorre che siano soddisfatte le seguenti condizioni: 1) il percorso delle particelle emesse deve esaurirsi nella camera; 2) l'assorbimento delle particelle da parte della sostanza che le emette deve essere ridotto al minimo; 3) la corrente deve aver raggiunto il valore di « saturazione », ossia il valore per il quale tutti gli ioni generati nella camera raggiungono gli elettrodi senza aver modo di ricombinarsi.

Il metodo più frequentemente adottato per la valutazione della radioattività dei minerali di Radio consiste nell'introdurre la sostanza in esame nella camera di ionizzazione e misurare il valore della corrente di saturazione, la quale è dovuta quasi esclusivamente all'azione delle particelle α (v. app. I). In tal caso la condizione 1) è senz'altro soddisfatta (*). Però l'elevato potere ionizzante delle particelle α fa sì che esse vengano in parte assorbite nella stessa sostanza che le emette sicché queste misure, pur presentando una considerevole utilità pratica, non consentono una grande precisione. A parità di sostanza la corrente di saturazione può variare considerevolmente a seconda che la superficie su cui la sostanza viene distribuita è più o meno estesa. Per ottenere una maggiore precisione occorre dunque disporre le sostanze radioattive su strati abbastanza sottili (1/10 u ca) da poter trascurare l'assorbimento delle particelle α entro gli strati stessi. Spessori di questo genere si ottengono facilmente nel caso dei costituenti dei depositi attivi o del Polonio. In altri casi (composti dell'Uranio e del Radio) conviene ricorrere alla evaporazione di una soluzione oppure alla sedimentazione di una sospensione molto fine in un liquido (p. es. cloroformio). La sostanza così finemente polverizzata e distribuita su una superficie il più possibile uniforme viene introdotta nella camera di ionizzazione mediante un conveniente supporto (fig. 9). Le dimensioni della camera devono essere tali da consentire alle particelle α di terminare il loro percorso entro il gas in essa contenuto. La corrente di saturazione i che si misura in queste condizioni assume un significato ben preciso: essa rappresenta la metà della corrente di ionizzazione I risultante

(*) Il più lungo percorso osservato per le particelle α è quello delle particelle α del ThC': 8.63 cm a N.T.P.

dalla utilizzazione completa dei raggi α emessi dagli m gr di sostanza esaminata. L'altra metà viene assorbita dalla sostanza stessa. Convienne generalmente confrontare la corrente i misurata nella maniera suddetta con quella prodotta da un « campione » di ossido di Uranio finemente polverizzato, depositato su un disco metallico in uno strato uniforme e compatto.

E' ovvio che la condizione 3) è tanto meno soddisfatta, quanto più intensa è la ionizzazione delle particelle α , emesse dalla sostanza in esame. Si ricorre in tal caso a particolari accorgimenti sperimentali (dosaggio a gocce ecc.), ma è bene ricordare fin da ora che in questi casi la misura della corrente di ionizzazione può essere validamente sostituita con la numerazione diretta delle particelle. Di questo metodo ci occuperemo nel prossimo paragrafo.

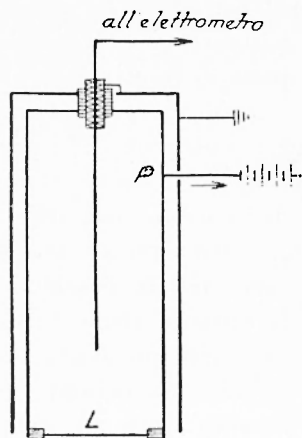


Fig. 10

Per l'esame delle radiazioni β si adopera una camera di ionizzazione del tipo di fig. 10 nella quale la ionizzazione è dovuta esclusivamente alle particelle β emesse dalla sorgente che penetrano nella camera attraverso la finestra L chiusa da un foglio di Al di spessore sufficiente per arrestare la eventuale radiazione α . In genere i raggi β non sono assorbiti completamente dal gas della camera, sicché in questo caso la condizione 1) non è soddisfatta senz'altro e la corrente di saturazione verrà a dipendere dalle dimensioni della camera e dalla posizione della sorgente rispetto a questa. In ogni caso sarà bene che le dimensioni della camera siano maggiori di quelle delle camere per raggi α . Per quanto riguarda l'assorbimento delle particelle β da parte della sostanza dalla quale sono emesse vanno ripetute tutte le riserve esposte nel caso delle particelle α però non bisogna dimenticare che gli errori provenienti dall'assorbimento sono tanto più ridotti quanto più elevato è il potere di penetrazione delle particelle β osservate.

Finora abbiamo visto che le camere di ionizzazione consentono lo studio qualitativo e quantitativo dei minerali radioattivi sia nel caso di emissione α come in quello di emissione β . Ma anche la radiazione γ che accompagna ora una ora l'altra di queste radiazioni può essere adoperata a questo scopo quantunque la sua debole azione

ionizzante renda necessari particolari accorgimenti: camere di dimensioni piuttosto grandi, riempimento con gas particolarmente assorbenti (per es. CH_4), pressioni superiori alla normale nell'interno della camera.

D'altra parte la considerevole penetrazione dei raggi γ consente il dosaggio di sostanze contenute in ampolle saldate alla fiamma. Di qui la particolare semplicità di questo metodo che non richiede manipolazioni né eccessivi accorgimenti tecnici. La sorgente S viene posta su uno schermo di piombo disposto sulla parete superiore di una camera a grande diametro (20-30 cm) come in fig. 11. I quantitativi di Radio contenuti in due ampolle, simili e simil-

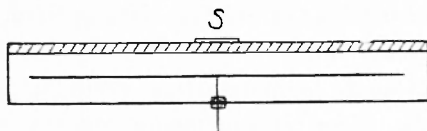


Fig. 11

mente disposte sulla camera, ciascuna delle quali contiene un sale di Radio in equilibrio con il Radon ed il deposito attivo, stanno in un rapporto uguale a quello delle correnti di saturazione misurate con la prima e rispettivamente con la seconda ampolla.

In misure di questo genere in cui gli elettroni d'urto e i fotoelettroni sono prodotti dai raggi γ nel gas e nelle pareti della camera, la corrente di ionizzazione è dovuta alla sovrapposizione di due effetti: effetto « gas » ed effetto « parete ». È evidente che questo fenomeno di sovrapposizione è molto complesso in quanto non dipende solamente dalla frequenza dei raggi γ , ma anche dalle dimensioni della camera e dalla natura e dallo spessore delle pareti. Il contributo dell'effetto « parete » può essere distinto da quello dell'effetto « gas » mediante la curva $i=f(p)$ che fornisce la variazione della corrente di ionizzazione in funzione della pressione del gas contenuto nella camera. Infatti mentre la porzione di raggi γ assorbiti dal gas della camera è direttamente proporzionale alla pressione del gas, inizialmente la corrente di ionizzazione cresce meno rapidamente di p e diviene proporzionale alla pressione solo dopo che questa ha raggiunto un determinato valore.

Tale fenomeno dipende dal fatto che per quel valore della pressione tutti gli elettroni emessi dalle pareti sono completamente assorbiti dal gas stesso. In tali condizioni l'effetto parete diviene costante e un ulteriore aumento della pressione produce solamente una variazione dell'effetto « gas », il quale dipende linearmente dalla pressione.

L'effetto « parete » ha la sua importanza nelle misure della in-

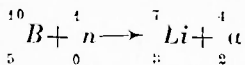
tensità dei raggi γ e X in quanto basta variare le condizioni sperimentali perché questo effetto renda impossibile il confronto fra le misure. Questa è la ragione per la quale la unità di intensità dei raggi X , il « Roëntgen » si definisce come la intensità di un fascio di raggi X canalizzati, che dà origine ad una corrente di ionizzazione, dovuta unicamente all'effetto gas, di 1 u.e.s. p. cm².

4. — Il conteggio delle singole particelle emesse da una sostanza radioattiva, la cui importanza fondamentale non ha bisogno di particolari illustrazioni, si ottiene con il *contatore di Geiger-Müller* (14) nel quale la ionizzazione prodotta dal passaggio di una singola particella viene enormemente amplificata dalla ionizzazione secondaria. Una ulteriore amplificazione può raggiungersi con un sistema a una o due valvole termoioniche in modo che il passaggio di una singola particella può essere registrato da un comune numeratore meccanico (15).

Nelle sue linee essenziali il contatore è costituito da un cilindro metallico, lungo il cui asse è teso un filo, generalmente di Tungsteno, con un diametro di 0,1-0,5 mm. Il cilindro metallico può essere chiuso ai due estremi da due tappi metallici con supporti isolanti per il sostegno del filo oppure ambedue gli elettrodi possono essere racchiusi in un involucro di vetro (v. fig. 12). Il contatore viene riempito con un gas o una miscela di gas, la cui natura varia a seconda degli scopi che si propone l'esperienza, ad una pressione compresa fra 2 e 10 cm Hg. Ad esempio per il conteggio di neutroni lenti si usa come gas di riempimento il BF_3 ; in tal caso la scarica del contatore è dovuta alla ionizzazione prodotta dalle particelle α emesse nella reazione:



Fig. 12



La tensione applicata ai due elettrodi (1000-1500v) è regolata in maniera che la creazione di almeno una coppia di ioni da parte della particella ionizzante, passata attraverso il contatore, sia sufficiente ad iniziare la scarica. E' indispensabile che la scarica così

innescata si interrompa automaticamente dopo un tempo brevissimo, in modo da consentire all'apparecchio di registrare la particella successiva. Le cause di questo fenomeno sono alquanto complesse: per la loro discussione e per la esposizione delle condizioni indispensabili alla sua realizzazione rimandiamo a un lavoro di uno di noi ⁽¹⁵⁾.

La curva di fig. 13 rappresenta la variazione del numero di impulsi registrati, sotto l'azione di una radiazione costante, al variare della tensione V applicata al contatore stesso. Da essa si deduce l'esistenza di un intervallo abbastanza ampio di valori della tensione per il quale il numero degli impulsi registrati si mantiene costante (regione di Geiger-Müller). In queste condizioni si può affermare che praticamente tutte le particelle ionizzanti entrate nel contatore vengono registrate. Regolando opportunamente la tensione applicata al contatore si può ottenere che il numero totale di ioni prodotti all'interno di questo sia proporzionale al numero di ioni primari. Un contatore di questo tipo, detto *contatore proporzionale* ⁽¹⁶⁾ o di Geiger Klemperer per distinguerlo dal contatore di Geiger-Müller di cui abbiamo parlato finora, è particolarmente adatto in tutte quelle ricerche nelle quali si debbano contare solo particelle α in presenza di radiazioni β o γ . La considerevole differenza, esistente fra la ionizzazione prodotta dalle particelle α e quella dei raggi β e γ (v. app. I) consente di aggiustare la sensibilità dell'apparato registratore in maniera da contare solo le particelle α .

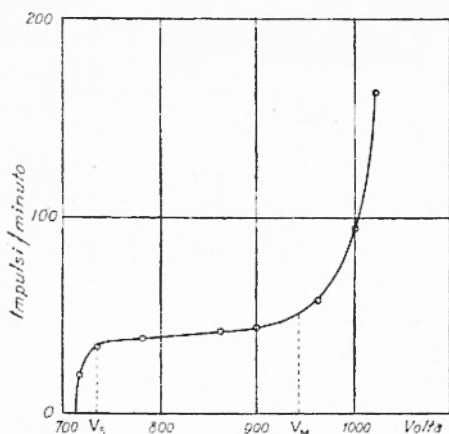


Fig. 13

Caratteristica di un contatore

Il conteggio delle particelle ionizzanti a breve percorso quali quelle emesse dalle sostanze radioattive richiede l'adozione di pareti molto sottili per consentire la penetrazione delle particelle all'interno del contatore. A tale scopo si costruiscono contatori muniti di una finestra di mica (v. fig. 14) o di vetro soffiato ⁽¹⁷⁾ il cui potere d'assorbimento è trascurabile. Lo spessore della finestra è di 2 ± 3.5 mg/cm². Altri contatori hanno le pareti di vetro molto sottile rive-

Il conteggio delle particelle ionizzanti a breve percorso quali quelle emesse dalle sostanze radioattive richiede l'adozione di pareti molto sottili per consentire la penetrazione delle particelle all'interno del contatore. A tale scopo si costruiscono contatori muniti di una finestra di mica (v. fig. 14) o di vetro soffiato ⁽¹⁷⁾ il cui potere d'assorbimento è trascurabile. Lo spessore della finestra è di 2 ± 3.5 mg/cm². Altri contatori hanno le pareti di vetro molto sottile rive-



Fig. 14

stato internamente da uno strato metallico, ottenuto per evaporazione, oppure di aquadag (sospensione colloidale di grafite in alcool). Recentemente sono stati costruiti contatori con un rivestimento di aquadag all'esterno (18). Le caratteristiche di funzionamento di tali contatori, che sono state studiate da uno di noi (19) sono risultate pienamente soddisfacenti.

5. — Stabilire la presenza, frequenza e variazione temporale o d'altro tipo degli elementi radioattivi nella terra, nelle acque e nell'atmosfera è compito che si propone la Geofisica.

E' evidente che i metodi di ricerca da adottare in questo campo debbono orientarsi verso misure rapide e basate sull'analisi di « tracce » delle sostanze radioattive. Il dosaggio di tali tracce si ricava generalmente dalla misura della quantità di Emanazione che si è formata come prodotto della disintegrazione della sostanza da dosare. Per esempio uno dei metodi per misurare la quantità di Radio

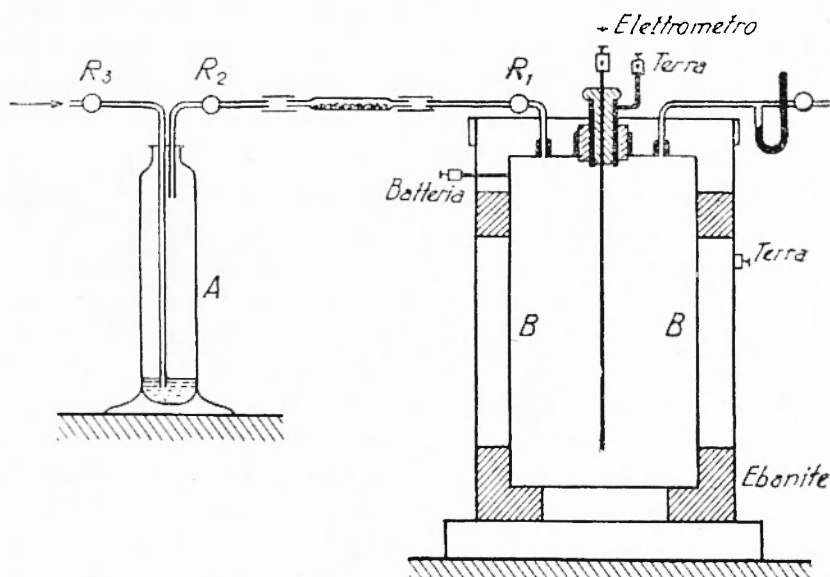


Fig. 15

Dispositivo per l'estrazione del Radon a freddo

contenuta nei minerali di Uranio consiste nel polverizzare una piccola quantità del minerale (da 1 a 2 g) cui si aggiungono ca. 0,1 g di cloruro di Bario. Successivamente con un opportuno trattamento chimico si estrae il Bario radifero del quale si prepara una soluzione, che si introduce in una boccia, *A*, a due vie (R_2 , R_3) collegata attraverso R_1 con una camera di ionizzazione *B* di dimensioni grandi in confronto a quelle della boccia (v. fig. 15).

Prima di iniziare la misura si aspira il Radon contenuto nella soluzione con una pompa: poi si chiudono i rubinetti e si lascia accumulare il Radon per un periodo di tempo, variabile da uno a tre giorni, trascorso il quale si introduce il Radon nella camera di ionizzazione con una serie di aspirazioni successive. Come tempo di accumulazione si assume la differenza fra l'istante di chiusura del rubinetto e l'istante in cui è terminata l'aspirazione. Queste misure vanno effettuate con grandissima cura; se si vuole raggiungere la massima precisione consentita dall'esperienza (0,5%). Per il dosaggio delle sostanze radioattive contenute nelle acque minerali naturali si usa un metodo leggermente diverso. L'acqua da esaminare viene introdotta in un pallone da 1 a 3 l ed è portata alla ebollizione in maniera da scacciare il Radon, in essa contenuto. Successivamente si chiude il pallone e si attende che il Radon si accumuli per un certo tempo. Infine si fa bollire nuovamente l'acqua e, attraverso un refrigerante ascendente (v. fig. 16) si fa passare il gas in una camera di ionizzazione.

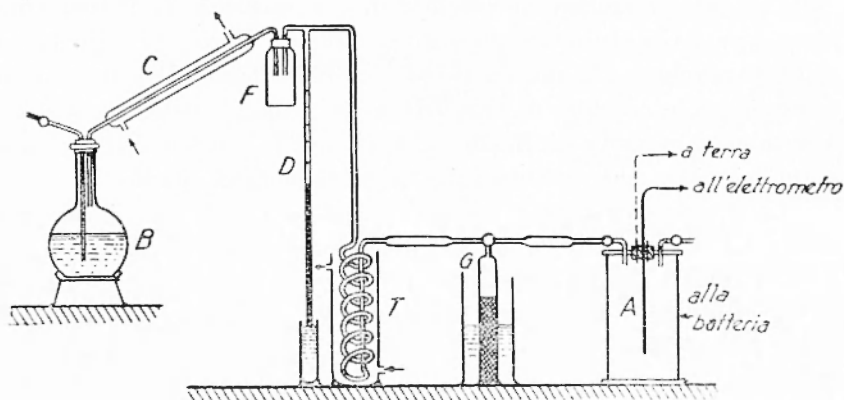


Fig. 16

Dispositivo per l'estrazione del Radon per ebollizione. *A*: camera di ionizzazione; *C*: refrigerante; *D*: manometro; *G*: campana per raccogliere i gas

I metodi sopradescritti sono adatti all'esame del Radon (v. appendice IV). Lo studio del Toron e dell'Actinon è reso assai più difficile dalla brevità della vita di queste due sostanze. In questo caso anziché ricorrere alle soluzioni si preferisce partire da sostanze solide (per es. idrato di Torio). Il Toron viene aspirato in una camera di ionizzazione insieme con l'aria che circonda la materia produttrice

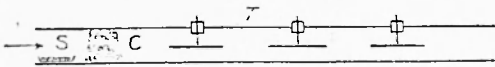


Fig. 17

S: sorgente; C: tampone di cotone

oppure lo si trascina lungo un tubo T contenente elettrodi equidistanti (v. fig. 17) e si misura la corrente di saturazione che passa tra tubo ed elettrodi. Quest'ultimo metodo è il solo che può essere adottato nel caso del dosaggio dell'Actinon che ha una vita media ancora più breve (1).

Il dosaggio della Emanazione si ricava dalla misura della corrente di saturazione che essa produce nella camera di ionizzazione in cui è stata introdotta. Questa corrente dipende dalle dimensioni e dalla forma della camera ossia dalla minore o maggiore utilizzazione delle particelle α emesse dalla Emanazione.

Inoltre la corrente è funzione del tempo quindi è indispensabile precisare l'istante nel quale se ne effettua la misura. In genere si sceglie l'istante in cui la corrente ha raggiunto il massimo. Tale istante corrisponde alla completa formazione del deposito attivo. Poiché il massimo è piuttosto piatto, la misura può essere iniziata tre o quattro ore dopo l'introduzione del gas nella camera.

Con questo metodo si possono dosare quantità di Radon comprese fra $1\mu C$ e $1m\mu C$ e ancora più piccole. Però per dare un significato assoluto alla misura è indispensabile tarare la camera ossia determinare la corrente di saturazione che produce nella camera una determinata quantità di Radon, per es. quella emessa da una soluzione campione che contiene una quantità nota di Radio.

La determinazione del contenuto di Radon nell'aria si consegue anche dall'esame delle radiazioni emesse dal deposito attivo (v. appendice IV) il principio su cui si basa tale misura è il seguente: su un conduttore carico negativamente che si trova in un ambiente contenente Radon si depositano i nuclei di Radio A. Introducendo il conduttore in una camera di ionizzazione si può determinare il decadimento del Radio A ivi depositato. Da esso si può risalire alla concentrazione dell'attivatore (Radon) purché si abbia la certezza che: 1) il deposito sia costituito unicamente da Radio A; 2) tutto il

Radio A formatosi in conseguenza, della disintegrazione del Radon da dosare si sia depositato sul conduttore. I metodi fondati su questo principio sono stati adottati nelle ricerche di Geofisica prima ancora dei metodi diretti che abbiamo esposti poc'anzi. Quantunque essi siano particolarmente semplici la loro incertezza è però tanto considerevole che, ovunque sia possibile, si preferisce sostituirli con i metodi diretti. Buoni risultati sono stati conseguiti col metodo di G. Aliverti ⁽²⁰⁾ nel quale sono stati introdotti alcuni particolari accorgimenti, in modo da rendere lo strumento maggiormente sensibile.

La rivelazione e la misura di deboli radiazioni è ostacolata e condizionata dalla ionizzazione residua dell'apparecchio. Tale fenomeno, cui abbiamo già accennato in precedenza va attribuito a cause diverse. Prima di tutto all'azione dei raggi γ , contenuti nelle pareti del laboratorio, e dei raggi cosmici. A questo effetto si aggiunge la debole attività dei materiali con i quali è stato costruito l'apparecchio: una superficie metallica emette sempre da 1 a 5 particelle α per cm^2 per ora. Evidentemente l'effetto della ionizzazione residua costituisce una specie di « fondo » che compare in tutte le misure di ionizzazione. L'effetto di fondo può essere ridotto considerevolmente con un *dispositivo a compensazione* ⁽²¹⁾, costituito da due camere di ionizzazione

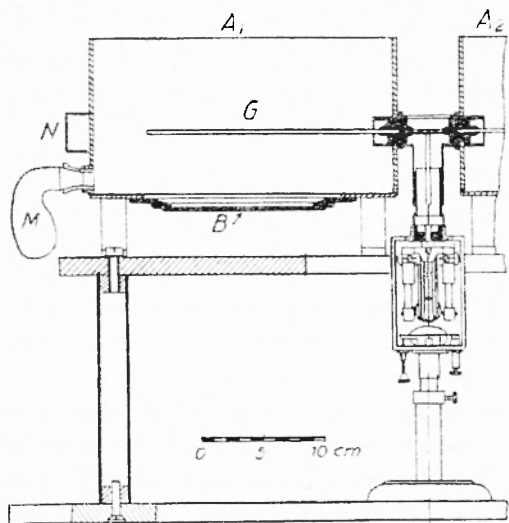


Fig. 18

A_1 : prima camera di ionizzazione; A_2 : seconda camera; B : slitta; G : elettrodo centrale; M : tubo per l'essiccante; N : cavità per il campione

perfettamente uguali i cui elettrodi centrali sono collegati allo stesso elettrometro. Le tensioni applicate alle pareti delle due camere sono uguali e di segno opposto, dimodoché l'elettrometro misura la differenza fra le due correnti di ionizzazione. La sostanza da esaminare può essere introdotta nell'una o nell'altra delle due camere mediante un sistema di slitte intercambiabili (v. fig. 18). La corrente di ionizzazione do-

vuta all'attività di questa sostanza viene confrontata con quella prodotta dai raggi γ emessi da un campione sistemato in una delle due cavità (N) collegate con le pareti esterne di ciascuna delle due camere.

Indichiamo con A , B ed S la corrente di ionizzazione dovuta rispettivamente alla radiazione in esame, alla ionizzazione residua e al campione. Supponiamo che A e B abbiano lo stesso segno. Allora se il campione è situato vicino alla camera nella quale si trova la sostanza in esame si ha:

$$S + A - B = C/t_{11} \quad [1]$$

dove C è una costante dell'apparecchio e t_{11} è il tempo durante il quale il filo dell'elettrometro percorre un determinato numero di divisioni. Trasportando il campione accanto all'altra camera si ottiene:

$$S - A - B = C/t_{12} \quad [1']$$

dove t_{12} è il tempo corrispondente.

Se la sostanza in esame viene trasferita nell'altra camera, A assume segno opposto a quello di B . Ripetendo il trasporto del campione effettuato nella misura precedente si ottengono altre due equazioni:

$$S - A + B = C/t_{21} \quad [2]$$

$$S + A - B = C/t_{22} \quad [2']$$

Dalle quattro equazioni [1], [1'], [2], [2'] si deduce una espressione della attività della sostanza in esame dalla quale è stato eliminato l'effetto della ionizzazione residua:

$$A = \frac{S}{2} \left\{ \frac{t_{12} - t_{11}}{t_{12} + t_{11}} + \frac{t_{21} - t_{22}}{t_{21} + t_{22}} \right\}$$

Con questo metodo è possibile misurare la attività di una quantità di Radio pari a circa 10^{-12} gr p. gr con la precisione del 5%. Oltre che per lo studio delle radiazioni emesse dai solidi esso è stato adottato con successo anche nel dosaggio della emanazione (²²).

Accanto alle misure effettuate in laboratorio su campioni di rocce e di acque radioattive vanno ricordati i sondaggi eseguiti direttamente nei pozzi petroliferi. Questa esplorazione nota sotto il nome di « carotaggio radioattivo » si ottiene introducendo nella profondità del pozzo uno strumento rivelatore di particelle ionizzanti, costituito da una camera di ionizzazione o da un contatore, accompagnato da un conveniente sistema di registrazione. Per una esposizione particola-

reggiata di questo metodo rimandiamo alla rassegna pubblicata ultimamente dai dottori Quercia e Tribulato (21).

6. — Tutte le unità di misura adoperate in Radioattività si riferiscono al Radio che con relativa facilità può ottenersi allo stato puro in quantità sufficiente. Il campione di Radio è costituito da 21.99 mgr di Radio purissimo disidratato che dall'agosto 1911 si trova nel Bureau des Poids et Mesures di Parigi. Nelle ricerche di Geofisica ha grande interesse considerare la quantità di Radon in rapporto alla quantità di Radio che l'ha prodotto. La unità di Radon, il *curie*, è definita come la quantità di Radon in equilibrio con 1 gr di Radio. Molto usati sono i multipli e i sottomultipli di questa unità (mC, μ C...).

Gli ordini di grandezza che si incontrano nelle ricerche di Geofisica oscillano fra 10^{-12} e 10^{-10} C. Si è creduto opportuno perciò definire una unità di concentrazione lo « Eman », ossia la concentrazione di 10^{-10} C di Emanazione per litro di solvente (acqua o aria). Le unità usate più frequentemente sono raccolte nella Tabella III e nella Tabella IV (21).

TABELLA III

	C	mC	μ C	m μ C	U.E.S.
Curie (C)	1	10^3	10^6	10^9	$2.767 \cdot 10^6$
Millicurie (mC)	10^{-3}	1	10^3	10^6	$2.767 \cdot 10^3$
Microcurie (μ C)	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	2.767
Millimicrocurie (m μ C)	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	$2.767 \cdot 10^{-3}$
Corrente equival. (U.E.S.)	$3.615 \cdot 10^{-7}$	$3.615 \cdot 10^{-4}$	0.3615	361.5	1

TABELLA IV

	C/l	mC/l	μ C/l	m μ C/l	Eman	Mache
C/l	1	10^3	10^6	10^9	10^{10}	$2.767 \cdot 10^9$
mC/l	10^{-3}	1	10^3	10^6	10^7	$2.767 \cdot 10^6$
μ C/l	10^{-6}	10^{-3}	1	10^3	10^4	$2.767 \cdot 10^3$
m μ C/l	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	1	10	2.767
Eman	10^{-10}	10^{-7}	10^{-4}	10^{-1}	1	0.2767
Mache	$3.615 \cdot 10^{-10}$	$3.615 \cdot 10^{-7}$	$3.615 \cdot 10^{-4}$	0.3615	3.615	1
U.E.S./l	$3.615 \cdot 10^{-7}$	$3.615 \cdot 10^{-4}$	0.3615	361.5	3615	10^3

APPENDICE I

Il fenomeno della radioattività è dovuto, com'è noto, al fatto che i nuclei degli elementi di numero atomico superiore a 82 (*) sono instabili ossia in grado di trasformarsi spontaneamente in un altro nucleo. Tale trasformazione può avvenire secondo due processi. In uno di questi — emissione di *particelle α* — si verifica la espulsione di frammenti dell'edificio nucleare. Come dimostrò Rutherford nel 1903 le particelle α sono nuclei di Elio, il secondo elemento del sistema periodico ($Z=2$). Cosicché con la perdita di una particella α la carica nucleare si riduce di $+2e$ e, conseguentemente, l'elemento si trasforma in quello che lo precede di due posti nel sistema periodico. Per es. il Polonio ($Z=84$) si trasforma in Piombo ($Z=82$).

L'altro processo — *disintegrazione β* — consiste nella emissione di elettroni veloci. Conseguenza di questo processo è un aumento pari a $+e$ della carica nucleare (in corrispondenza alla perdita di una carica $-e$) quindi la trasformazione del nucleo in quello che lo segue nel sistema periodico.

Durante l'uno o l'altro di questi processi può verificarsi l'emissione di *raggi γ* ossia di una radiazione elettromagnetica la quale differisce dai raggi X unicamente per la regione spettrale che si estende maggiormente verso le alte frequenze.

L'analisi delle tre radiazioni α , β e γ si effettua mediante l'esame dell'assorbimento delle radiazioni stesse nella materia e della deviazione che esse subiscono sotto l'azione di un campo magnetico. La energia totale della radiazione α nella massima parte dei casi è considerevolmente superiore a quella dei raggi β e γ . Quando in una camera di ionizzazione di dimensioni normali (***) si esamina l'azione ionizzante delle tre radiazioni α , β e γ emesse da una o più sostanze radioattive, si può attribuire alle particelle α la quasi totalità della ionizzazione prodotta nella camera, mentre il contributo delle particelle β non supera l'1% e quello dei raggi γ è ancora più debole. Tuttavia si può facilmente eliminare la radiazione α ricoprendo la sorgente con uno schermo sottile (p. es. basta un foglio di Al dello spessore di 1/10 di mm). Invece i raggi β possono attraversare alcuni mm di Al e l'azione dei raggi γ è ancora sensibile al di là di qualche cm di Pb.

APPENDICE II

L'ordine di grandezza della velocità iniziale con cui le particelle α vengono espulse dal nucleo è di 10^9 cm/sec. La caratteristica fondamentale di questa radiazione è costituita dalla maniera brusca

(*) A questi elementi vanno aggiunti il K^{10} , Rb^{87} , Sm^{148} , Cp^{176} che presentano pure una attività misurabile.

(**) Nella quale i raggi devono percorrere alcuni cm prima di raggiungere le pareti.

con cui essa viene assorbita dall'aria ad una certa distanza dalla sorgente. Tale distanza ha un valore ben definito dipendente dalla natura della sostanza radioattiva dalla quale vengono emesse le particelle. Inoltre la traiettoria di ciascun raggio è rettilinea e, se la sorgente è costituita da uno strato tanto sottile da evitare l'assorbimento della radiazione emessa dagli strati sottostanti la superficie, tutte le traiettorie sono press'a poco eguali (v. fig. 4). Questo fenomeno sta ad indicare che la velocità con cui le particelle α vengono emesse da un certo elemento radioattivo come pure che la legge che regola la perdita della loro energia durante il passaggio attraverso la materia è la stessa per tutte le particelle. Dallo studio sistematico delle particelle α emesse dai radioelementi risulta che a ciascuno di questi corrisponde un solo gruppo di particelle α . Alcuni radioelementi emettono però una radiazione α complessa composta di parecchi gruppi che differiscono per la velocità di emissione e per il « percorso ».

Più numerosi e complicati sono i fenomeni che si verificano durante il passaggio degli elettroni attraverso la materia.

A causa della piccolezza della sua massa l'elettrone è in grado di trasferire gran parte della propria energia e del proprio impulso agli elettroni della materia da esso attraversata. Ne segue che — eccezion fatta per il caso di energie assai elevate — gli elettroni compiono percorsi più o meno irregolari con frequenti cambiamenti di direzione dovuti agli urti subiti da parte degli elettroni e dei nuclei (v. fig. 5). Altro fenomeno di importanza non trascurabile è quello dell'irraggiamento che accompagna la brusca accelerazione subita dagli elettroni nel passaggio in vicinanza dei nuclei atomici. Infine un'altra difficoltà non trascurabile nello studio dei raggi β è costituita dal fatto che la energia delle particelle β emesse dalle sostanze radioattive non è omogenea, ma è distribuita su uno spettro più o meno complesso. In alcuni casi compare uno spettro costituito da poche righe di energia ben definite (*Kd Ac*), in altri uno spettro continuo (*Ra E*), in altri ancora uno spettro risultante dalla sovrapposizione dei due (*Ra B*).

I raggi γ generano lungo il loro percorso radiazioni secondarie, di natura elettromagnetica e corpuscolare: i fenomeni ai quali va attribuita la formazione di tali raggi sono essenzialmente l'effetto fotoelettrico e la diffusione Compton. La componente elettromagnetica della radiazione secondaria è costituita dai raggi γ diffusi e dalla radiazione di fluorescenza, mentre la componente corpuscolare è formata da fotoelettroni, elettroni d'urto e coppie di elettroni positivi e negativi. La energia individuale degli elettroni secondari cresce con la frequenza. Per es. quando raggi di frequenza molto elevata ($\lambda < 20 \text{ U.X.}$) attraversano corpi leggeri l'assorbimento fotoelettrico è trascurabile nei confronti della diffusione, cosicché tutti i raggi γ secondari possono considerarsi costituiti da elettroni d'urto. Invece per λ dell'ordine 10^4 (p. es.) l'emissione dei fotoelettroni è il fenomeno dominante persino nell'Al. Infine la creazione di coppie compare solo per energie

del quanto $h\nu > 2m_0c^2$ (dove m_0 è la massa di riposo dell'elettrone e c la velocità della luce).

APPENDICE III

Se con uno opportuno dispositivo sperimentale si segue la evoluzione nel tempo delle trasformazioni radioattive si osserva che in un determinato intervallo di tempo degli N atomi contenuti in m gr di una sostanza radioattiva, si disintegra un numero indipendente dalle particolari condizioni fisiche e chimiche della sostanza e della età di questa: esso dipende per un dato elemento dalla quantità di sostanza presente e precisamente è proporzionale ad N . La legge che regola lo svolgimento nel tempo delle trasformazioni radioattive può rappresentarsi analiticamente mediante la equazione differenziale:

$$dN = -\lambda N dt \quad [1]$$

dove la costante di proporzionalità λ è una caratteristica della sostanza, detta *costante di disintegrazione*. Per stabilire la equazione [1] abbiamo assimilato ad una variabile continua $N(t)$ quello che in realtà è un numero intero, dimodochè tutte le considerazioni nelle quali interviene la [1] valgono solo se il numero degli atomi osservati è estremamente grande. La [1] integrata diviene:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad [1']$$

dove N_0 è il numero di atomi che all'istante $t=0$ costituivano gli m gr di sostanza considerata. Dalla [1'] si deduce che il *periodo di dimezzamento* ossia il tempo T occorrente perchè gli m gr della sostanza si riducano a metà è legato alla costante di disintegrazione dalla legge:

$$\lambda T = \ln 2$$

sicché un elemento radioattivo può considerarsi completamente individuato quando, oltre al peso atomico e al numero atomico sia noto anche il periodo di dimezzamento (o la costante di disintegrazione).

Di grandissima importanza è il calcolo della variazione nel tempo di un elemento radioattivo quando, durante lo svolgimento del suo processo di disintegrazione, esso viene rifornito dalla sostanza madre la quale si mantiene costante o si trasforma a sua volta nel tempo. È evidente che in queste condizioni la variazione nel tempo del numero di atomi della sostanza figlia è espresso dalla differenza fra il numero di atomi che si disintegrano e il numero di atomi che si for-

mano in conseguenza della disintegrazione della sostanza madre, dimodoché se N_1 ed N_2 sono il numero di atomi contenuti in una determinata quantità della sostanza madre e rispettivamente della sostanza figlia e λ_1 e λ_2 le corrispondenti costanti di disintegrazione, possiamo ricavare dalla [1] il sistema di equazione:

$$\begin{cases} dN/dt = -\lambda_1 N_1 \\ dN/dt = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \end{cases}$$

la cui soluzione generale è espressa dalle equazioni:

$$\begin{cases} N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \left\{ N_2^0 - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right\} e^{-\lambda_2 t} \end{cases} \quad [2]$$

Esaminiamo due casi particolari che si presentano frequentemente nei problemi interessanti questa nostra rassegna:

a) La costante di disintegrazione della sostanza madre è molto più piccola di quella della sostanza figlia. In tal caso la quantità di sostanza madre presente durante la trasformazione della sostanza figlia può considerarsi costante. Cosicché se si suppone che: $N_2^0 = 0$, tenendo conto del fatto che λ_2 è molto più grande di λ_1 , si ottiene dalla [2] la relazione approssimata:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 \left\{ 1 - e^{-\lambda_2 t} \right\}$$

Dopo un tempo molto grande anche la quantità di sostanza figlia è sensibilmente costante ed è uguale a: $\lambda_1 N_1^0 / \lambda_2$. Fra le due sostanze si è stabilito l'*equilibrio secolare*. Un esempio tipico di tale fenomeno è quello della formazione del Radon ($T = 3.84$ giorni) dal Radio ($T = 1.6 \times 10^3$ anni) riportato in fig. 19: dove in ascisse è stato preso come tempo unitario il periodo di dimezzamento del Radio.

b) Se inizialmente è presente solo la sostanza madre ($N_2^0 = 0$), senza fare particolari ipotesi sulle costanti di disintegrazione delle due sostanze, si ottiene dalle [2]:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \left\{ e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right\}$$

La sostanza figlia raggiunge un massimo e poi decresce, per t molto grande, con il periodo della sostanza madre o quello della sostanza figlia a seconda che è $\lambda_1 < \lambda_2$. Più precisamente se $\lambda_1 < \lambda_2$ le due sostanze decrescono con il periodo della sostanza madre mentre il loro rapporto:

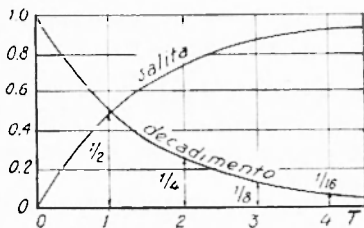


Fig. 19

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

si mantiene costante. Si dice allora che fra di esse si è stabilito l'*equilibrio transitorio*. Se invece $\lambda_1 > \lambda_2$, per t grande, la sostanza madre è sparita e rimane la sola sostanza figlia che decresce con il periodo proprio.

Un esempio dei diversi tipi di trasformazione si ha nella fig. 20 in cui è riportato il decadimento del deposito attivo del Radio nell'ipotesi che inizialmente fosse presente il solo Radio A puro.

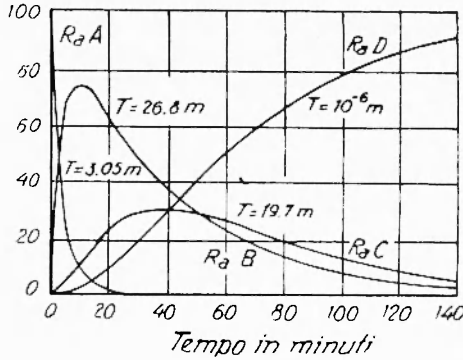


Fig. 20

Le regole di spostamento che abbiamo enunciato nella appendice I consentono la determinazione del peso e del numero atomico di tutti gli elementi di una serie di trasformazioni purché questi siano stati stabiliti per un elemento, p. es., il primo della serie. Una serie di elementi che si trasformano successivamente l'uno nell'altro fino ad un nucleo stabile si dice *famiglia radioattiva*. Le famiglie radio-

attive conosciute sono tre: dell'Uranio-Radio, del Torio e dell'Attinio, ed hanno rispettivamente come capostipite: l'Uranio ($Z=92$,

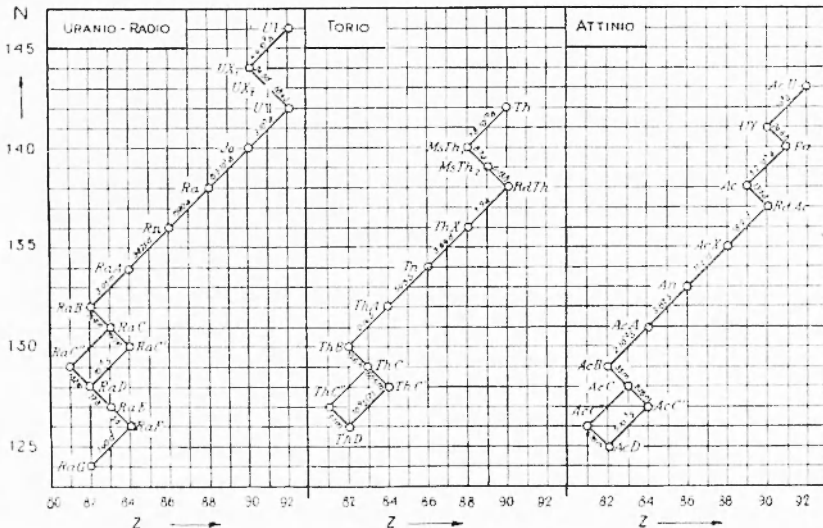


Fig. 21
Famiglie radioattive

$A=238$, $T=4,5 \times 10^9$ anni), il Torio ($Z=90$, $A=232$, $T=1,4 \times 10^{10}$ anni) e un isotopo dell'Uranio (235) ($Z=92$, $A=235$, $T=7,13 \times 10^8$ anni) molto raro in natura (abbondanza percentuale 0,720%).

Il prodotto finale non radioattivo è per ciascuna delle tre famiglie un isotopo del Piombo.

La disposizione dei singoli elementi che compongono le tre famiglie radioattive insieme con le trasformazioni che portano dall'uno all'altro elemento di ciascuna famiglia sono illustrate nella fig. 21 (²⁶) dove in ascissa indicato il numero atomico Z e in ordinata la differenza $N=A-Z$ fra peso atomico e numero atomico. Evidentemente ogni disintegrazione α sposta l'elemento di due posti verso sinistra e due posti verso il basso, ogni disintegrazione β di un posto verso destra ed uno verso il basso.

APPENDICE IV

Fra gli elementi radioattivi compare un solo elemento allo stato gassoso, l'Emanazione, di numero atomico 86. Esso ha le proprietà chimiche di un gas raro e può essere considerato come un omologo superiore dello Xenon. La separazione di questo gas dalla sostanza madre si ottiene facilmente aspirando l'aria che è stata a contatto con quest'ultima. Così si possono ottenere allo stato puro i prodotti successivi i quali costituiscono il *deposito attivo* composto dai corpi A , B , C , C' , C'' , solidi, di periodo piuttosto breve. L'origine di questo nome va ricercata nel fatto che gli atomi formati in conseguenza della trasformazione degli atomi di Emanazione rimangono sospesi nell'aria come una polvere estremamente sottile che si fissa per aderenza sui corpi solidi. La Emanazione bolle a 62°C dimodoché si può fare uso dell'aria liquida per condensarla. Si scioglie nei liquidi in differente misura. Il rapporto fra la concentrazione della Emanazione (in equilibrio) nell'acqua e rispettivamente nell'aria ossia la espressione:

$$a = \frac{v_a Em_{M_2O}}{v_{M_2O} Em_a}$$

(dove v_a , v_{M_2O} sono rispettivamente il volume dell'aria e dell'acqua e Em_a , Em_{M_2O} il contenuto in Emanazione dell'aria e dell'acqua) si dice solubilità e dipende sensibilmente dalla temperatura. Nella tabella 5 riportiamo la solubilità della Emanazione in varie sostanze.

TABELLA V (²⁷)

Olio di oliva e affini	28
Solfuro di Carbonio	23
Trementina, Etere Elitico	

Cloroformio, Acetato di	
Amile	15
Toluolo, Benzolo, Nilolo	13
Olio di vaselina, Petrolio	10
Olio di Paraffina	9
Acetato di Etile	7.4
Acetone	6,3
Alcool Etílico	6.2
Anilina	3,8
Glicerina	1.7

Parecchi corpi solidi (gomma, caucciù ecc.) possono assorbire la Emanazione, ma questo fenomeno è particolarmente esaltato nel carbone.

La Emanazione risulta dal miscuglio di tre isotopi: Radon, Toron ed Actinon, tutti e tre radioattivi α . Il primo deriva dal Radio e si disintegra con un periodo di 3.84 giorni. Il secondo dal Torio X ed ha un periodo di 54.5 secondi. Il periodo del terzo che proviene dall'Attinio X è invece di 3.92 secondi. La considerevole differenza fra i periodi di dimezzamento di queste tre sostanze semplifica notevolmente il processo di separazione della prima dalle seconde.

Poiché il periodo del Radon è molto maggiore di quello del suo deposito attivo, dopo alcune ore il Radon è in equilibrio con quest'ultimo, che per parecchi giorni si mantiene in una quantità press'a poco costante. Si noti infine che contrariamente a quanto accade per le altre due Emanazioni il deposito attivo del Radon non si trasforma immediatamente nel Piombo inattivo ma passa ancora attraverso due elementi a periodo piuttosto lungo il Radio D e il Radio F (Polonio).

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Luglio 1943.

RIASSUNTO

Il presente lavoro costituisce la prima parte di una rassegna sui vari problemi interessanti la radioattività della terra, che è stata effettuata in relazione alla progettazione di un laboratorio per ricerche sulla radioattività della terra presso l'Istituto Nazionale di Geofisica. La prima parte è dedicata esclusivamente ai metodi e agli strumenti da adottare in simili ricerche. È stata inoltre corredata di una appendice nella quale sono ricordate le nozioni di radioattività naturale che intervengono nel corso della trattazione.

BIBLIOGRAFIA

- (1) JACKSON W. J., CAMPBELL J. I., P.: *Am. Inst. of Mining and Met. Eng.* - 1915.
- (2) VERNASKY W.: *Les Problèmes de la Radiogéologie* - Paris 1935.
- (3) ROTHÉ E.: *Les Tremblements de la Terre e la Radioactivité* - Travaux scientifiques, Paris 1916.
- (4) JOLIOT-CURIE J.: *Les Radioéléments naturels* - Paris 1916.
- (5) EVANS R. D., KUP A. F and MOFFER E. G.: *Am. Journ. Sci* - 36, 241, 1933.
- (6) URRY W. D. and PIGGOT C. S.: *Am. Journ. Sci* - 93, 210, 1912.
- (7) RUTHERFORD, CHADWICK and ELLIS: *Radiations from Radioactive Substances* - Cambridge 1935.
- (8) GOLTSMANN J. W. and FITZ - HUGH MARSHALL: *Nucleonics* - 1, 53, 1917.
-- KAHAN T., DELIASSE J., CHAMPEIX R. et BIZOT H.: *Journ. de Phys. et Rad.* - 9, 25, 1943.
- (9) GENTNER W., MEIER - LEIBNITZ H. und BOHNE W.: *Atlas typischer Nebelkammerbildung mit...* - Berlin 1912.
- (10) POWELL C. F. and OCCIALINI G. P. S.: *Nuclear Physics in Photographs* - Oxford 1917.
- (11) DENNERS P.: *Can. J. Research*, - 25 A, 223, 1917.
- (12) KOHLRAUSCH: *Radioaktivität* - Leipzig 1923.
- (13) STRONG J.: *Procedures in Experimental Physics* - N. York 1916.
- (14) GEIGER H. und MÜLLER W.: *Phys. Zs.* - 29, 339, 1923.
- (15) FESTA C.: *Annali di Geofisica* (in corso di stampa).
- (16) GEIGER H. und KLEMPERER O.: *Zs. f. Phys.* - 49, 753, 1923.
- (17) MONTGOMERY C. C. and MONTGOMERY D. D.: *J. of Frank. Inst.* - 231, n. 6, 1911.
- (18) MAZE R.: *Journ. de Phys.* 6, 61, 1916.
- (19) MARTELLI G. e SANTANGELO M.: *N. Cimento*. 5, 374, 1943.
- (20) ALIVERTI G.: *N. Cimento* - 8, 233, 1931. *Z. f. Geophys.* 9, 16, 1933.
- (21) SIZOO G. I. and HOOGTELLING: *Physica* - 13, 517, 1917.
- (22) SIZOO G. I. and HOOGTELLING P. J.: *Physica* - 13, 563, 1917.
- (23) QUERCIA I. F. e TRIBULATO G.: *Rassegna del N. C.* - 3, 119, 1913.
- (24) ISRAËL H.: *Radioaktivität* - Leipzig 1910.
- (25) FLÜGGE S. und MATTAUCH J.: *Kernphysikalische Tabellen* - Berlin 1942.
- (26) RASETTI F.: *Il nucleo atomico* - Bologna (1936).