

SAGGIO D' ESTENSIONE
DELLA TEORIA CINETICA DEL BOLTZMANN
AL CASO DI FORZE ESTERNE
DIPENDENTI DALLE VELOCITÀ MOLECOLARI.

DOTT. G. POLVANI.

Parte Seconda.

(*Continuazione e fine. Vedi: Vol. XIX - 1.º Sem. - Fasc. 4.º - pag. 173*).

§ 10. — Lo studio della legge di ripartizione delle velocità degli elettroni liberi di un metallo, nell'ipotesi che questo sia sottoposto all'azione di campi magnetici od elettrici costanti nel tempo, mi sembra che porga esempio semplice d'applicazione dei risultati ottenuti nei §§ precedenti.

Ricordiamo brevissimamente come, secondo le vedute più recenti, si ammetta che nell'interno di un metallo si muovano un numero grandissimo di elettroni liberi. Gli autori di questa teoria, per altro, non sono concordi tra loro: alcuni per esempio, ammettono che le cariche liberamente mobili nell'interno del metallo siano costituite solo da cariche negative, altri anche da positive altri infine da un numero indeterminato di specie di cariche positive, e negative. Tali complicazioni benchè facilitino notevolmente la spiegazione di alcuni fenomeni (Hall, Corbino), hanno sollevato decise critiche ¹⁾. Per il mio fine bastano le ipotesi più semplici che, in sostanza, sono quelle J. J. Thomson ha riassunto nel suo classico libro « *Conduction of Electricity through Gases* » ²⁾.

Gli elettroni liberi che si trovano in un metallo si comportano similmente ad un gas perfetto che sia racchiuso in un volume uguale a quello occupato dal metallo: cosicchè

¹⁾ Vedi, per esempio: Richardson, *The Electron Theory of Matter*; cap. XVII.

²⁾ Vedi § 106 della seconda edizione.

all'insieme di tutti questi elettroni — che fungono da molecole gassose — risultano applicabili le leggi della teoria cinetica dei gas.

Il metallo esercita un'attrazione sugli elettroni: questa si rende efficace solo in vicinanza della superficie del metallo; nell'interno si annulla quale somma di componenti a due a due contrarie, e all'esterno, a distanza sensibile dalla superficie, è insignificante.

Considereremo questa forza attrattiva di natura elettrica; e perciò ammetteremo che torno torno al metallo, esista un campo elettrico F capace di richiamare verso il metallo gli elettroni liberi.

Questi quindi per poterlo abbandonare e sottrarsi alla sua azione attrattiva debbono possedere un'energia cinetica sufficiente per attraversare lo strato superficiale del metallo dove questa azione si rende apprezzabile. Se — come è per le molecole di un gas — l'energia cinetica media di un elettrone è proporzionale alla temperatura assoluta, il numero degli elettroni che riusciranno a lasciare il metallo sarà tanto più grande quanto più elevata sarà la temperatura. Si spiega così il ben noto effetto dell'emissione di elettricità negativa dai metalli incandescenti.

Pur tuttavia sarà plausibile ammettere che il numero degli elettroni liberi di un metallo rimanga statisticamente costante almeno in un certo intervallo di tempo durante il quale le condizioni del metallo possono ritenersi come immutate: il che sarà verificato senz'altro quando la temperatura non sia molto elevata o se è molto elevata quando si ammetta che il metallo riproduca un numero di elettroni liberi uguali a quello che perde.

Secondo queste ipotesi quando gli elettroni liberi ed interni al metallo si trovano sottoposti all'azione di forze esterne che non variano col tempo nè dipendono dalle velocità possedute dagli stessi elettroni, la legge di ripartizione delle velocità è naturalmente quella del Maxwell. E potremo

scrivere, nel supposto particolare che il metallo sia a temperatura uniforme, che *nessuna* forza esterna agisca sugli elettroni liberi e che lo stato stazionario sia raggiunto:

$$(53) \quad f d\xi d\eta d\zeta = f_0 e^{-hm'(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} d\xi d\eta d\zeta$$

dove si è indicato con $f d\xi d\eta d\zeta$ il numero di quegli elettroni contenuti nell'unità di volume che hanno le componenti delle loro velocità comprese tra

$$(54) \quad \xi \text{ e } \xi + d\xi, \quad \eta \text{ e } \eta + d\eta, \quad \zeta \text{ e } \zeta + d\zeta,$$

con m' la massa dell'elettrone, con f_0 ed h delle costanti e, al solito, con e la base dei logaritmi neperiani.

§ 11. — Supponiamo ora il medesimo metallo sottoposto alla *sola* azione di un campo magnetico costante \mathbf{H} ; e supponiamo anche che esso sia nel vuoto, abbia temperatura uniforme e non si sposti rispetto al campo.

Riferiamoci a quando lo stato stazionario è raggiunto.

L'equazione del movimento dell'elettrone libero generico sarà

$$(55) \quad \mathbf{A} = - \frac{1}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} \mathbf{V} \wedge \mathbf{H}$$

dove \mathbf{A} , \mathbf{V} , ε sono rispettivamente l'accelerazione, la velocità e il valore assoluto della carica posseduta dall'elettrone; c è la velocità di propagazione della luce nel vuoto.

Scalarmente indicate con \overline{X} , \overline{Y} , \overline{Z} le componenti di \mathbf{A} , la (55) può scriversi

$$(56) \quad \left\{ \begin{array}{l} \overline{X} = - \frac{1}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} (\eta H_z - \zeta H_y) \\ \overline{Y} = - \frac{1}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} (\zeta H_x - \xi H_z) \\ \overline{Z} = - \frac{1}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} (\xi H_y - \eta H_x) \end{array} \right.$$

Palesemente le funzioni \overline{X} , \overline{Y} , \overline{Z} , soddisfano alla condizione

$$\frac{\partial \overline{X}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{Y}}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{Z}}{\partial \zeta} = 0$$

e non diventano infinite per valori finiti di ζ , η , ξ .

All'insieme di tutti gli elettroni liberi del metallo saranno applicabili quindi i risultati del § 7. Perciò:

Sotto la sola azione di un campo magnetico costante la ripartizione delle velocità degli elettroni liberi nell'interno di un metallo si mantiene ancora maxwelliana.

Le equazioni (56) possono identificarsi con le (41) pur di porre

$$(57) \quad \lambda = \mu = \nu = 0$$

$$(58) \quad \left\{ \begin{array}{l} X = \overline{X} \quad , \quad Y = \overline{Y} \quad , \quad Z = \overline{Z} \\ \alpha_1 = \frac{H_x}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} \quad , \quad \alpha_2 = \frac{H_y}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} \quad , \quad \alpha_3 = \frac{H_z}{c} \cdot \frac{\varepsilon}{m'} \end{array} \right.$$

e perciò varranno i risultati del § 9. Questi porterebbero a concludere che l'unico movimento d'insieme che potrebbero assumere gli elettroni liberi del metallo sarebbe un movimento rototraslatorio: ciò è assurdo. Nel caso in questione non si può avere che $u = v = w = 0$ ¹⁾.

E la legge di ripartizione delle velocità degli elettroni nella ipotesi che il metallo sia sottoposto all'azione di un campo magnetico costante, prende la forma

$$(59) \quad \overline{f} d\xi d\eta d\zeta = \overline{f}_0 e^{-\frac{\hbar}{m'}(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} d\xi d\eta d\zeta$$

indicando con $\overline{f} d\xi d\eta d\zeta$ il numero di quegli elettroni contenuti nell'unità di volume che hanno le componenti delle loro velocità comprese tra i limiti (54) e con \overline{f}_0 , \hbar delle costanti. Dal confronto della (59) con la (53) si conclude che la fun-

¹⁾ Per togliere ogni dubbio su questo punto basta manifestamente escludere dalle nostre considerazioni i superconduttori.

zione \bar{f} può differire dalla f solo se le due costanti \bar{f}_0 , \bar{h} non coincidono rispettivamente f_0 , h .

§ 12. — La (59) dà dunque, nel caso ora considerato che il metallo sia sottoposto all'azione di un campo magnetico, la legge di ripartizione delle velocità degli elettroni liberi.

Quando si consideri invece il medesimo metallo non sottoposto all'azione di un campo magnetico, nè di altre forze esterne che possano agire sugli elettroni liberi e lo si supponga a temperatura uniforme, la legge di ripartizione sarà data dalla (53). Vediamo quale relazione intercede tra queste due leggi di ripartizione relative ai due casi ora nominati.

Nel primo caso (quello cioè a cui si riferisce la (53)), il numero degli elettroni liberi contenuti nell'unità di volume sia n ; nel secondo caso, (quello a cui si riferisce la (59)), il numero degli elettroni liberi contenuti nell'unità di volume sia invece \bar{n} .¹⁾

Per note formule della teoria cinetica è:

$$(60) \quad n = f_0 \sqrt{\frac{\pi^3}{h^3 m'^3}} \quad , \quad \bar{n} = \bar{f}_0 \sqrt{\frac{\pi^3}{\bar{h}^3 m'^3}}$$

e quindi ancora, posto $\gamma^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$,

$$(61) \quad \left\{ \begin{aligned} f &= n \sqrt{\frac{h^3 m'^3}{\pi^3}} e^{-hm'\gamma^2} & \bar{f} &= \bar{n} \sqrt{\frac{\bar{h}^3 m'^3}{\pi^3}} e^{-\bar{h}m'\gamma^2} \end{aligned} \right.$$

Indicando poi con $(\gamma^2)^*$ e con $(\bar{\gamma}^2)^*$ i valor medi dei quadrati delle velocità possedute dagli elettroni liberi nei due casi, avremo per note formule:

$$(\gamma^2)^* = \frac{3}{2 h m'} \quad , \quad (\bar{\gamma}^2)^* = \frac{3}{2 \bar{h} m'} .$$

¹⁾ Tanto n , quanto \bar{n} sono costanti in tutto il volume del metallo.

Se si suppone di considerare il metallo sempre alla stessa temperatura, sarà $(\gamma^2)^* = (\bar{\gamma}^2)^*$ e perciò :

$$h = \bar{h}$$

$$f = n \sqrt{\frac{h^3 m'^3}{\pi^3}} \cdot e^{-hm'\gamma^2} \quad , \quad \bar{f} = \bar{n} \sqrt{\frac{\bar{h}^3 \bar{m}'^3}{\pi^3}} \cdot e^{-h\bar{m}'\bar{\gamma}^2}$$

ed infine, a parità di ξ , η , ζ ,

$$(62) \quad \frac{\bar{f}}{f} = \frac{\bar{n}}{n} .$$

Relativamente alla (62) si possono fare due ipotesi: o $n = \bar{n}$, ovvero $n \neq \bar{n}$.

Colla prima ipotesi si ammette che un campo magnetico non influisca sul numero degli elettroni liberi di un metallo contenuti nell'unità di volume; *in questa ipotesi è identicamente $f = \bar{f}$, cioè la legge di ripartizione delle velocità degli elettroni liberi, rimane la stessa nell'uno e nell'altro caso.*

Nella seconda ipotesi la (62) dà la relazione cercata che intercede tra le due leggi di ripartizione delle velocità degli elettroni; relazione che esprime non esser cambiato che il numero degli elettroni per unità di volume, ossia la densità del gas elettronico.

Sempre riferendoci a questi due casi, indichiamo rispettivamente con l , \bar{l} i cammini medi liberi percorsi dagli elettroni liberi del metallo. Avremo, colcolandoli, al solito come quozienti tra velocità medie e numero degli urti nell'unità di tempo

$$(63) \quad \frac{l}{\bar{l}} = \frac{\bar{n}}{n} .$$

Ora la traiettoria compiuta da un elettrone tra due urti successivi, sotto l'azione del campo magnetico non è rettilineo, mentre è rettilinea (giusto le ipotesi della teoria cinetica) nel caso in cui nessuna forza esterna agisca sugli elettroni del metallo. La (63) mostra che la lunghezza del cammino medio libero degli elettroni non dipende dal campo

magnetico benchè sotto l'azione di questo la traiettoria percorsa dagli elettroni tra due urti successivi non è più rettilinea, *ma che può dipendere dal campo magnetico, solo se questo influisce sul numero degli elettroni liberi del metallo contenuti nell'unità di volume.*

§ 13. — Dalle ipotesi che abbiamo ammesso sulla costituzione di un metallo consegue che torno torno alla sua superficie viene a formarsi un'atmosfera — per così dire — di elettroni liberi, rattenuta dal campo F .

Immaginiamo ora di condurre una superficie ideale Σ che si appoggi a tutti gli atomi che costituiscono la superficie libera del metallo. Questa superficie Σ divide evidentemente l'insieme di tutti gli elettroni liberi del metallo in due gruppi: quello degli elettroni esterni a Σ e quello degli elettroni interni.

Si può pensare che ciò che sopra abbiamo chiamato atmosfera di elettroni liberi, sia appunto il gruppo degli elettroni esterni a questa superficie.

Sappiamo che i campi elettrostatici non penetrano nell'interno di un metallo; ebbene precisiamo questo fatto ammettendo che le linee di forza di un campo elettrostatico nel quale giace un metallo terminino (dalla parte del metallo) proprio alla superficie Σ ; quando il metallo è elettricamente in equilibrio, il potenziale sopra questa superficie e nell'interno non potrà avere che piccolissime differenze ristrette ad estensioni dell'ordine delle dimensioni atomiche e quindi potrà ritenersi come costante.

Consideriamo ora un metallo sottoposto nel vuoto all'azione simultanea di un campo elettrostatico E e di un campo magnetico H , costanti. Se il metallo è a temperatura uniforme e non si sposta rispetto alle linee di forza dei due campi, e non è sottoposto all'azione di altre forze esterne, nessun movimento d'insieme di elettroni liberi potrà verificarsi in seno o alla superficie del metallo quando lo stato stazionario sia raggiunto.

Perciò, benchè incessantemente attraverso alla superficie Σ passino degli elettroni liberi, noi potremo supporre — senza con questo alterare lo stato stazionario — che Σ formi un setto rigido, tale che gli elettroni che lo urtano vi rimbalzino sopra senza perdere niente della propria energia cinetica.

In questo modo si possono studiare, separatamente l'una dall'altra, le due parti in cui l'insieme di tutti gli elettroni liberi del metallo è diviso da Σ .

È evidente allora che per gli elettroni interni a Σ valgono tutte le conclusioni del § precedente, perchè essi sono sottoposti alla sola azione del campo magnetico, il campo elettrico non estendendosi internamente a Σ . Gli elettroni esterni a Σ saranno invece sottoposti all'azione del campo magnetico \mathbf{H} e del campo elettrico esterno \mathbf{E} . L'equazione del movimento di un elettrone libero esterno a Σ , si ricava dalla (54) aggiungendo al secondo membro il vettore

$$-\frac{\varepsilon}{m'} [\mathbf{E} + \mathbf{F}] .$$

Considerando le funzioni potenziali U , V per le quali

$$\mathbf{E} = \text{grad } U \quad , \quad \mathbf{F} = \text{grad } V$$

avremo :

$$(64) \quad \left\{ \begin{array}{l} \overline{X} = -\frac{1}{c} \frac{\varepsilon}{m'} (\eta H_z - \zeta H_y) + \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial x} \\ \overline{Y} = -\frac{1}{c} \frac{\varepsilon}{m'} (\zeta H_x - \xi H_z) + \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial y} \\ \overline{Z} = -\frac{1}{c} \frac{\varepsilon}{m'} (\xi H_y - \eta H_x) + \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial z} \end{array} \right.$$

dove le notazioni hanno il solito significato. Le (64) coincidono con le (41) pur di porre le (58) e

$$\lambda = \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial x} \quad , \quad \mu = \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial y} \quad , \quad \nu = \frac{\varepsilon}{m'} \cdot \frac{\partial(U+V)}{\partial z} .$$

Varranno quindi le conclusioni del § 9; e poichè tra gli elettroni liberi del metallo non si verificano, per le poste con-

dizioni, movimenti d'insieme, la legge di ripartizione delle velocità degli elettroni esterni a Σ , sarà espressa dall'equazione (analoga a quella dell'atmosfera dei pianeti)

$$(65) \quad \bar{f}_e = a e^{-hm' \left(\gamma^2 - 2 \frac{e}{m'} [U+V] \right)}$$

dove $\gamma^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$, a ed h sono opportune costanti numeriche, \bar{f}_e è definita similmente alla \bar{f} del § 11, e alla \bar{f} si è apposto l'indice e per indicare che la legge di ripartizione è relativa agli elettroni esterni a Σ .

Per gli elettroni interni a Σ avremo

$$(66) \quad \bar{f}_i = \bar{n} \sqrt{\frac{h^3 m'^3}{\pi^3}} e^{-hm' \gamma^2}$$

dove la \bar{f}_i è definita analogamente alla \bar{f}_e , ed \bar{n} è il numero degli elettroni liberi contenuti nell'unità di volume internamente al metallo. Poichè il metallo è a temperatura uniforme, la costante h che compare nella (66) è uguale alla h che compare nella (65). Inoltre n ed a debbono essere legati dalla relazione :

$$(67) \quad \bar{n} \sqrt{\frac{h^3 m'^3}{\pi^3}} = a e^{2h\varepsilon[U+V]}$$

(dove U_i , V_i , sono i valori di U , V sulla superficie Σ) inquantochè \bar{f}_e ed \bar{f}_i debbono assumere, a parità di γ , lo stesso valore sulle due faccie di Σ .

Dalla eliminazione della a tra la (65) e la (67) abbiamo :

$$(68) \quad \bar{f}_e = \bar{n} \sqrt{\frac{h^3 m'^3}{\pi^3}} e^{2h\varepsilon[U+V-U_i-V_i]-hm' \gamma^2}.$$

Relativamente alle (66), (68) osserviamo che gli elementi del campo magnetico \mathbf{H} non possono che comparire in \bar{n} e in V , V_i ; e ciò solo se un campo magnetico influisce sul numero degli elettroni liberi del metallo e sulla distribuzione degli atomi alla superficie del metallo. In altri termini *il campo magnetico non ha azione diretta sulla ripartizione delle*

velocità degli elettroni liberi di un metallo, benchè per azione elettromagnetica agisca direttamente sul movimento dei singoli elettroni liberi; ma può avere una azione indiretta se altera la costituzione fisica del metallo.

§ 14. — Questo risultato — lo stesso in ultima analisi di quello ottenuto in fine del § 12 — è generalizzabile.

Poichè la forza che per azione di un campo magnetico agisce sopra una carica elettrica in moto, è evidentemente del tipo di quelle considerate nel § 9 ¹⁾, si può concludere che quando all'azione di forze esterne che soddisfano alla condizione (29) e che portino ad uno stato stazionario degli elettroni liberi del metallo senza movimenti d'insieme, si unisce l'azione dovuta ad un campo magnetico costante, lo stato stazionario non viene turbato se non in quanto il campo magnetico può far variare il numero degli elettroni liberi presenti nel metallo e il campo **F**.

Perciò dal punto di vista puramente cinetico statistico è nulla ogni influenza immediata del campo magnetico costante sulla legge di ripartizione della velocità degli elettroni, negli stati stazionari che non presentino movimenti di insieme ²⁾.

Così — ad esempio — se si prende a fare il calcolo del numero *i* degli elettroni liberi che escono nell'unità di tempo, dall'unità di superficie di un metallo incandescente non sottoposto all'azione di un campo magnetico, avremo la nota formola: ³⁾

$$(69) \quad i = \frac{\alpha}{\sqrt{6}\pi} \left(\frac{\theta}{m'} \right)^{1/2} \cdot n \cdot e^{-\frac{w}{\beta\theta}}$$

¹⁾ Confronta le equazioni (41) dopo avervi fatto $\lambda = \mu = \nu = 0$.

²⁾ Tale risultato vale evidentemente anche per un gas qualsiasi e per tutte le forze del tipo (41) (dove sia fatto $\lambda = \mu = \nu = 0$), quando lo stato stazionario non presenti movimenti d'insieme.

³⁾ J. J. Thomson., loc. cit. § 107; le lettere *n*, *e* sostituiscono le lettere *N*, *e* usate dall'Autore inglese.

dove α , β sono costanti universali, w è il lavoro necessario per estrarre un corpuscolo dal metallo, θ è la temperatura assoluta ed n il numero degli elettroni liberi contenuti nell'unità di volume del metallo. Rifacendo il medesimo calcolo nell'ipotesi che il metallo sia sottoposto all'azione di un campo magnetico \mathbf{H} , avremo invece

$$(69') \quad i = \frac{\alpha}{\sqrt{6} \pi} \left(\frac{\theta}{m'} \right)^{1/2} \cdot \bar{n} \cdot e^{\frac{-w}{\beta \theta}}$$

\bar{n} , \bar{w} avendo i medesimi significati di n , w e differendone eventualmente in valore.

È facile riallacciarsi dalle nostre equazioni (65), (67), istituite nell'ipotesi che il metallo sia sottoposto all'azione del campo magnetico \mathbf{H} , alla (3) del § 107 (pag. 199) della citata opera del Thomson; e quindi con lo stesso procedimento del Thomson giungere alla (69') qui sopra scritta.

Dalla (65) infatti, usando note formule della teoria cinetica, ricaviamo come numero n' degli elettroni contenuti esternamente a Σ nella unità di volume, e nell'ipotesi che il campo \mathbf{E} sia nullo:

$$(70) \quad n' = a \sqrt{\frac{\pi^3}{h^3 m'^3}} e^{\frac{2h\varepsilon V}{k}}$$

dalla quale eliminando a con la (67)

$$n' = \bar{n} e^{\frac{-2h\varepsilon[V_1 - V]}{k}}$$

Rammentando che

$$h = \frac{1}{2 \beta \theta} \quad ^1)$$

si ottiene

$$(71) \quad n' = \bar{n} e^{\frac{-\varepsilon[V_1 - V]}{\beta \theta}}$$

¹⁾ Vedi le equazioni di pag. 56 e l'equazione (52) della prima parte dell'opera più volte citata del Boltzmann.

equazione che può essere evidentemente sostituita alla (3) del Thomson.

Questo quando il campo magnetico non è nullo.

Se il campo magnetico è nullo le (65), (67) varranno ancora, dove al più si dovrà sostituire \bar{n} con n , e si avrà invece della (71) l'altra

$$n' = n e^{-\frac{e[V_+ - V]}{\beta \theta}}$$

e quindi la (69).

È necessario rilevare che la formula del Thomson è stabilita considerando lo stato *stazionario* « come equilibrio dinamico tra i corpuscoli che vanno dall'aria al metallo e quelli che vanno dal metallo nell'aria », cioè di quelli che passano attraverso Σ : ed è in queste stesse ipotesi che è stata sopra considerata l'azione del campo magnetico sugli elettroni che escono dal metallo. Il campo magnetico può naturalmente produrre un'influenza notevole sopra l'andamento degli elettroni che hanno abbandonato il metallo, quando le condizioni di stato stazionario come equilibrio tra gli elettroni perduti e quelli riacquistati dal metallo, non siano verificate; e quindi in generale il campo magnetico, per effetto diverso dalle variazioni che eventualmente può produrre in n e in V , avrà un'influenza nell'esperienze con cui l'emissione degli elettroni dai corpi caldi può esser resa palese.

§ 15. — Lo strato d' elettricità negativa avvolgente il metallo può assimilarsi (prescindendo dal metallo al quale appartiene) ad un gas in cui tutte le molecole sono elettrizzate negativamente. Da ciò risulta che le considerazioni sopra fatte per lo studio dell'atmosfera elettronica valgono anche per un gas in cui le molecole siano elettrizzate tutte negativamente e che sia sottoposto all'azione di un campo elettrico o all'azione di un campo magnetico o a quella combinata di tutti e due. Ma è facile estendere questi resul-

tati anche al caso che nel gas vi siano molecole elettrizzate positivamente e molecole elettricamente neutre, applicando le formole date per un miscuglio di più gas (§ 8).

Così si verrebbe a fare la teoria di un gas ionizzato sottoposto all'azione di un campo magnetico o di un campo elettrico o all'azione combinate di tutti e due ¹⁾.

Ma bisogna tener presente che in questo caso, nuovi fatti intervengono dai quali occorrerebbe prescindere per potere applicare — almeno nella forma sopra esposta — la teoria cinetica dei gas: e questi fatti sono specialmente la ricomposizione di ioni di segno diverso in molecole elettricamente neutre, la scomposizione di molecole neutre in ioni, l'influenza che su queste composizioni o decomposizioni possono avere il campo magnetico e il campo elettrico.

Solo quando si prescinda da questi fatti, ammettendoli trascurabili in un intervallo di tempo di durata abbastanza breve per poter ritenere il gas in stato stazionario durante lo stesso intervallo, si possono applicare i risultati della 1.^a parte ed in special modo quelli dei §§ 8, 9.

Pisa, Istituto di Fisica della R. Università.

¹⁾ Si potrebbe anche aggiungere l'azione di gravitazione: i risultati sarebbero analoghi.