

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXIII.

1916

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXV.

1° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1916

dappertutto derivata nulla. La sua lunghezza è data dalla formula sopra scritta. E si ha facilmente $l(1) = 1$, e quindi $s(1) = 2$.

7. *Le cose qui dette per le curve continue rettificabili valgono tutte (come si vede aggiungendo ai ragionamenti fatti qualche facile riflessione) ⁽¹⁾ anche per le curve semplicemente rettificabili, definite cioè dalle equazioni $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$, ($a \leq t \leq b$), o dall'altra $y = f(x)$ in ($a \leq x \leq b$), dove le $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$, $f(x)$ sono funzioni a variazione limitata (non necessariamente continue).*

Matematica. — *Sulle varietà algebriche con sistemi regolari di integrali riducibili.* Nota di GAETANO SCORZA, presentata dal Corrispondente G. CASTELNUOVO.

Questa Nota sarà pubblicata nel prossimo fascicolo.

Fisica. — *Intorno ad alcuni modi di calcolare l'esperienza di Clermont-Desormes.* Nota di G. GUGLIELMO, presentata dal Socio P. BLASERNA.

Per ottenere dall'esperienza di Clément e Desormes l'espressione del rapporto $k = c_p/c_v$ dei calori specifici d'un gaz a pressione costante ed a volume costante, si seguono di solito due metodi: uno, dovuto, credo, al Poisson, che suppone la conoscenza della legge delle variazioni adiabatiche di stato e quindi quelle del primo principio di termodinamica e del calcolo non elementare che serve per ottenere tale legge; l'altro, seguito in quasi tutti i trattati di Fisica, che non richiede tali conoscenze, ma che, sebbene elementare, riesce più complicato e più difficile da seguire e a rammentare.

In una Nota precedente ⁽²⁾ ho indicato un metodo di calcolo che, sebbene forse non differisca essenzialmente da quest'ultimo, mi pare più breve e più facile e diretto, ma che però non ha ottenuto l'approvazione del prof. Guido Grassi, il quale trova ⁽³⁾ che ho equivocato, che il mio calcolo è inesatto e che solo, pare, per un caso fortunato sono giunto alla solita espressione del suddetto rapporto, pur basandomi sopra un equivoco ed usando formule inesatte.

Credo necessario ripetere, brevemente, ancora una volta, il mio ragionamento, completandolo con l'aggiunta di qualche schiarimento.

⁽¹⁾ Occorrerà però qualche avvertenza nella definizione di $l(t)$ e di $l(x)$.

⁽²⁾ Rendic. della R. Acc. dei Lincei, 1° sem. 1914.

⁽³⁾ Rendic. della R. Acc. dei Lincei, 1° sem. 1915.

Si abbia 1 gr. di un gaz nelle condizioni p, v, T , e lo si riscaldi di 1° a volume costante, ciò che richiederà una quantità di calore c_v e produrrà un aumento di pressione p/T [poichè $pv = RT$, $xv = R(T+1)$]; dopo lo si lasci dilatare molto rapidamente, finchè la sua pressione sia ridivenuta p , ciò che produrrà un abbassamento di temperatura che indico con δT , un aumento di volume $v(1-\delta T)/T$ [poichè $pv = RT$, $px = R(T+1-\delta T)$] ed il corrispondente lavoro che, senza grande errore, potrà esser considerato come effettuato a pressione costante, sia perchè la variazione della pressione interna è piccolissima, sia perchè quella esterna, che viene superata, è realmente costante.

Allo stesso stato finale del gaz si potrà giungere scaldando il gaz di $1^\circ - \delta T$ a pressione costante, ciò che richiederà una quantità di calore $c_p(1-\delta T)$ ed avrà prodotto lo stesso aumento di volume e, per le ragioni addotte, lo stesso lavoro.

Le due quantità di calore impiegato nei due casi, e producenti effetti uguali, saranno dunque uguali, e si avrà

$$(1) \quad c_p(1-\delta T) = c_v \quad k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{1}{1-\delta T}.$$

Il valore del raffreddamento δT , prodotto dalla rapida dilatazione, è dato dall'esperienza di Clément e Desormes.

Se $p+h$ è la pressione iniziale del gaz nel gran pallone, p quella esterna e quindi quella dello stesso gaz dopo aperto il grosso rubinetto (che viene subito richiuso), e $p+h'$ quella finale, quando il raffreddamento prodotto dalla dilatazione si è dissipato, questo, che è indicato da h' , sarà espresso in gradi da $Th'/(p+h')$ [perchè $pv = R(T-\delta T)$, $(p+h')v = RT$], essendo h la dilatazione che lo ha prodotto.

Siccome, nel caso attuale, $h = p/T$, e quindi $p/Th = 1$ ed $1/T = h/p$, e siccome la temperatura iniziale del gaz che si espande è $T+1$, sarà

$$\delta T = \frac{h'(T+1)}{p+h'} \frac{p}{Th} = \frac{h'}{h} \left(\frac{1+h/p}{1+h'/p} \right)$$

e quindi sarà

$$(2) \quad k = \frac{1}{1 - \frac{h'(1+h/p)}{h(1+h'/p)}} = \frac{h}{h-h'} \left(1 + \frac{h'}{p} \right);$$

ossia, poichè h' è minore di h che è molto piccolo rispetto a p , sarà

$$k = \frac{h}{h-h'}.$$

L'egregio critico m'insegna che ho equivocato nel ritenere che siano uguali le quantità di calore spese nei due casi, perchè sono diversi i lavori dell'espansione adiabatica ed a pressione costante; a me pare, invece, che equivochi egli stesso e che il suo equivoco sia, in certo modo, poliedrico, perchè ha molte faccie.

Anzitutto, come egli stesso riconosce, la differenza fra i due lavori è « piccolissima » nel caso, da me considerato, del riscaldamento di 1° ; e ne segue dunque che, in questo caso, anche la sua critica ha un valore piccolissimo.

Inoltre da ciò si può dedurre, senza grande sforzo d'immaginazione o di calcolo, che basterebbe considerare un riscaldamento minore perchè la differenza dei due lavori ed il valore della critica venissero ancor più ridotti, e che, considerando un riscaldamento infinitesimo (che non ho scelto anche perchè le formule riescono meno semplici), la suddetta differenza ed il suddetto valore diverrebbero nulli o, più esattamente, infinitesimi di 2° ordine.

Il metodo seguito dall'egregio critico per dimostrare l'inesattezza della suddetta formula, il supporla cioè applicata in condizioni più generali di quelle nelle quali fu ottenuta (e che sono poi quelle dell'esperienza alla quale si riferisce), non mi pare nè corretto nè persuasivo; qualsiasi ragionamento e qualsiasi formula possono essere in tal modo dimostrati inesatti.

Con altrettanta ragione l'egregio critico potrebbe biasimare l'uso delle parti proporzionali delle tavole logaritmiche, dimostrando analiticamente che non v'è proporzionalità fra i numeri ed i loro logaritmi, e facendo osservare che $10/1 = 10$, mentre $\log 10 / \log 1 = 1/0 = \infty$.

È anche da notare che, essendo stato ottenuto, col ragionamento criticato, non un « risultato numerico abbastanza esatto », come sottolinea il critico, ma la formula solita, il ragionamento, letto al rovescio, giustifica la premessa, cioè l'ipotesi criticata.

Ma perfino la base stessa della critica è priva di fondamento sicuro.

L'egregio critico, che non si occupa delle condizioni dell'esperienza, suppone che il lavoro dell'espansione adiabatica sia quello teorico che si calcola facendo uso della formula di Poisson, che viene dedotta dall'equazione del primo principio di termodinamica, $Rdq = c_p pdv + c_v vdp$, supponendo che la pressione del gaz sia sempre uguale a quella esterna (nel qual caso non v'è ambiguità nel significato e nel valore di p); supponendo dunque che l'espansione avvenga reversibilmente.

Ora, tale non è il caso nell'esperienza di Clément e Desormes, nella quale l'espansione o la compressione si producono di certo irreversibilmente; quindi, siccome il lavoro teorico reversibile, prodotto da una data variazione di pressione, è massimo, ne segue che quello reale sarà minore, e la differenza fra questo lavoro e quello a pressione costante sarà ancor minore di quella teorica, riconosciuta piccolissima dall'egregio critico.

Questi m'insegna anche come deve essere eseguito con esattezza il calcolo degli effetti dei due riscaldamenti; ma non credo che m'insegni bene. Egli non tiene nessun conto dell'esperienza a cui il calcolo si riferisce, e, per di più, fa sparire l'incognita k che si vuole determinare e che comparirebbe nell'espressione del lavoro adiabatico, perchè a questo sostituisce l'equivalente termico.

Così egli ottiene la differenza $c_p - c_v$ dei calori specifici, mentre se ne cerca il rapporto; e l'ottiene espressa in funzione di quantità che l'esperienza di Clément e Desormes non dà, con una formula nella quale l'espansione adiabatica non entra affatto.

Tutto ciò non turba affatto l'egregio critico, perchè autore di questo ragionamento dovrei esser io, se non equivocassi; ed egli crede d'aver dimostrato « ad esuberanza » che il ragionamento criticato, equivocando è inesatto, non equivocando è inutile.

Ora, sebbene, tenendo conto delle condizioni delle esperienze, io abbia creduto e creda opportuno di ottenere il valore di k considerando gli effetti di due piccoli riscaldamenti del gaz a volume costante e a pressione costante, i quali per la loro piccolezza rendono lecite notevoli semplificazioni, ciò non esclude che si possa ottenere il suddetto valore, anche considerando gli effetti di due riscaldamenti non piccoli, e rinunciando alle semplificazioni.

Riscaldando 1 gr. del gaz di t gradi a volume costante e lasciandolo dilatate adiabaticamente (e, supponiamo, reversibilmente), ciò che produrrà un raffreddamento δt ; oppure riscaldando il gaz di $t - \delta t$ gradi a pressione costante, il gaz in entrambi i casi sarà giunto allo stesso stato finale, ed il calore da esso acquistato sarà lo stesso, uguale al calore impiegato, diminuito del lavoro ottenuto. Si avrà dunque

$$c_v \cdot t - L_q = c_p (t - \delta t) - L_p,$$

indicando con L_q ed L_p i lavori adiabatico ed a pressione costante. Siccome l'aumento di volume del gaz è $v(t - \delta t)/T$, sarà

$$L_p = pv(t - \delta t)/T = R(t - \delta t) = (c_p - c_v)(t - \delta t),$$

e quindi si ha

$$c_v \cdot t - L_q = c_p(t - \delta t) - (c_p - c_v)(t - \delta t).$$

ossia:

$$c_v \delta t = L_q.$$

Questa equazione esprime che il calore perduto dal gaz per effetto della espansione adiabatica, espresso in ergs, è uguale al lavoro prodotto da essa; e tralasciando il calcolo precedente si può prenderla come punto di partenza di un modo molto diretto per calcolare k , esattamente o con vari gradi di approssimazione.

Riferendosi all'esperienza di Clément e Desormes, siano $p_1 v_1 T_1$, $p_2 v_2 T_2$, $p_3 v_3 T_3$ le condizioni del gaz del gran pallone nelle tre fasi dell'esperienza, cioè inizialmente, appena aperto e subito richiuso il grosso rubinetto, e quando il raffreddamento prodotto dalla espansione si è dissipato. Sarà dunque p_2 la pressione esterna, $p_1 = p_2 + h$, $p_3 = p_2 + h'$, essendo h ed h' le pressioni indicate dal manometro ad aria libera; ed inoltre sarà $T_1 = T_3 = T$ la temperatura ambiente, e $T_2 = T - \delta T$, essendo δT il raffreddamento suddetto. Convieni notare che, essendo il volume del gaz, nella 2^a e 3^a fase, lo stesso, sarà $p_2/p_3 = T_2/T_3$.

Il lavoro prodotto dalla dilatazione adiabatica sarà

$$\int_{p_1}^{p_2} p dv = \frac{1}{k} \int_{p_2}^{p_1} v dp = \frac{p_2^{1/k} v_2}{k} \int_{p_2}^{p_1} p^{-1/k} dp = \frac{p_2 v_2}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1-1/k} - 1 \right];$$

e tenendo conto che $RT_2 = p_2 v_2$ e che $R = c_p - c_v$, si avrà per effetto della suddetta eguaglianza,

$$c_v \cdot \delta T = c_v T_2 \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1-1/k} - 1 \right].$$

Ora, come si è visto, $\delta T = h' T_3 / (p + h') = (p_3 - p_2) T_3 / p_3$; si avrà dunque

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1-1/k} = 1 + \frac{p_3 - p_2}{p_3} \frac{T_3}{T_2} = 1 + \frac{p_3 - p_2}{p_2} = \frac{p_3}{p_2},$$

ossia

$$(3) \quad \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{k-1} = \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^k, \quad k = \frac{\log p_1 - \log p_2}{\log p_1 - \log p_3},$$

lo stesso valore che si ottiene col calcolo di Poisson e che, siccome le pressioni sono poco differenti, può ridursi a $k = h / (h - h')$.

Siccome la piccolezza della variazione adiabatica di pressione consente questa semplificazione della formola, può toruare comodo di tener conto di questa piccolezza, fin da principio, nel calcolo, che può essere in tal modo molto semplificato, del lavoro adiabatico.

Così, nel caso in cui la variazione di pressione sia tanto piccola da potersi trascurare, la suddetta uguaglianza ci dà

$$c_v \delta T = p(v - v');$$

e siccome dalla 1^a e 3^a fase, a temperature uguali, dell'esperienza, si ha

$$(p + h)v = (p + h')v', \quad \text{ossia } v - v' = v(h - h') / (p + h'),$$

e $\delta T = h' T / (p + h')$, si ha

$$c_v T \frac{h'}{p + h'} = \frac{pv(h - h')}{p + h'};$$

e, poichè $pv = RT$, $R = (c_p - c_v)$, si ottiene

$$(4) \quad k - 1 = \frac{h'}{h - h'} \quad k = \frac{h}{h - h'}$$

Questo modo di ottenere il valore di k è ancor più semplice di quello esposto nella Nota precedente ed in principio della presente, ma suppone che sia già nota l'equivalenza fra calore e lavoro. Siccome l'ipotesi su cui si basano è approssimativa, le formule (2) e (4) sono approssimativamente, non rigorosamente, uguali.

Un modo di calcolare il lavoro adiabatico, che, sebbene elementare, è più esatto del precedente, si ha supponendo che in $\int p dv$ la pressione sia bensì costante, ma uguale alla media del valore iniziale e di quello finale, e similmente che in $\int v dp/k$ sia costante ed uguale al valor medio il volume, ciò che equivale a sostituire la corda all'arco nell'area che rappresenta il lavoro e che è limitata dall'arco di curva adiabatica ($pv^k = \text{cost}$) e dalle due ordinate estreme.

Così, essendo $p + h$ e p i valori estremi della pressione, e v, v' quelli corrispondenti del volume, esso lavoro (tenendo conto del suddetto valore di $v - v'$) potrà essere espresso da

$$(p + \frac{1}{2}h) \frac{h - h'}{p + h'} v \quad \text{oppure da} \quad (v + \frac{1}{2} \frac{h - h'}{p + h'} v) \frac{h}{k}$$

Uguagliando queste due espressioni, si ottiene

$$k = \frac{h}{h - h'} \frac{1 + (h + h')/2p}{1 + h/2p}$$

ossia, con molta approssimazione,

$$(5) \quad k = \frac{h}{h - h'} \left(1 + \frac{h'}{2p} - \frac{hh'}{hp^2} + \dots \right)$$

dove appare il piccolo errore che si commette usando la solita formula.

Se invece si uguaglia a $c_v \delta t$ ossia a $c_v h' T / (p + h')$, la prima delle suddette espressioni del lavoro adiabatico, si ottiene

$$c_v \frac{h' T}{p + h'} = (p + \frac{1}{2}h) \frac{v(h - h')}{p + h'} \quad , \quad \frac{h'}{h - h'} = \frac{1}{c_v} \frac{v}{T} (p + \frac{1}{2}h) ,$$

ossia

$$(6) \quad \frac{R}{c_v} \left(1 + \frac{h}{2p} \right) = \frac{h'}{h - h'} \quad k = 1 + \frac{h'}{h - h'} \frac{1}{1 + h/2p}$$

Uguagliando invece $c_v \delta T$ al secondo dei suddetti valori, si ha

$$c_v \frac{h'T}{p+h'} = v \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h-h'}{p+h'}\right) \frac{h}{k} \quad \frac{h'}{h} = \left(1 + \frac{h'}{p}\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h-h'}{p+h'}\right) \frac{k-1}{k}$$

relazione la quale, sebbene d'apparenza più complicata, non differisce essenzialmente dalle precedenti.

È difficile stabilire quale fra i precedenti valori corrisponda meglio alle condizioni dell'esperienza.

Ai calcoli precedenti, come pure a quello di Poisson, si possono fare varie obiezioni che rendono assai dubbio il grado d'esattezza teorica di cui essi sono suscettibili.

In primo luogo, essi si riferiscono ad una massa determinata di gaz, quale potrebbe aversi producendo la variazione adiabatica di volume mediante uno stantuffo; ma con questa disposizione lo stantuffo sottrarrebbe una parte non trascurabile del calore prodotto dalla compressione, oppure riscalderebbe il gaz che, dilatandosi, si raffredda; e perciò (suppongo) Kohlrausch (Pogg. Ann., 136), che appunto esercitava nel gaz la rarefazione mediante un colpo di stantuffo, ottenne per k valori assai minori del vero.

Se invece, come di solito, si lascia che il gaz, un po' compresso, si espanda nell'atmosfera, o che un po' rarefatto, riceva aria dall'esterno, la massa del gaz, e quindi la variazione della quantità di calore che essa possiede, non sono ben determinate, poichè una parte del gaz dell'esperienza sfugge, oppure ad esso si aggiunge aria esterna.

Inoltre l'irreversibilità della variazione rapida di pressione lascia dubbio quale sia il valore reale del lavoro corrispondente, e solo può dirsi che quello che corrisponde alla variazione reversibile, e che conduce alla formula logaritmica (3), è certamente troppo grande, e che quello a pressione costante uguale a quella esterna, e che conduce alla formula (4), è minore del vero; forse la media dei due valori è preferibile ad entrambi, che del resto sono poco differenti, perchè h/p è, di solito, molto piccolo.

Una obiezione, che pone in dubbio la base stessa dei calcoli suddetti, sta in ciò, che non è punto evidente che nel passaggio di un gaz da un ambiente in un altro (o nell'atmosfera), ove la pressione sia minore, si abbia produzione di lavoro, ed anche, ammesso ciò, che esso sia espresso da $\int p dv$ e non da $\int h dv$. Basti il notare che l'interposizione di un tampone poroso (esperienza di Joule e Thomson) rende nullo l'effetto termico, ciò che prova che non vi è il lavoro equivalente.

Il primo principio di termodinamica, che è certamente e sempre soddisfatto, stabilisce che il lavoro prodotto o assorbito ed il calore scomparso o apparso sono eguali, ma non quale sia esso lavoro; ed anche il secondo principio, stabilendo che la formula di Poisson vale quando l'entropia è co-

stante, ossia quando $c_v dT + dl = 0$, non dà alcun indizio sul valore dei singoli termini.

Il valore dell'effetto termico potrà essere ottenuto solo mediante la teoria cinetica dei gaz, considerando che, per effetto della differenza di pressione, e quindi di densità del gaz nei due ambienti, si produce un moto statistico (non già prodotto dall'azione di forze) del gaz da un ambiente verso l'altro, e che, per effetto degli urti nel recipiente ove la pressione è maggiore, le molecole della corrente subiscono un aumento di velocità nella direzione del moto; si avrà così un trasporto di calore nel senso del moto.

Ne seguirebbe, dunque, che finora il calcolo dell'esperienza di Clément e Desormes è affatto empirico, ammissibile solo perchè dà valori concordi con quelli ottenuti dagli altri metodi.

Alla fine della Nota citata ho indicato molto brevemente ed affrettatamente come nell'esperienza di Clément e Desormes si abbia un mezzo elementare molto semplice per dimostrare la trasformazione del calore in lavoro e viceversa, e per dedurne l'equivalente meccanico della caloria. (Con vantaggio della chiarezza e con una piccola diminuzione nell'esattezza, la compressione o rarefazione potrebbe esser prodotta mediante uno stantuffo).

Così, per es., in una esperienza nella quale fu $h = 14$ cm. d'acqua, $h' = 4$ cm. alla temperatura di 27° , ossia 300 assoluti, ed alla pressione esterna di 1000 cm., il lavoro della dilatazione misurato in Kgr. cm. (ossia prendendo come unità di forza il Kgr., come unità di lunghezza il cm., come unità di pressione il Kgr. per cm^2) era $v(h - h') = v(0,014 - 0,004) = v/100$ Kgr. cm., ossia $v \cdot 10^{-4}$ chilogrammetri, mentre il calore perduto dal gaz nel produrre la dilatazione era $vD \cdot c_v \cdot \Delta T$, ossia $vD c_v hT/p$, cioè $v \cdot 0,00120 \cdot 0,17 \cdot 300 \cdot 0,004$ gr. calorie approssimativamente, cioè $0,25 \cdot 10^{-6}$ Kgr. calorie e l'equivalente meccanico risulta $10^{-4} / 0,25 \cdot 10^{-6}$ ossia 400 Kgrm.

L'egregio critico fa ancora notare il supposto equivoco del quale ha già riconosciuto la piccolissima importanza; poi, continuando, scrive: « Volendo semplificare il calcolo della pressione adiabatica, l'A. arriva a porre $p dv = -v dp$; ora questa condizione equivale a supporre che la trasformazione sia isotermica e non adiabatica. Se, ciononostante, l'A. giunge infine a scrivere esattamente l'ultima formula che dà l'equivalente meccanico, ciò dipende dall'aver egli supposto che nell'esperienza di Clément e Desormes il valore di h sia dato esattamente dal rapporto fra le differenze di pressione osservate, mentre quello non è che una espressione approssimata; l'espressione esatta è quella in funzione dei logaritmi delle pressioni, che l'A. stesso ha ricordato (ricavato) in principio della sua Nota ».

Risulta, da ciò, che l'egregio critico ritiene che si possa dedurre una relazione esatta da un'equazione erronea nella quale uno dei membri è 1,4 volte (1,67 volte se il gaz è monoatomico) maggiore dell'altro.

Astenendomi dal giudicare questa sua opinione, mi preme notare che essa non trova nessun appoggio nel ragionamento criticato. Dalla suddetta equazione non venne dedotta nessuna relazione esatta (e neppure nessuna erronea), ed essa non venne dedotta con nessun ragionamento. Essa, che è contenuta in un brevissimo inciso « (cioè $p dv = -v dp$) » è dovuta unicamente al seguente errore di trascrizione, sfuggito appunto perchè non se ne fece uso.

Ponendo, nella relazione $p(v - v') = v(h - h')$, dv invece di $v - v'$, sbadatamente, parve naturale di porre $h - h' = dh$ ossia $= dp$. Invece, siccome quando la pressione passa da $p + h$ a p , il volume varia da v a v' , se $v - v' = dv$ sarà $h = dp$. (Inoltre h ed h' sono due diversi dp : totale il primo, causato dalla variazione del volume e della temperatura; parziale l'altro, causato dalla variazione della sola temperatura; e la loro differenza non potrebbe esser rappresentata da un solo simbolo).

Quindi, siccome dalla relazione $k = h/(h - h')$, esatta nel caso suddetto di variazioni infinitesime, si ricava $h - h' = kh = kdp$, la relazione $p(v - v') = v(h - h')$ avrebbe dovuto esser trascritta $p dv = -v dp/k$.

Il valore esatto dell'equivalente meccanico è stato dedotto invece dalla espressione approssimata del lavoro $v(h - h')$, che rimane quindi (nelle condizioni dell'esperienza) dimostrata.

Chimica. — Ricerche sulle combinazioni subalogenate di alcuni elementi. V: Sul cosiddetto sottocloruro di bismuto. Nota di L. MARINO e R. BECARELLI, presentata dal Socio R. NASINI.

Riferiamo in questa Nota i risultati delle ricerche da noi proseguite sul sistema bismuto-cloro, in analogia con quanto abbiamo già fatto a proposito dei miscugli di bismuto-iodio e di bismuto-bromo (1).

Presentandosi anche qui le stesse cause di errore per quelli già ricordati, fu necessario servirsi dei soliti tubi e operare sempre su 50 gr. di miscuglio, che riscaldavamo nel solito dispositivo. Data l'avidità con la quale il tricoloruro attira l'acqua, non trovammo conveniente di preparare sinteticamente, meno che per le concentrazioni a basso tenore in cloro, i nostri miscugli negli stessi tubi nei quali doveva più tardi essere eseguita la fusione. Si finisce sempre coll'introdurre qualche traccia di umidità che non è più cosa facile eliminare. È vero che le ulteriori esperienze ci hanno dimostrato non essere i risultati termici influenzati da piccole quantità di ossicloruro; ma queste nel caso nostro, dovevano essere assolutamente evitate, sia perchè occorreva stabilire la natura della sostanza solida che si genera intorno a

(1) Ved. Rend. R. Acc. Lincei, XXI [5], pag. 695; ibid. XXIV [5], pag. 625; ibid. XXV [5] pag. 105 e 171. Per quanto riguarda il contributo sperimentale portato da ciascuno di noi nell'esecuzione del presente lavoro, vedere la Nota II in questi Rendiconti, XXIV [5], pag. 625.