Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 13 (1960)

Heft: 4

Artikel: Nouvelle méthode de confinement dans les plasmas : examen du principe du fonctionnement

Autor: Haegi, Marcel

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738518

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 03.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

que l'orthocentre soit inaccessible. Le théorème prend alors la forme suivante, naturellement valable en géométrie lobatchevskienne. Si deux hauteurs d'un triangle sont des droites sécantes, la troisième hauteur passe par leur point de concours; si elles sont des non-sécantes, leur perpendiculaire commune est perpendiculaire à la troisième hauteur ou les trois hauteurs d'un triangle possèdent un point commun ou une perpendiculaire commune.

4. *Expression projective du théorème.*

En géométrie cayleyenne, mener les trois hauteurs d'un triangle, c'est, de façon appropriée, en joindre les sommets à ceux du triangle polaire du triangle donné par rapport à l'absolu. En langage projectif, le théorème de l'orthocentre devient le suivant: si deux triangles sont polaires l'un de l'autre par rapport à une conique, ils sont perspectifs.

Il est facile de rédiger la démonstration précédente en termes projectifs; il suffit de remplacer la relation de perpendicularité par celle de polarité relativement à l'absolu.

Marcel Haegi. — *Nouvelle méthode de confinement dans les plasmas. Examen du principe du fonctionnement.*

Supposons possible de placer des ions positifs sur des orbites passant toutes par une même ligne (fig. 1).
Le nombre de particules par unité de volume pour $\rho \to 0$ tendraient vers l'infini, les collisions auraient quasiment toutes lieu dans cette région, la vitesse y serait purement radiale *avant* le choc et *après*, la nouvelle trajectoire repasserait par le centre, y conservant ainsi la forte densité qui permettrait à la fusion d'avoir lieu.

§ 1. *Choix du modèle.*

Nous supposerons:

$\vec{B}$ uniforme dans une région $\rho >> \overline{R}$,
$\vec{E} \equiv 0$, plasma neutre,
les particules déjà placées sur leur orbite.

Un champ $\vec{B}$ non uniforme, variant avec ρ seulement, ne modifie pas le principe et n'altère pas l'ordre de grandeur des valeurs obtenues pour $\vec{B}$ uniforme.

Les ions positifs sont neutralisés par des électrons pour éviter les charges d'espace.

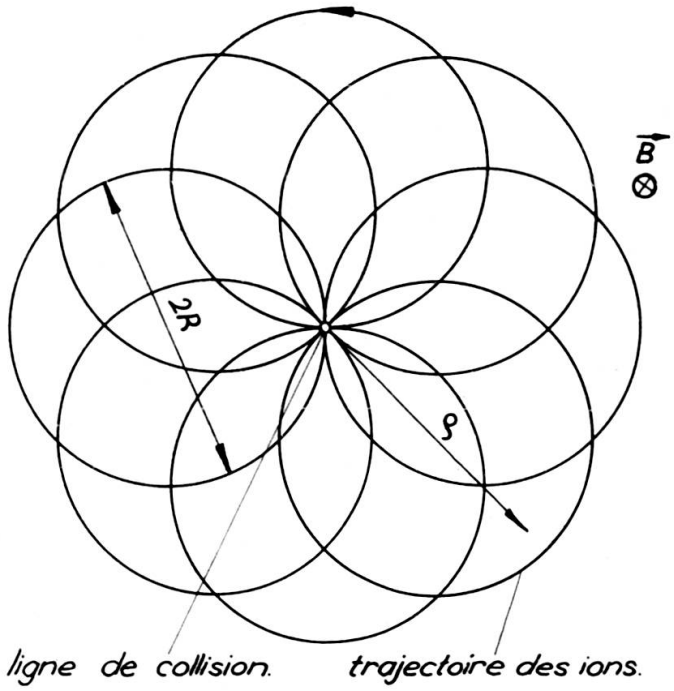

Fig. 1.

Dans tous les exemples numériques qui suivront nous nous baserons sur:

Système:	UEM CGS
$\lvert\vec{B}\rvert = B_z = B$:	10.000 gauss
Particules injectées:	D^+ et T^+
Energie d'injection:	100.000 ev $\pm$ 100 ev.
Nombre d'ions par unité de longueur de la machine:	$N = 10^{16}$ ions/cm (1 amp. durant 1 ms)
σ échange de charge:	10^{-16} cm² à 0,1 Mev
σ D — T:	$5 \cdot 10^{-24}$ cm² à 0,1 Mev.

§ 2. *Densité au centre.*

Lorsque toutes les particules passent exactement par le centre — ρ étant suffisamment petit pour que les trajectoires soient confon-

dues avec des diamètres — la probabilité pour que la particule soit dans le cercle est (fig. 2*a*)

$$p^* = \frac{\rho}{\pi R} \qquad \text{R: rayon de Larmor.}$$

Le nombre de particules, dans un cylindre de rayon ρ et de longueur 1 est Np^*. Son volume $V = N\rho^2 \cdot 1$ d'où la densité:

$$\delta^* = \frac{Np^*}{V} = \frac{N}{\pi^2 R \rho} \text{ particules/cm}^3.$$

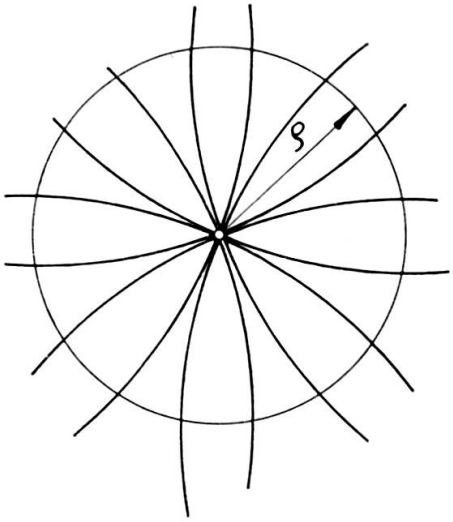

Fig. 2*a*.

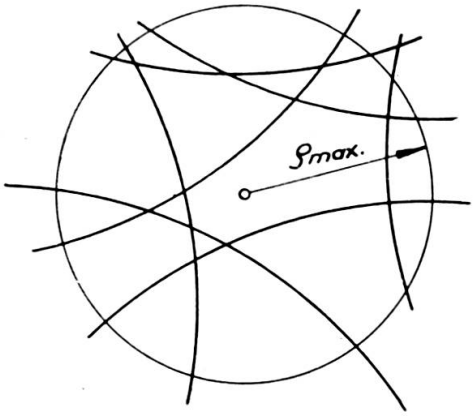

Fig. 2*b*.

Supposons maintenant que *toutes* les particules passent à l'intérieur du cercle $\rho = \rho_{max}$ (fig. 2*b*).

Si ρ_{max} est suffisamment petit pour que les trajectoires soient confondues avec des droites, la longueur moyenne de celles-ci sera

$$\bar{l} = \frac{4}{\pi} \rho_{max} \cdot$$

Si les trajectoires sont uniformément réparties sur le cercle

$$p = \frac{\bar{l}}{2\pi R} = \frac{2\rho_{max}}{\pi^2 R}$$

et la densité sera:

$$\delta = \frac{Np}{\pi \rho_{max}^2} = \frac{2N}{\pi^3 \rho_{max} R} \text{ particules/cm}^3$$

c'est donc la densité à l'intérieur du cylindre où passent *toutes* les particules (densité maximum).

$$\delta = \frac{2}{\pi}\,\delta^* .$$

Calculons cette densité pour une répartition maxwellienne des vitesses.

$$\delta = \frac{2\,\mathrm{N}}{\pi^3\,\rho_{\max}} \cdot \frac{1}{\mathrm{R}} = \left[\frac{2\,\mathrm{N}}{\pi^3\,\rho_{\max}} \cdot \frac{e\mathrm{B}}{mc}\right] \cdot \frac{1}{v}$$

en sommant sur toute la distribution:

$$\delta = \left[\frac{2\,\mathrm{N}}{\pi^3\,\rho_{\max}} \cdot \frac{e\mathrm{B}}{mc}\right] \cdot \frac{1}{\overline{v}}$$

d'où

$$\boxed{\delta = \frac{2\,\mathrm{N}}{\pi^3\,\rho_{\max}} \cdot \frac{1}{\overline{\mathrm{R}}}} .$$

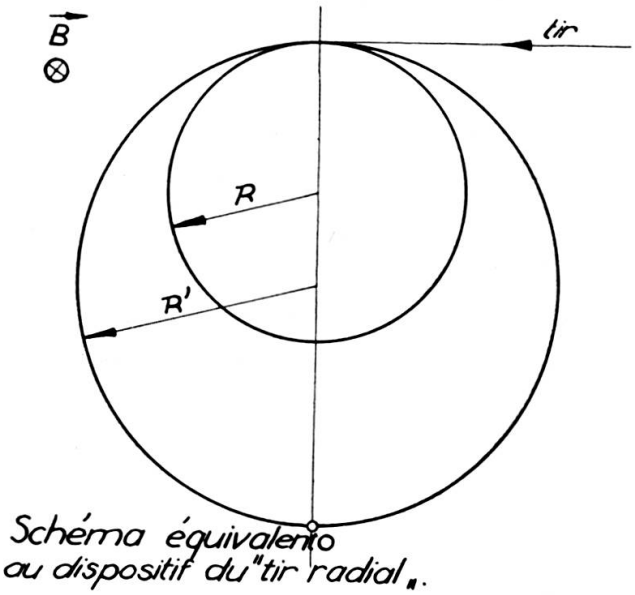

Fig. 3.

Calculons $\rho_{\max}$ dû au non monocinétisme d'injection (fig. 3).

$$\rho_{\max} = 2\,(\mathrm{R}' - \mathrm{R})$$

$$\mathrm{R} = \frac{\sqrt{2\,m\,c}}{e\mathrm{B}}\,\sqrt{\mathrm{W}}$$

$$\boxed{\rho_{max} = \frac{2\sqrt{2mc}}{eB}(\sqrt{W'} - \sqrt{W})} \cdot$$

Exemple:

$$W = 100.000 \text{ ev} \qquad W' = 100.100 \text{ ev}$$

$$\rho_{max} = 6{,}4 \,.\, 10^{-3} \text{ cm} \,.$$

Un calcul semblable, relatif à la variation de B durant l'injection conduirait à des résultats analogues pour des densités pas trop fortes (cf. § 6).

§ 3. *Probabilité de fusion au centre.*

En définissant le « centre » par un cylindre de rayon ρ_{max} et de hauteur unité, la probabilité de collision =

$$P_0 = \frac{n\sigma}{S} = \frac{Np\sigma}{2\rho_{max} \cdot 1}$$

$$\boxed{P_0 = \frac{N\sigma}{\pi^2 \overline{R}}}$$

$P_0^* = \frac{2}{\pi} P_0$ $\quad P_0^*$ = probabilité de collision si intersection parfaitement au centre.

Ainsi, dans les limites de cette approximation P_0 est indépendant de ρ_{max}.

N est limité par effet diamagnétique (cf. § 6).

Exemple: La probabilité de fusion par passage au centre pour la réaction deutérium — tritium vaut:

$$P_{0D-T} = 10^{-9} \,.$$

§ 4. *Probabilité de collision hors du centre.*

Le nombre de particules dans le cylindre central est (§ 2):

$$Np = \frac{2N\rho_{max}}{\pi^2 \overline{R}} \,.$$

On peut, en première approximation, négliger le nombre de particules dans le cylindre central devant le nombre total de particules ($p << 1$).

Evaluons cette probabilité de collision pour la particule moyenne (fig. 4):

On peut montrer que la densité — dans les limites ci-dessus — varie sensiblement en ρ^{-1}.

Le nombre de particules comprises dans le cercle $2\overline{R}$ sera approximativement N/2 d'où:

$$\delta(\rho) = \frac{N}{8\pi\overline{R}\rho}$$

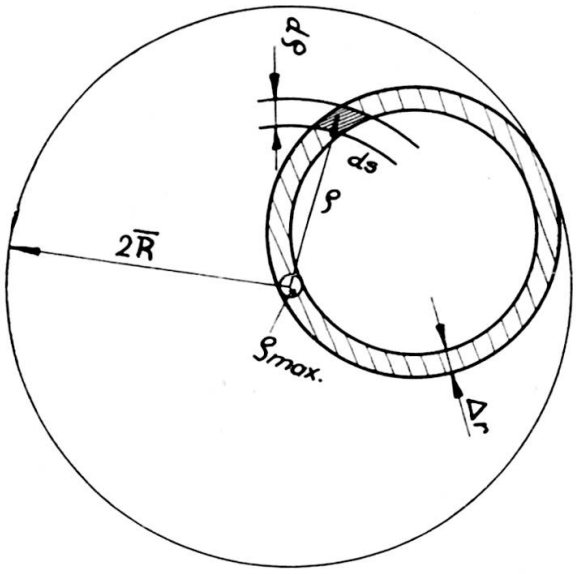

Fig. 4.

D'autre part, l'élément de surface compris entre ρ et $\rho + d\rho$ et dans la bande d'épaisseur Δr est:

$$ds = \frac{\Delta r\, d\rho}{\sqrt{1 - (\rho/2\overline{R})^2}}$$

le nombre de particules dans cette bande (à l'exclusion du « centre ») est ainsi:

$$n_{\text{ext}} = 2\int_{\Delta r/2}^{2\overline{R}} \delta(\rho)\, ds = \frac{N\Delta r}{4\pi\overline{R}} \operatorname{arcch} \frac{2\overline{R}}{\Delta r/2}$$

et la probabilité de fusion hors du cylindre central et par révolution de Larmor sera:

$$\boxed{P_{ext} = \frac{n_{ext}\sigma}{S} = \frac{N \operatorname{arcch}\left(\frac{2\overline{R}}{\Delta r/2}\right) . \sigma}{4\pi\overline{R}}} .$$

Exemple:

Soit

$$\Delta r/2 = \rho_{max} = 6{,}4 . 10^{-3} \text{ cm} \qquad \text{alors:}$$

$$P_{ext_{D-T}} = 6{,}7 . 10^{-9}$$

$$P_{\rho max > \rho > 1_{D-T}} = 5 . 10^{-9}$$

d'où

$$P_{total_{D-T}} = P_{ext} + P_0 = 7{,}7 . 10^{-9} .$$

La particule a, compte tenu des collisions $\rho < \rho_{max}$, $\frac{4}{5}$ chances de fusionner à l'intérieur d'un cercle de rayon de 1 cm.

Echange de charge.

Supposons le gaz neutre uniformément réparti et cherchons la densité d — pour la particule moyenne — de ce gaz pour que:

$$P_{D-T\ total} = P_{échange\ de\ charge}$$

Nombres de particules: $n = Vd$ où $V = 2\pi\overline{R} . \Delta r . 1$

$$P_{D-T} = \frac{n\sigma_{échange\ de\ charge}}{S} = 2\pi\overline{R}d\sigma$$

$$\boxed{d = \frac{P_{D-T\ total}}{2\pi\overline{R}\sigma_{échange\ de\ charge}}} .$$

Exemple: $d = 2{,}5 . 10^6$ particules/cm^3 ($\sim 10^{-10}$ mm Hg.)

§ 5. *Stabilité.*

Le temps nécessaire pour obtenir la fusion de la particule moyenne dans les conditions d'équilibre est:

$$t_f = \frac{\text{temps d'une révolution de Larmor}}{\text{probabilité de fusion}} = \frac{\tau}{P_{D-T}}$$

Exemple: $t_f = 17$ sec.

Une cause d'instabilité est l'éclatement du filament central dû à la perturbation apportée par les « chocs éloignés » à la partie de la trajectoire située hors de ce filament.

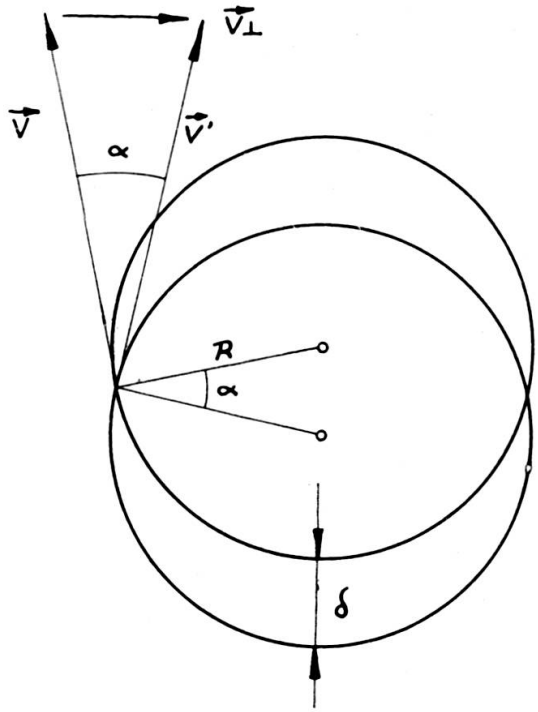

Fig. 5.

Supposons que l'effet des « chocs éloignés » durant 1 tour puisse être représenté par une impulsion unique fléchissant la trajectoire d'un angle α, angle qui serait identique à celui pour une trajectoire rectiligne de même longueur.

$$\bar{\delta} = \frac{\delta}{2} \qquad \delta = R\alpha \qquad \bar{\delta} = \frac{R\alpha}{2} \qquad \alpha = \frac{v_\perp}{v}$$

$$v_\perp^2 = <(\Delta v_\perp^2)> \tau \qquad \text{(ref. 1, équation 5. 17)}$$

d'où:

$$\bar{\delta} = \frac{R\sqrt{<(\Delta v_\perp^2)> \tau}}{2v} .$$

La particule subit ainsi un déplacement $\bar{\delta}$ dans n'importe quelle direction à une fréquence τ^{-1}.

Soit $\overline{l}$ la distance de la particule au centre, après un nombre n de collisions ou après un temps t, alors:

$$\overline{l} = \overline{\delta}\sqrt{n} = \left(\frac{\overline{\delta}}{\sqrt{\tau}}\right)\sqrt{t}$$

$$\overline{l} = \left(\frac{R\sqrt{<(\Delta v_{\perp}^{2})>}}{2v}\right)\sqrt{t}\,.$$

Le calcul de $< >$ suppose une distribution maxwellienne (donc isotrope) des vitesses.

Examinons si, dans ce cas, cette supposition est justifiable (fig. 6)

$$v_{\varphi} = v\cos\varphi = \frac{v\rho}{2R} \qquad \text{où} \qquad R = \frac{mc}{eB}v$$

$$v_{\varphi} = \frac{\rho eB}{2mc}\,.$$

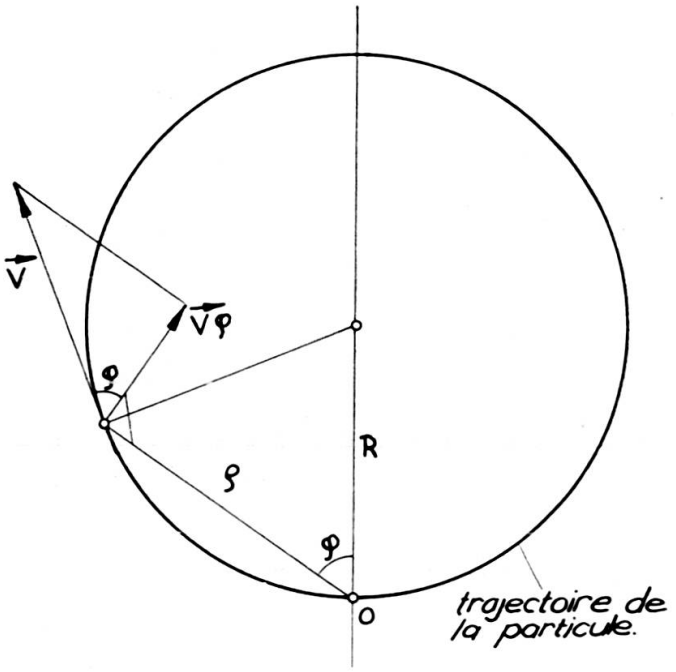

Fig. 6.

v_{φ} n'est donc fonction que de ρ quelle que soit la vitesse, c'est-à-dire R.

L'ensemble semble tourner d'un bloc autour de O avec une vitesse angulaire:

$$\omega = \frac{1}{2}\frac{eB}{mc} = \frac{1}{2}\omega_c\,.$$

On peut ainsi se placer dans un référentiel — tournant avec une vitesse uniforme ω — où la distribution des vitesses est maxwellienne.

Exemple: Si $v = 3 \,.\, 10^8$ cm/s $\quad l_1 v = 1 \quad n = 2 \,.\, 10^{13}$ part/cm alors

$$< > = 1{,}1 \,.\, 10^{17}$$

$$\boxed{\bar{l} = 2{,}8 \sqrt{t}}$$

(2,8 cm après 1 sec alors qu'on a 1 cm après 1 sec selon la théorie classique [cf. réf. 1, équation 3. 16].)

Le temps de relaxation $t_D = \dfrac{v^2}{< >}$ donne l'ordre de grandeur du temps nécessaire pour passer de la distribution monocinétique des vitesses à la distribution de Maxwell.

Exemple: $t_D \sim 1$ sec.

Bremsstrahlung.

La plus forte contribution à ce rayonnement est due aux électrons. Puissance totale rayonnée:

$$P_{\text{brems.}} \sim \frac{4\pi^3}{3} \frac{e^6}{m c^3 h} n_e v_0 \qquad \text{[ref. 2, p. 42].}$$

Exemple: Injection 10^5 ev.

Si: $\quad v_{\text{électrons}} = v_{\text{ions}} \qquad P_{\text{brems}} \sim 15 \dfrac{e\,\text{v}}{\text{S}}$

$\quad W_{\text{cin. élect.}} = W_{\text{cin. ions}} \qquad P_{\text{brems}} \sim 600 \dfrac{e\,\text{v}}{\text{S}}$.

Radiation cyclotronique.

La plus forte contribution à ce rayonnement est aussi due aux électrons.

Puissance totale rayonnée:

$$P_{\text{cycl.}} \sim \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^5} B^2 v^2 \qquad \text{[réf. 2, p. 43].}$$

Cette approximation est valable pour $W_{\text{cin}} < m_e c^2$.

Ce rayonnement peut être considérablement atténué par auto-absorbtion et par réflexion sur des surfaces conductrices.

La valeur de $P_{cycl.}$ peut donc être prise comme valeur limite supérieure de cette radiation.

Exemple: Injections à 10^5 ev.

$$P_{cycl.} \sim 3 \,.\, 10^4 \text{ ev/s} \,.$$

§ 6. *Limitation diamagnétique.*

Evaluons le champ B_D dû à la vitesse macroscopique ω $I = \frac{Ne}{2c\tau}$ puisque $\omega = \frac{1}{2}\,\omega_c$.

Si tout ce courant passait par une spire à distance $\bar{R}$, le champ au centre serait:

$$B_D = \frac{2\pi I}{\bar{R}} = \frac{\pi N e}{\bar{R}\tau c} \,.$$

Il faut

$$B_D << B \longrightarrow B >> \frac{\pi N e}{\bar{R} c \tau}$$

$$\boxed{N << \frac{m^2 c^3 v}{e^3 B}} \,.$$

Exemple: $N << 8 \,.\, 10^{16}$ particules/cm.

BIBLIOGRAPHIE

1. SPITZER, L., *Physics of fully ionized gases*, 1956.
2. LINHART, J. C., *Plasma Physics*, 1960.
3. MIYAMOTO, A possible fusion reactor. *J. Phys. Soc. Japan*, *12*, 1957, p. 438.

Séance du 1er décembre 1960

B. G. Mori, D. Cassimatis et B. Susz. — *Spectre infrarouge du composé d'addition benzoate de methyle-$TiCl_4$.*

Bien que certains complexes d'addition du tétrachlorure de titane avec des substances organiques carbonylées aient suscité l'intérêt