HAL open science

Faisceau et vide, un melodrame a trois

J. Arianer

To cite this version:

J. Arianer. Faisceau et vide, un melodrame a trois. 2002. in2p3-00012369

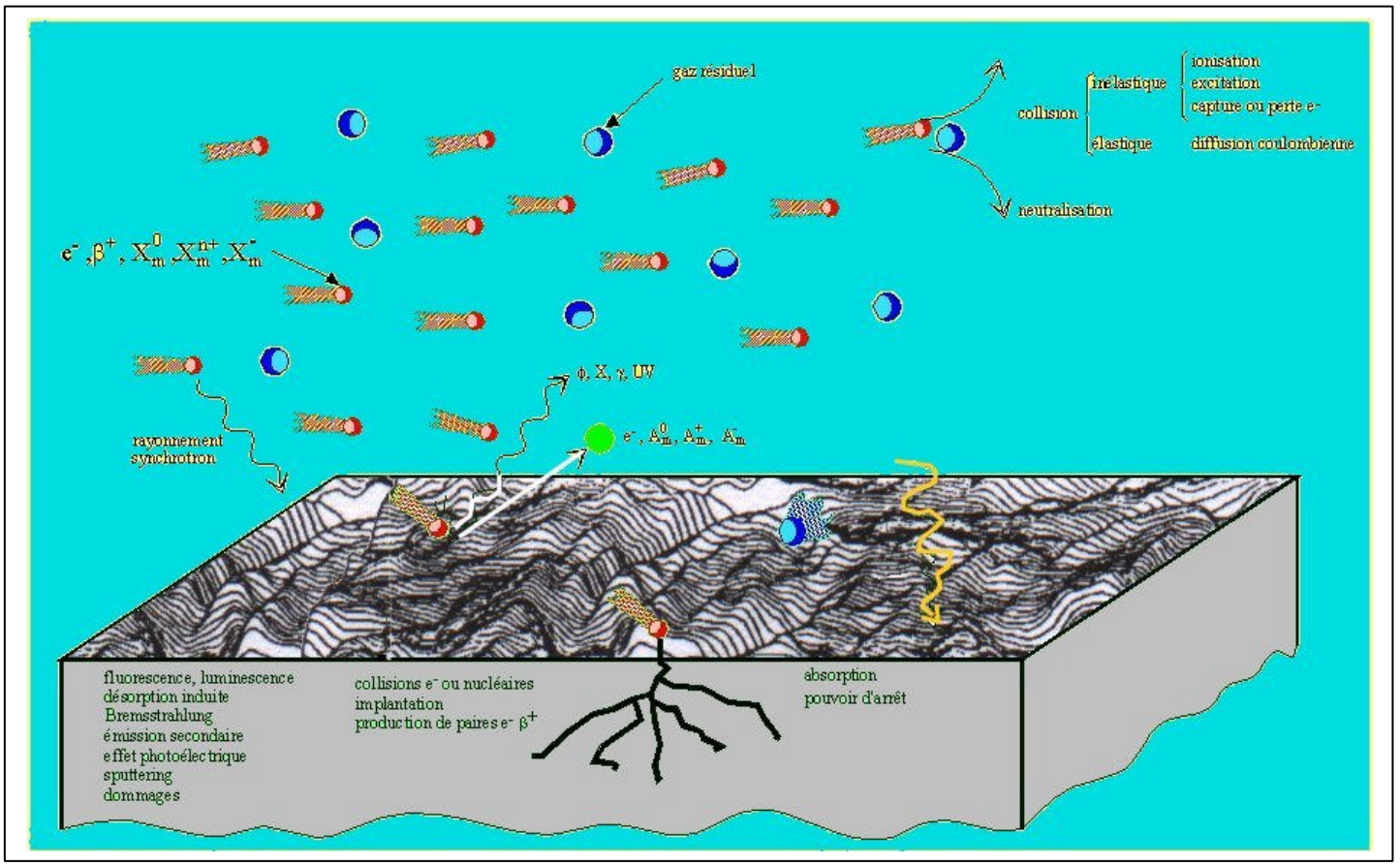
HAL Id: in2p3-00012369

https://cel.hal.science/in2p3-00012369v1

Submitted on 11 Dec 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



FAISCEAUX

&

VIDE

J.Arianer 09/01-0169157484-

arianer@ipno.in2p3.fr

Ce cours s'adresse à des techniciens et ingénieurs travaillant sur des instruments utilisant des faisceaux de particules chargées accélérées sous vide moléculaire. Son but est moins de rendre le lecteur savant que de l'interpeller pour l'aviser, s'il ne l'était déjà, que la Technique du Vide devient de plus en plus difficile à ses frontières et que sa maîtrise nécessite de plus en plus de connaissances pointues dans d'autres domaines de la Physique.

Les interactions entre les faisceaux, le gaz résiduel et les parois des enceintes à vide font intervenir des processus complexes que nous allons décrire en langage de praticien. Les effets de ces interactions peuvent être voulus ou subis. Dans de nombreux cas, ils affectent la valeur de la pression, ce qui peut perturber le fonctionnement de l'instrument.

Ce stage est de haut niveau et nécessite, pour être pleinement profitable, d'avoir des connaissances au niveau de Bacc+2 et d'être familier des basses pressions. Beaucoup de notions introduites sont hors du cadre de ces pré-requis et je me suis efforcé de donner les éléments de base pour qu'elles soient assimilables, ce qui peut sembler parfois alourdir le propos. Pour ne pas rendre le document trop rébarbatif, la démonstration des formules n'est pas faite. Le lecteur se reportera avec bonheur à la bibliographie jointe.

Par contre, je me suis efforcé de donner de nombreux exemples d'application des dites formules pour familiariser le profane à leur maniement.

Les références sont le plus souvent des ouvrages généraux plus facilement accessibles que les publications originales.

Phénoménologie.

Faire un survol des phénomènes intervenant quand un faisceau se propage dans une enceinte à basse pression c'est faire une sorte de « menu » du cours. Une fois servis, certains seront gavés parce que tout ceci est bien compliqué, d'autres seront insatisfaits parce que certains phénomènes ne sont pas abordés ou incomplètement faute de sources.

Présentons le menu.

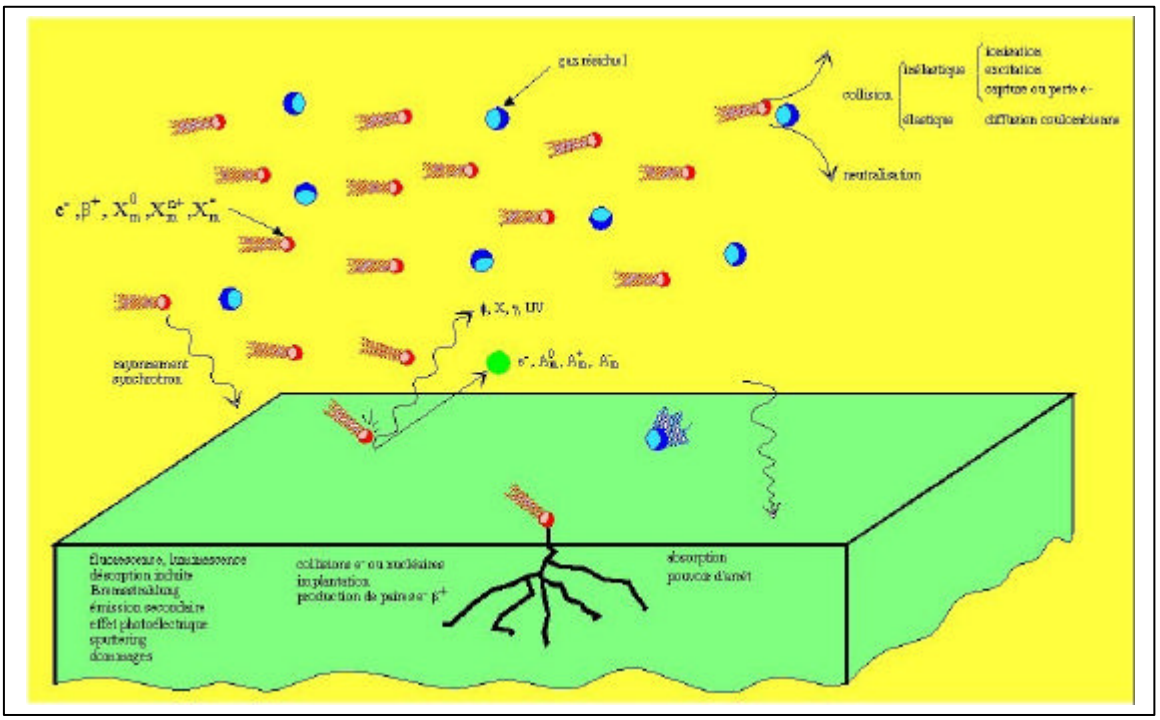
Qu'est-ce que le vide ? C'est familièrement ce qui occupe un volume délimité par des parois étanches dans lequel la densité des particules est bien moindre que dans l'atmosphère qui nous entoure. C'est un raccourci pour indiquer une basse pression. Par la suite, nous ne considèrerons que des pressions correspondant à des régimes moléculaires. Dans ce volume circulent des particules neutres libres, donc sous forme de gaz que les systèmes de pompage s'efforcent d'éliminer, tandis que les parois, par la désorption, le réapprovisionnent.

Les particules libres obéissent à des lois de distribution, celles de désorption à des lois de diffusion par exemple.

Qu'est-ce qu'un faisceau ? Une première définition consiste à en faire un ensemble cohérent de particules se déplaçant dans une direction privilégiée. Ces particules sont issues d'un lieu fixe (une « source ») où une perturbation les libère naturellement chargées (électrons e- ou positrons $\beta+$) ou les charge (« ionisation »). Le caractère aléatoire de la libération ou de l'ionisation amène à une disparité dans les caractéristiques cinématiques initiales de ces particules qui va jouer un rôle

fondamental dans toute la suite de la propagation du faisceau, nous parlerons d' « émittance ».
La cohérence et la direction sont obtenues par une accélération, le plus souvent due à un potentiel électrostatique placé dans l'environ immédiat de la source. Soumis à différents champs, ces particules ont des mouvements que nous décrirons dans les cas simples. Les forces de Coulomb internes (« charge d'espace ») agissent sur les dimensions transverses du faisceau.

Comment vide et faisceau interagissent ? Les particules énergiques du faisceau entrent en collision avec les particules du gaz résiduel. Il en résulte un transfert d'énergie, les premières sont ralenties et plus ou moins déviées, elles peuvent gagner ou perdre une ou plusieurs charges élémentaires, être excitées et émettre du rayonnement, les secondes être excitées ou ionisées. Ces collisions peuvent induire des pertes sur les parois, qui peuvent désorber des atomes neutres, des ions, des électrons ou des photons, lesquels peuvent induire une émission photo-électrique ou se matérialiser. Si les particules du faisceau tombent sur une paroi, elles perdent tout ou partie de leur énergie à plus ou moins grande profondeur, en s'implantant et en créant des rayonnements très ionisants (rayons X et γ).



Nous traiterons ces phénomènes dans les chapitres interactions faisceau-gaz résiduel, faisceau-paroi et rayonnement-paroi en fonction de l'énergie primaire dans une large gamme y compris vers le bas de sorte que certains processus intervenant dans les plasmas sont d'office inclus dans nos descriptions.

GLOSSAIRE.

Vitesse de la lumière	c	$2.99792458\ 10^{8}$ m.s^{-1}	
Charge élémentaire	e	$1.602176462\ 10^{-19}$ C	
Constante de Planck	h	$6.62606876\ 10^{-34}$ J.s	$\hbar = h/2\pi$
Masse de l'électron au repos	m_e	$9.10938188\ 10^{-31}$ kg	
Equivalent en énergie		510.998902 keV	
Permittivité du vide	ε_0	$8.854187817\ 10^{-12}$ F.m-1	
Constante de structure fine	$\alpha = e^2/2\,\varepsilon_0 hc$		
		$7.297352533\ 10^{-3}$	$\approx 1/137$
Rayon de Bohr	$a_0 = 4\pi\,\varepsilon_0 \hbar^2/m_e e^2$		
		$0.5291772083\ 10^{-10}$ m ou Å	
Rayon classique	$r_c = e^2/4\pi\,\varepsilon_0 mc^2$		
pour l'électron		$2.817940285\ 10^{-15}$ m	
Masse du proton	m_p	$1.67262158\ 10^{-27}$ kg	
Equivalent en énergie		938.271998 MeV	
Nombre d'Avogadro	N_A	$6.02214199\ 10^{23}$ mol^{-1}	
Constante des gaz parfaits	R	8.314472 J.mol^{-1}.K^{-1}	
Const. de Boltzmann R/NA	k	$1.3806503\ 10^{-23}$ J.K^{-1}	
		$8.617342\ 10^{-5}$ eV.K^{-1}	
Const. de Stephan-Boltzmann	$\sigma = (\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$		
		$5.670400\ 10^{-8}$ W.m^{-2}.K^{-4}	

I- Notions de base.

Nous allons introduire quelques notions de base utiles pour la compréhension des chapitres suivants. Les constantes physiques universelles sont données en fin de ce document, d'autres grandeurs fondamentales sont explicitées dans le glossaire.
Un atome est caractérisé par sa masse réelle m, son numéro atomique Z et son nombre de masse A, les trois pouvant être indicés ou non. A l'état d'ion, son état de charge est noté ξ et sa charge réelle q. On peut alors écrire :

$$ {}^{Z}_{A}X^{\xi+} \qquad q = \xi \times \text{charge élémentaire} $$

pour toute particule, on définit le rapport charge-sur-masse par :

$$ \eta = \left| \frac{q}{m} \right| $$

Les positions des particules du faisceau ou du gaz résiduel peuvent être repérées dans un référentiel orthonormé ou axisymétrique. En général l'axe z'z est l'axe de propagation, sauf spécification nous le considérerons dans le plan horizontal. En repère orthonormé, x'x est aussi horizontal et y'y vertical. En repère axisymétrique, r est le rayon et ϑ l'azimut. En notant les vitesses v indicé, la quantité de mouvement (ou impulsion ou moment) mv sera notée p indicé:

$$ \text{Ex : } p_x = mv_x $$

Chaque particule a une affixe x, p_x, y , p_y , z , p_z dans l'espace Γ_6 a 6 dimensions dit « espace des phases ».
Parmi les instruments utilisant des faisceaux de particules chargées, les accélérateurs ont une place prépondérante. Ils sont soumis aux lois de la « relativité restreinte » : la vitesse de la lumière c est une limite absolue, s'en approcher se traduit, entre autres, par un accroissement de masse. Soient E_c l'énergie cinétique d'une particule de masse au repos m_0, son « énergie de masse ou énergie au repos » est :

$$ E_0 = m_0 c^2 $$

On définit ensuite les grandeurs suivantes, représentées sur les figures 1-1 :

$$ \beta = \frac{v}{c} \, , \; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} $$

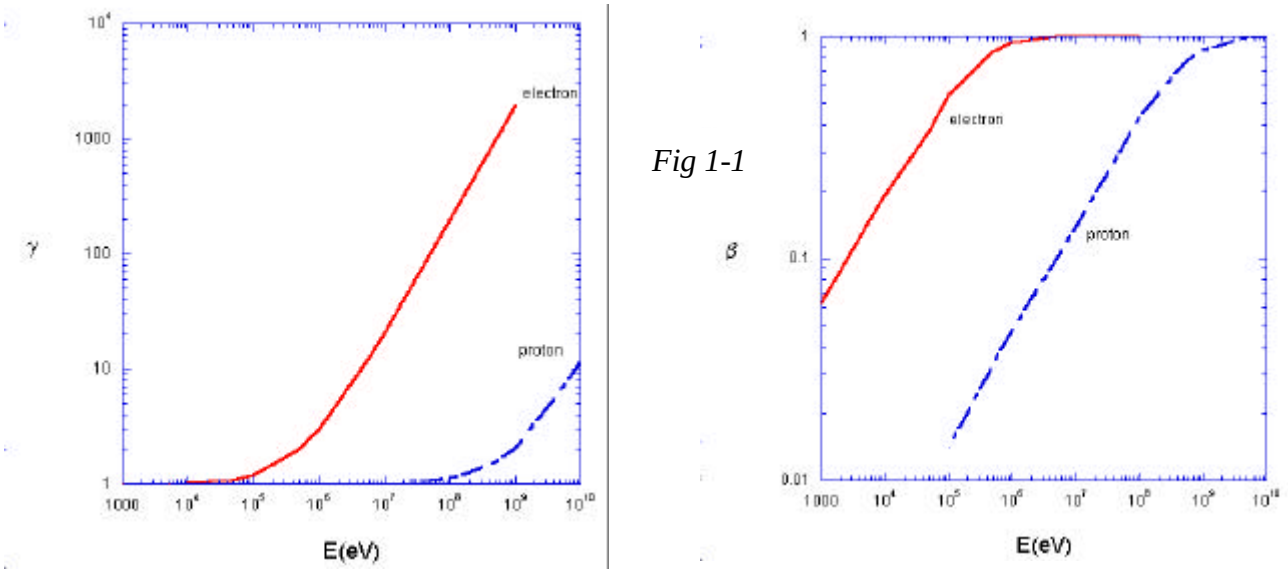


Fig 1-1

L'énergie totale E d'une particule et sa quantité de mouvement p sont alors :

$$E = E_c + E_0 = \gamma\, m_0\, c^2 = m\, c^2$$

$$p = \gamma\, m_0 v = mv = \frac{\sqrt{E_c^2 + 2E_c E_0}}{c}$$

Dans ces expressions, <u>la masse m est une variable dépendant de la vitesse</u>, γ étant le « facteur d'accroissement relativiste de masse ».

L'unité légale d'énergie est le Joule (J), mais chaque communauté a son unité pratique ou son équivalent, la principale étant l'électron-volt (eV), énergie acquise par une charge élémentaire sous une différence de potentiel d'1 V :

$$1\text{eV} = 1.6\ 10^{-19}\ \text{J}$$

On trouve dans la littérature des masses exprimées en eV/c^2

ex : le proton a une masse au repos de 938 MeV/c^2

et des impulsions exprimées en eV/c

ex : un e- de 1.MeV a une impulsion de 1.42MeV/c

Le « vidiste » exprime des enthalpies d'absorption en kcal/mole :

$$1\text{eV} = 23.08\text{kcal/mole} = 96.5\text{kJ/mole}$$

D'autres utilisent des équivalents, le thermodynamicien donne des températures en eV, le spectroscopiste des énergies de transition en cm^{-1} ou en Hz :

$$1\text{eV} \equiv 11605\text{K} \equiv 8065.5\text{cm}^{-1} \equiv 2.418\ 10^{14}\ \text{Hz}$$

au travers de formules comme :

$E = 3/2\ kT$ ou $E = h\nu$ (k et h constantes de Boltzmann et Planck)

1-1 La distribution de Maxwell-Boltzmann

Avec ces éléments, on peut introduire la notion de distribution de vitesses des particules d'un gaz [DUS66,LAF97]. Considérons un volume gazeux en équilibre thermique avec son enceinte à la température absolue T, occupé par des particules toutes semblables qui interagissent sans effets quantiques (atomes ou de molécules dont le spin est négligé). Ces particules ont une vitesse, dont on mesure les effets par la pression liée au changement de signe de la quantité de mouvement lors d'un choc sur la paroi.

On pourrait naïvement penser que cette vitesse est la même pour toutes les particules, cet état est instable parce que les collisions inter-particules induisent des échanges d'énergie comme nous le verrons plus loin. L'état le plus probable, donc stable, est celui dans lequel

-la répartition des particules est uniforme dans le volume

-la distribution des vitesses est identique dans toutes les directions.

Si N est le nombre de particules occupant le volume, le nombre dN de celles qui ont une vitesse comprise entre v et v+dv est montré obéissant à :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dv} = f(v) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp-(mv^2/2kT)$$

f(v) est la fonction de distribution des vitesses représentée pour N_2 à la température ambiante sur la figure 1-1-1.

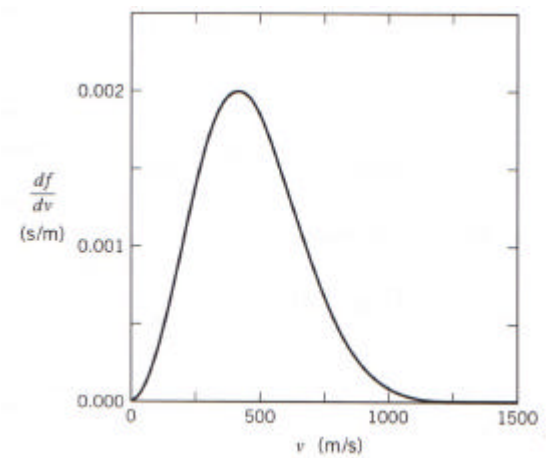


Figure 1-1-1. Exemple de distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann.

On note que toutes les vitesses sont représentées de 0 à l'∞ avec plus ou moins de probabilité. La vitesse la plus probable est :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \approx 129\sqrt{\frac{T}{A}} \text{ en unités SI}$$

A =29 pour l'air, 44 pour CO_2 par exemple. Si la vitesse moyenne dans une direction donnée est nulle, la moyenne de sa valeur absolue est :

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1{,}128 v_p \approx 145\sqrt{\frac{T}{A}}$$

La vitesse quadratique moyenne v_{rms} (roots mean square) est donnée par :

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1{,}225 v_p \approx 158\sqrt{\frac{T}{A}}$$

L'énergie moyenne est donc :

$$\bar{E} = \frac{3kT}{2}$$

résultat fondamental, l'agitation particulaire croît avec la température et, de fait, celle-ci en est l'échelle.

L' énergie est aussi équirépartie, donc chaque degré de liberté y contribue pour kT/2. A la température ambiante, pour l'air :

$$kT \approx \frac{1}{40} eV$$

Le son étant transmis grâce à l'agitation des particules, il est normal que sa vitesse c_s soit proche des vitesses définies ci-dessus :

c_s = 0,911v_p pour les gaz nobles et 0,836 v_p pour les gaz diatomiques.

Le nombre de particules frappant l'unité de surface par unité de temps se déduit des considérations précédentes :

$$\dot{N}_{s[cm^{-2}s^{-1}]} = \frac{nv_a}{4} = 2{,}635.10^{22} \frac{P_{[hPa]}}{\sqrt{AT}}$$

n étant la densité volumique des particules et P leur pression. Le temps de formation d'une mono-couche est alors :

$$\tau_{[s]} = \frac{\sqrt{2\pi}}{nd^2}\left(\frac{A}{RT}\right)^{1/2} = \frac{1{,}16510^{-6}}{P_{[hPa]}}$$

d est le diamètre des particules et R la constante des gaz parfaits (8,314 J.mole^{-1}.K^{-1})

Il est clair qu'une surface ne reste propre à l'échelle de l'heure qu'en ultravide.

H_2	He	H_2O	Ne	Air	O_2	Ar	CO_2
2,75	2,18	4,68	2,6	3,74	3,64	3,67	4,65

Tableau 1-1-2. Diamètres en Å de quelques particules.

En moyenne on admet que, pour les atomes :

$$d_{[cm]} \approx 1.43.10^{-8} Z^{1/6}$$

ce qui indique que le volume atomique varie finalement peu de l'hydrogène à l'uranium. Notons, au passage, que le diamètre nucléaire est :

$$d_{N[cm]} = 1.210^{-13} A^{1/3}$$

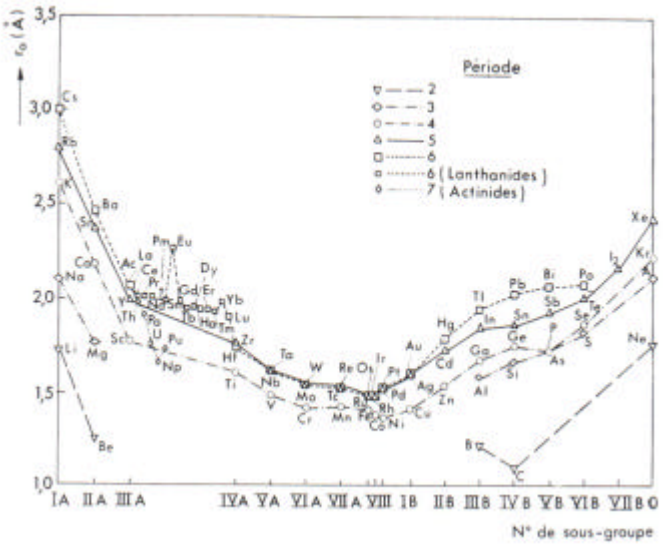


Figure 1-1-3. Rayons en Å des autres atomes.

Exercice : quel est le taux maximal de couverture en H_2 de 1cm^2 de surface ?
Si l'on assimile la molécule à un carré de 2.75Å de coté, on trouve 1.3 10^{15}. On retiendra pour la suite que le taux de couverture est dans la gamme des 10^{14}.

1-2 Quelques mouvements simples de particules chargées individuelles

Les instruments utilisant des faisceaux de particules chargées fonctionnent généralement avec des configurations électromagnétiques simples. Nous allons décrire quelques mouvements de base dans le cas non relativiste.

L'équation du mouvement en présence de champs électromagnétiques statiques est :

$$\vec{F}=m\vec{\gamma}=q\left(\vec{E}+\vec{v}\wedge\vec{B}\right)$$

On nomme F, force de Lorentz. Dans le trièdre que nous avons défini, cette équation se subdivise en :

$$\begin{aligned} m\ddot{x}&=q\left(E_x+\dot{y}B_z-\dot{z}B_y\right) \\ m\ddot{y}&=q\left(E_y+\dot{z}B_x-\dot{x}B_z\right) \\ m\ddot{z}&=q\left(E_z+\dot{x}B_y-\dot{y}B_x\right) \end{aligned} \quad \text{ou} \quad \begin{aligned} m(\ddot{r}-r\dot{\theta}^2)&=q(E_r+r\dot{\theta}B_z-\dot{z}B_r) \\ m(r\ddot{\theta}+2\dot{r}\dot{\theta})&=q(\frac{1}{r}E_\theta+\dot{z}B_r-\dot{r}B_z) \\ m\ddot{z}&=q(E_z+\dot{r}B_\theta-r\dot{\theta}B_r) \end{aligned}$$

A - Cas d'un champ électrique uniforme parallèle au plan x0y avec une particule de vitesse initiale $v_0=\sqrt{2\eta V_0}$, η étant le rapport charge-sur-masse de la particule. On déduit :

$$x = v_0\, t\cos\alpha_0$$

$$y = \eta\,\frac{E}{2}\,t^2 + v_0\, t\,\sin\alpha_0$$

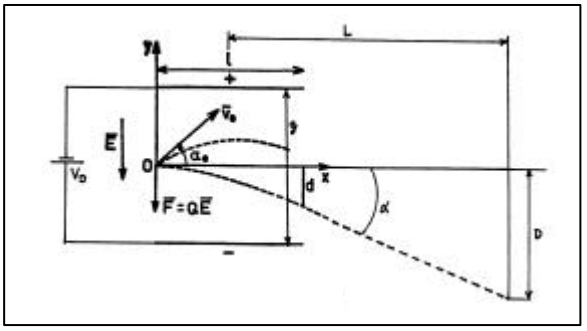
d'où

$$y=\eta\frac{E}{2}\frac{x^2}{v_0^2\cos^2\alpha_0}+x\,\mathrm{tg}\,\alpha_0$$

qui est l'équation d'une parabole. Si la particule part suivant 0x, on obtient l'expression classique de la déviation par un condensateur plan, avec V_D et V_0 respectivement ddp de déviation et d'accélération, $L>>\ell$ et g la distance inter-plaque :

$$\alpha=\frac{dy}{dx}_{(x=\ell)}=\frac{V_D\ell}{2gV_0}$$

$$D=\frac{V_D\ell L}{2gV_0}$$



B - Cas d'une induction magnétique uniforme B_z. Les équations précédentes deviennent, en posant $\omega = \eta\, B_z$:

$$\ddot{x}=\omega\dot{y} \qquad \text{soit :} \qquad \ddot{x}=-\omega^2 x$$
$$\ddot{y}=-\omega\dot{x} \qquad\qquad \ddot{y}=-\omega^2 y$$

dont les solutions sont les équations paramétriques d'un cercle.

$$x = r\sin(\omega t + \theta_0)$$
$$y = r\cos(\omega t + \theta_0) \qquad r=\frac{\sqrt{2}}{B}\sqrt{\frac{V_0}{\eta}}$$

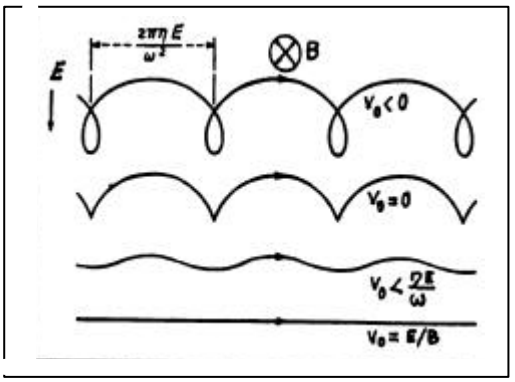
pour les électrons : $r_{[cm]}\approx 3.337\frac{\sqrt{V_0}}{B_{[Gauss]}}$ et pour les ions : $r_{[cm]}\approx\frac{144}{B_{[Gauss]}}\sqrt{\frac{A}{Z_i}V_0}$

ω est la pulsation cyclotron appelée très souvent (à tort) fréquence cyclotron. La déviation, dans les conditions de la figure précédente, est :

$$D=\frac{\ell L}{r}$$

S'il y a une composante de vitesse initiale suivant 0z, la trajectoire est une hélice.

C - Cas de B et E croisés avec une particule sans vitesse initiale. Les équations du mouvement s'intègrent comme précédemment et fournissent les équations paramétriques d'une cycloïde :



$$x = \rho(\omega t - \sin\omega t)$$
$$y = \rho(1 - \cos\omega t)$$

avec

$$\rho=\eta\frac{E}{\omega^2}$$

la particule dérive dans une direction normale à E et B avec une vitesse moyenne v_D telle que :

$$v_D = \frac{E}{B}$$

Les trajectoires ont les formes de la figure ci-dessus, selon la valeur de E où la vitesse initiale v_0 supposée normale à B et E n'est pas nulle.

La cycloïde est obtenue pour $v_0 = 0$, la ligne droite pour :

$$v_0=\frac{E}{B}=\sqrt{2\eta V_0}=v_D$$

arrangement utilisé dans le filtre de Wien.

D - Terminons cette revue des mouvements élémentaires par le cas d'une induction B_z :

1) croissant avec z, en symétrie cylindrique. L'équation en z s'écrit :

$$\ddot{z} = \eta r\omega B_r$$

B_r étant l'induction radiale apparaissant inévitablement du fait de la variation de B_z .

On sait que :

$$\mathrm{div}\vec{B}=0 \rightarrow B_r=\frac{r}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z}$$

On obtient alors :

$$\ddot{z} = -\eta \frac{r^2}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \omega \text{ enfait } - \frac{\eta^2 r^2}{2} B_z \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Le gradient de champ introduit une décélération de la particule en z, de sorte que, sous certaines conditions, elle peut être réfléchie : c'est le miroir magnétique.

L'énergie mécanique totale d'une particule soumise seulement à une induction étant constante, un gradient d'induction transvase de l'énergie longitudinale en énergie radiale ou vice-versa. Si θ_0 est l'angle $(\vec{v}, \vec{B}_0)$ et si B_{max} est l'induction maximale en z, seules traverseront cette "crête d'induction" les particules telles que :

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{B_0}{B_{max}}$$

Si B varie lentement (compression adiabatique), le moment magnétique $\mathcal{M}$ de la particule, produit du courant qu'elle transporte par la section droite de sa trajectoire, est un invariant :

$$\mathcal{M} = \pi r^2 \frac{q\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} m \frac{\omega^2 r^2}{B} = \frac{W_\perp}{B}$$

ce qui permet de tirer deux conclusions :

- l'injection de particules dans une induction croissante peut amener un accroissement de $W_\perp$ au détriment de l'énergie axiale W_z ($W_{//}$), dont la conséquence est la réflexion de certaines d'entre elles.
- L'accélération de particules doit se faire dans l'induction la plus basse possible, pour éviter des divergences élevées (liée à $W_\perp$, cette accélération changeant brutalement $\mathcal{M}$).

2) constante suivant z, mais variable suivant x. Ceci induit une dérive en z avec des trajectoires de forme épicycloïdale, dont la vitesse est :

$$v_D = \frac{W \nabla \vec{B}_x}{qB^2}$$

1-3 Les collisions

Quel que soit l'endroit, les particules n'ont pas un mouvement simple indéfiniment. Elles s'approchent les unes des autres de sorte qu'il peut en résulter une modification de l'orientation et du module de leurs vitesses, voire même de leurs propriétés internes : on parle alors de chocs ou de collisions (vocables qui doivent ici perdre leur sens de brièveté et de violence). La plupart ne font intervenir que deux particules, ce sont des collisions binaires. S'il y a trois particules, ce sont des collisions ternaires. La façon dont on traite le problème d'une collision dépend fondamentalement du potentiel de l'interaction. Nous connaissons les interactions gravitationnelle et colombienne, mais les atomes neutres, par exemple, ont des collisions régies par d'autres potentiels, comme nous le verrons.

Les chocs peuvent être élastiques s'ils ne modifient que les vitesses en module et direction ou inélastiques s'ils entraînent, en plus, des changement d'énergie interne ou de nature des particules en présence (masse, charge...). Dans ce dernier cas, l'énergie cinétique totale varie de manière à satisfaire la conservation de l'énergie totale.

Les chocs inélastiques sont de première espèce si une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne (réaction endo-énergétique). L'inverse (réaction exo-énergétique) correspond à un choc inélastique de seconde espèce ou super-élastique.

Les collisions élastiques sont le principal mécanisme d'échange de quantité de mouvement entre les particules. Elles déterminent les coefficients de transports tels que la mobilité électrique ou les coefficients de diffusion. Les collisions inélastiques créent et détruisent les diverses espèces chimiques; elles déterminent donc les densités volumiques de ces espèces. Elles induisent des variations d'énergie cinétique importantes et déterminent les températures cinétiques. Hasted [HAS64] distingue 20 réactions de base intervenant lors d'une collision inélastique, qui n'ont pas toutes la même importance. Ce sont des collisions entre :

- photon et atomes ou molécules (photo-ionisation) ;
- photon et états excités ;
- photon et états ionisés positifs ;
- photon et états ionisés négatifs (photo-détachement) ;
- quatre mêmes réactions où l'électron remplace le photon (par exemple ionisation par impact, émission secondaire...) ;
- quatre mêmes réactions avec un état atomique excité ;
- quatre même réactions avec un état atomique ionisé positivement (échange de charges, recombinaison...) ;
- photon et électrons (photo-émission...)
- ion négatif et atomes ou molécules ;
- ion négatif et ions négatifs ;
- atome et atomes.

Ces particules sont des édifices complexes dont seule la mécanique quantique permet d'étudier à fond les collisions (voir, à cet égard, les quatre volumes exhaustifs de Massey [MAS74]). A notre niveau, quelques principes généraux simples permettent de comprendre bien des faits expérimentaux.

- Le principe de conservation de l'énergie :

$$d(\sum W_c + \sum U_i + \sum h\nu_i) = 0$$

W_c , U_i et $h\nu_i$ respectivement énergie cinétique, interne et photonique de la i ième particule en collision.

- La conservation de l'impulsion et du mouvement cinétique

$$d(\sum m_i \vec{v}_i) = 0$$

$$d(\sum m_i \vec{v} \wedge \vec{r} + \sum \vec{J}) = 0$$

orbital propre

- La conservation des masses et charges.

Ces principes sont valables que l'on soit dans l'un ou l'autre des référentiels spécifiques utilisés pour l'étude des collisions : celui lié au laboratoire (censé être immobile) et celui du centre de masse des particules réagissantes dans lequel l'étude mathématique de la collision est considérablement simplifiée.

Il est temps d'introduire le concept de section efficace de la réaction considérée. Pour une assemblée de particules, la fréquence des collisions est

essentiellement fluctuante parce que statistique. En moyenne, on peut définir une probabilité de réaction en termes d'événements N_r telle que :

$$dN_r = \sigma(v) n_c . N_i dx$$

n_c est le nombre de particules-cibles au repos par unité de volume, N_i le nombre de particules incidentes, animées en faisceau, à la vitesse v traversant une couche d'épaisseur dx de particules-cibles. $\sigma(v)$ est un coefficient de proportionnalité dépendant de v et de la nature de la réaction de dimension L^2 et appelé de ce fait "section efficace de la réaction". Une tradition solidement ancrée fait qu'elle est, le plus souvent, exprimée en cm^2. Son sens physique est évident lorsqu'il s'agit de collisions entre particules de contours bien définis (chocs "boules de billard"): par exemple les molécules neutres quasi-sphériques. Si la particule incidente a un rayon R_i et la particule-cible un rayon R_c , le nombre d'événements sera, par unité d'aire :

$$dN_{(r)} = \pi (R_i + R_c)^2 n_c N_i dx$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\sigma(v) = \pi (R_i + R_c)^2$$

Donc, dans le cas de particules incidentes et cibles identiques :

$$\sigma(v) = 4\pi R_{i,c}^2$$

Si la particule incidente est telle que $R_i << R_c$ (choc électron atome par exemple) :

$$\sigma(v) = \pi R_c^2$$

d'où l'ordre de grandeur des sections efficaces $\approx 10^{-15} cm^2$. Elles sont parfois données en prenant comme unité la surface de la première orbite de Bohr $\pi a_0^2 = 8.810^{-17} cm^2$.

Si une particule frappe une surface où le taux de couverture est n_s, le nombre de collisions γ sera :

$$\gamma = \sigma n_s$$

Exercice : Combien libère de molécules par cm^2 et par photon incident une surface couverte de 1.3 10^{15} H_2/cm^2 bombardée par des photons avec une section efficace de désorption de 10^{-18} cm^2? Elle libérera 1.3 10^{-3} molécules par cm^2 et par photon incident.

La fréquence de collisions est :

$$\nu = n_c v \sigma(v)$$

et le libre parcours moyen, distance moyenne entre deux chocs successifs :

$$\lambda = \frac{1}{n_c \sigma(v)}$$

Lorsqu'un choc peut donner lieu à plusieurs réactions différentes (ionisation, excitation, attachement ...), on peut définir une section efficace totale σ telle que :

$$\sigma = \sigma_{ion.} + \sigma_{exc.} + \sigma_{att.} + ...$$

d'où

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{ion.}} + \frac{1}{\lambda_{exc.}} + \frac{1}{\lambda_{att.}} + ...$$

Dans le cas d'une collision élastique, le phénomène observable est la déviation des particules incidentes. L'observation, en coordonnées sphériques dans le système du laboratoire, dans un angle solide $d\Omega$, de nombre dN de particules incidentes diffusées sera tel que :

$$dN=\sigma(\theta,\varphi)Nnd\Omega dx$$

où $\sigma(\theta,\varphi)$ est une section efficace différentielle de collision élastique. La section efficace totale est alors :

$$\sigma_{el}=2\pi\int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi}\sigma(\varphi)\sin\varphi d\varphi$$

a) Dans le cas de "boules de billard" :

$$\sigma(\varphi)=\frac{1}{4}(R_i+R_c)^2$$

$$\sigma_{el}=4\pi\sigma=\pi(R_i+R_c)^2$$

la diffusion est isotrope.

b) Dans le cas de collisions coulombiennes, où la force de répulsion est, entre deux particules distantes de d:

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_i q_c}{d^2}$$

on obtient :

$$\boxed{\sigma(\varphi)_{[m^2]}=\frac{1}{4}\left[\frac{q_i q_c(m_i+m_c)}{4\pi\varepsilon_0 m_i m_c v^2}\right]^2\frac{1}{\sin^4\varphi/2}}$$

formule de Rutherford. La diffusion est nettement dirigée vers l'avant. σ_{el} dans ce cas est infinie, à cause de la borne d'intégration supérieure, nous y reviendrons au paragraphe 3-1. Cette diffusion est la principale responsable de l'accroissement des dimensions transverses d'un faisceau, soumis aux collisions avec les particules du gaz résiduel comme nous le verrons dans le § 3.1.

La variation de la quantité de mouvement de la particule incidente diffusée, comptée à partir de sa direction initiale est :

$$d(m_i v) = m_i v\,(1 - \cos\varphi)$$

Cette déviation φ se fait avec une probabilité caractérisée par $\sigma(\theta,\varphi)$, ce qui permet, par analogie, de définir une section efficace de transfert de quantité de mouvement :

$$\sigma_m=2\pi\int_0^{\pi}\sigma(\varphi)(1-\cos\varphi)\sin\varphi d\varphi$$

qui devient pour une diffusion "boules de billard" :

$$\sigma_m=4\pi\sigma=\sigma_{el}$$

Le potentiel inter-particulaire dépend de la vitesse des particules en présence et la diffusion n'est pas isotrope. La quantité moyenne d'énergie échangée ΔW entre les deux types de particules est :

$$\frac{\Delta W}{W}\approx\frac{2m_i m_c}{(m_i+m_c)^2}$$

La quantité maximale est le double. L'échange d'énergie est peu important si les masses sont très différentes. Par exemple, un électron rapide perd peu d'énergie dans une collision avec un atome. Un ion lourd cède de l'énergie à une particule plus légère : c'est la base du refroidissement dans les "electron coolers", les EBIS et les ECRIS : les particules légères emportent les excès d'énergie des particules lourdes. Notons que ces échanges d'énergie se font d'autant plus facilement que les masses sont voisines. En particulier, dans l'échauffement coulombien d'électrons d'ionisation

par des électrons rapides, $\frac{\Delta W}{W}$ peut atteindre 1 en mécanique classique et ½ en mécanique quantique (où ces 2 particules sont indiscernables). La section efficace de collision élastique d'électrons sur H_2 est illustrée sur la figure 1-4-3, elle est maximale à 10eV, à 1keV, elle devient négligeable.
Si la collision n'est pas élastique, la particule cible gagne une énergie interne W_i dont la valeur maximale est :

$$W_{i,max} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} W$$

Un électron peut donc céder presque toute son énergie dans une collision avec un atome.

1-4 L'excitation et l'ionisation

Ce sont deux perturbations auxquelles peut être soumis un atome ou une molécule lors d'une collision inélastique. Elles sont presque toujours le résultat des réactions de base évoquées au paragraphe précédent mais interviennent dans d'autres cas (élévation de température, présence d'un fort champ électrique..). Sauf pour la capture électronique, ce sont des réactions à seuil : la perturbation doit céder un minimum d'énergie pour être effective.
Nous savons que les électrons des atomes ont des niveaux d'énergie quantifiés ainsi que les niveaux d'énergie de rotation et vibration des molécules.
Quand un atome dans l'état fondamental (c'est-à-dire dans son état énergétique le plus faible) reçoit de l'énergie, un électron de son cortège peut passer d'un niveau à un autre moins lié : c'est l'excitation (Fig.1-4-1). L'électron revient à sa place en un temps bref (de l'ordre de la nanoseconde), sauf dans le cas des niveaux métastables, et restitue l'énergie sous forme de rayonnement. Si l'énergie reçue est suffisante pour libérer l'électron de l'attraction du noyau : c'est l'ionisation positive. Le seuil est dit énergie de première ionisation E_i exprimée en eV correspondant à un potentiel d'ionisation donné en Volts. Un ion peut être multichargé positivement en cas de collisions simples ou successives très énergiques.

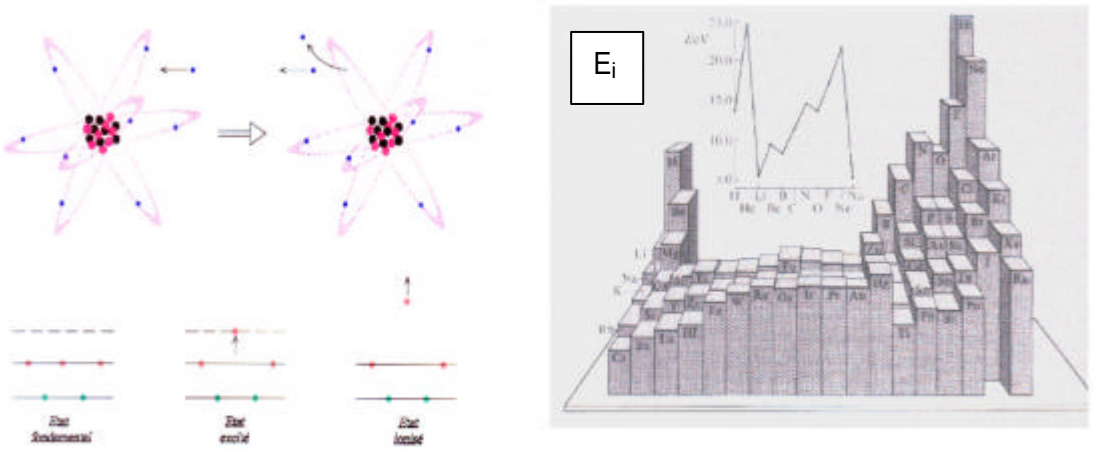


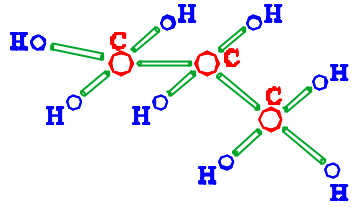
Fig.1-4-1

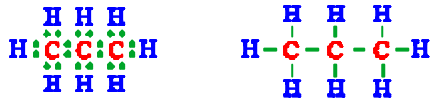
Sur la figure 1-4-1 sont schématisés les potentiels d'ionisation, ils sont dans la gamme 5÷25eV.

Exercice : quelle énergie minimale doit avoir un proton pour ioniser un atome d'hydrogène ?

Il faut que $W_{i,max}$ soit au moins égal au potentiel d'ionisation de l'hydrogène qui est 13.6eV, donc le proton doit avoir au moins 27.2eV d'énergie cinétique.

Le cas de la molécule est plus complexe. A très basse énergie, les états de rotation et de vibration peuvent être excités. La désexcitation se traduit par une émission de rayonnement (luminescence). Puis, la molécule est scindée en fragments ionisés, chacun d'eux apparaissant pour un seuil d'énergie appelé potentiel d'apparition. La figure ci-dessous montre le cas du propane.





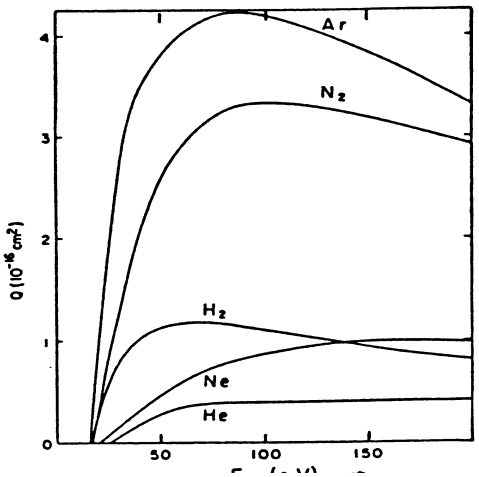
$$C_3H^+_{8(11,2)} \rightarrow C_3H^+_{7(11,9)} \rightarrow C_3H^+_{5(14)} \rightarrow C_3H^+_3 \rightarrow C_3H^+$$
$$\rightarrow C_3H^+_{6(12,3)} \rightarrow C_3H^+_4 \rightarrow C_3H^+_2$$
$$\rightarrow C_2H^+_{5(12,3)} \rightarrow C_2H^+_{3(15,2)}$$
$$\rightarrow C_2H^+_{4(11,9)} \rightarrow C_2H^+_{2(14,4)}$$

A/Z	15	26	27	28	29	38	39	41	42	43	44
Fragment	CH_3^+	$C_2H_2^+$	$C_2H_3^+$	$C_2H_4^+$	$C_2H_5^+$	$C_3H_2^+$	$C_3H_3^+$	$C_3H_5^+$	$C_3H_6^+$	$C_3H_7^+$	$C_3H_8^+$
Abondance relative	5,8	6	40,5	58,5	100	4	1,5	12,8	5,8	23,1	28,2

L'ionisation négative ou capture électronique est une réaction exo-énergétique. Elle se produit lors d'une collision entre un atome ayant une forte affinité électronique (cas des halogènes du groupe VII notamment) et un électron mou (d'énergie <10eV) ou avec un atome à faible potentiel d'ionisation (cas des alcalins du groupe I).

Toutes ces réactions sont justiciables d'une section efficace. Donnons quelques exemples.

Une formule analytique semi-empirique est très utilisée pour exprimer la section efficace de première ionisation par impact électronique sur



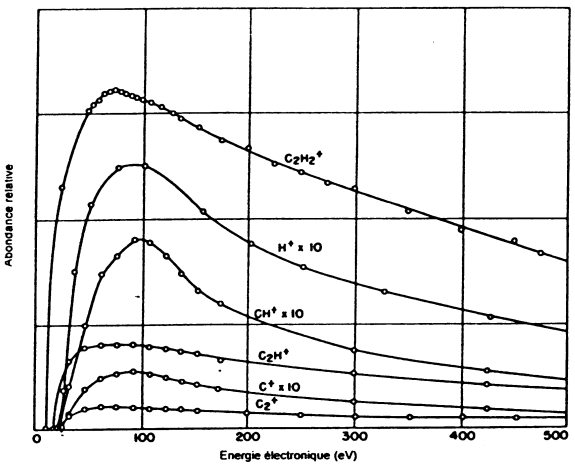


Figure 1-4-2. Sections efficaces d'ionisation par impact électronique des gaz rares et de l'acétylène.

un atome, due a W. Lotz [LOT68] et qui s'écrit :

$$\sigma_{[cm^2]} = \sum_{i=1}^{N} a_i \zeta_i \frac{Ln(E/E_i)}{EE_i} \{1 - b_i \exp[-c_i(E/E_i - 1)]\}$$

i est le numéro de la sous-couche compté à partir de la plus extérieure, a_i, b_i et c_i sont des constantes dépendant de l'atome, E_i l'énergie d'ionisation de l'électron le moins lié de la sous-couche et ζ_i le nombre d'électrons qu'elle contient.

En général $a_i \approx 4.5\ 10^{-14}$, b_i et c_i sont compris entre 0 et 1. Cette formule peut être étendue au cas de l'ionisation multiple. Notons qu'à chaque nouveau degré d'ionisation correspond une chute de la section efficace, d'un facteur compris entre ≈ 5 et 10. Elle permet d'exprimer simplement la sensibilité d'une jauge pour une autre tension grille que celle du constructeur.

Exercice : quelle est la section efficace d'ionisation de l'hydrogène pour des électrons de 100eV ?

On trouve dans les tables de Lotz $a_1=4.\ 10^{-14}$,$b_1=0.6$ et $c_1=0.56$. La sommation disparaît puisqu'il n'y a qu'un électron 1s. On trouve 5.77 10^{-17} cm^2.

Exercice : une jauge à ionisation est étalonnée pour N_2 à 125V de tension grille. Quel est le facteur de correction à apporter si on augmente cette tension à 180V ?

La sensibilité S est proportionnelle à la section efficace. Prenons 15eV comme potentiel d'ionisation de N_2. Le rapport des sensibilités est :

$$\frac{S_{125}}{S_{180}} = \frac{180 Ln(125/15)}{125 Ln(180/15)} = 1.23$$

La pression indiquée sera plus faible que la pression réelle d'un facteur 1.23. (On a supposé illégitimement que les ions sont formés à l'énergie électronique maximale).

Il existe une formule équivalente pour les molécules [ARI97]. La figure 1-4-2 montre l'évolution de ces sections efficaces d'ionisation par bombardement électronique dans le cas de quelques gaz et des fragments de l'acétylène. On constate qu'elles sont maximales pour de faibles énergies électroniques.

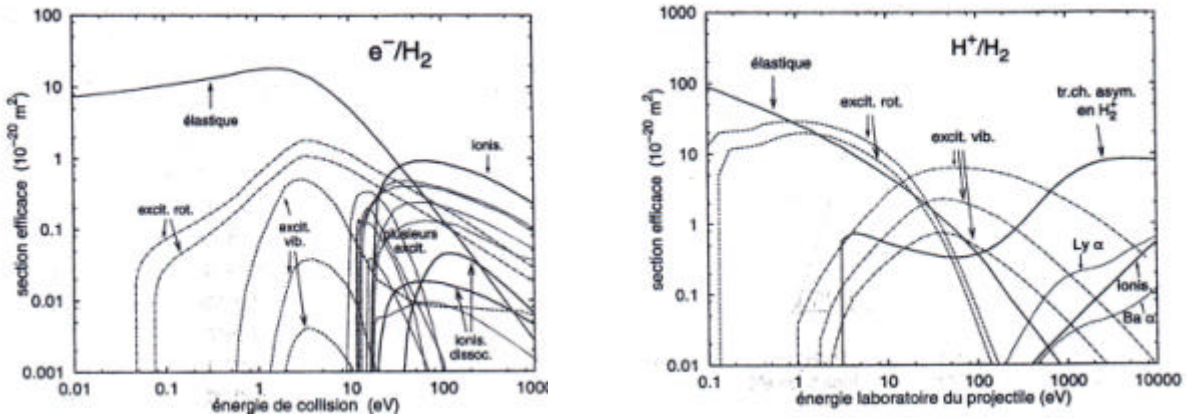


Figure 1-4-3. Sections efficaces de différents processus par impact électronique et protonique du dihydrogène.

Les 2 figures 1-4-3 résument les deux derniers paragraphes. Elles donnent, pour électrons et protons, les sections efficaces de différents processus en fonction de l'énergie sur le principal constituant résiduel d'une enceinte en vide poussé : le dihydrogène. On notera qu'aux énergies des accélérateurs, les collisions ne sont plus élastiques, que les excitations de rovibration de la molécule deviennent rapidement

négligeables mais que les excitations donnant les raies de Lyman et de Balmer sont présentes à haute énergie.

Que se passe-t-il pour l'ionisation par impact avec des projectiles plus lourds ? Loin du seuil, l'ionisation par les protons se traduit par une section efficace variant, en gros, comme celle des électrons en divisant l'énergie protonique par 1836, comme le montre les figures 1-4-4. Ce raisonnement peut être étendu aux excitations.
A très haute énergie, le comportement de la section efficace d'ionisation par impact ne décroît pas de façon monotone. Si nous prenons l'exemple des électrons, la section efficace peut s'écrire [RIE72, GAR68] :

$$\sigma = \frac{4\pi\hbar^2}{(\beta m_e c^2)^2}[C_1^2(2\mathrm{Ln}\gamma - 1) + C_2]$$

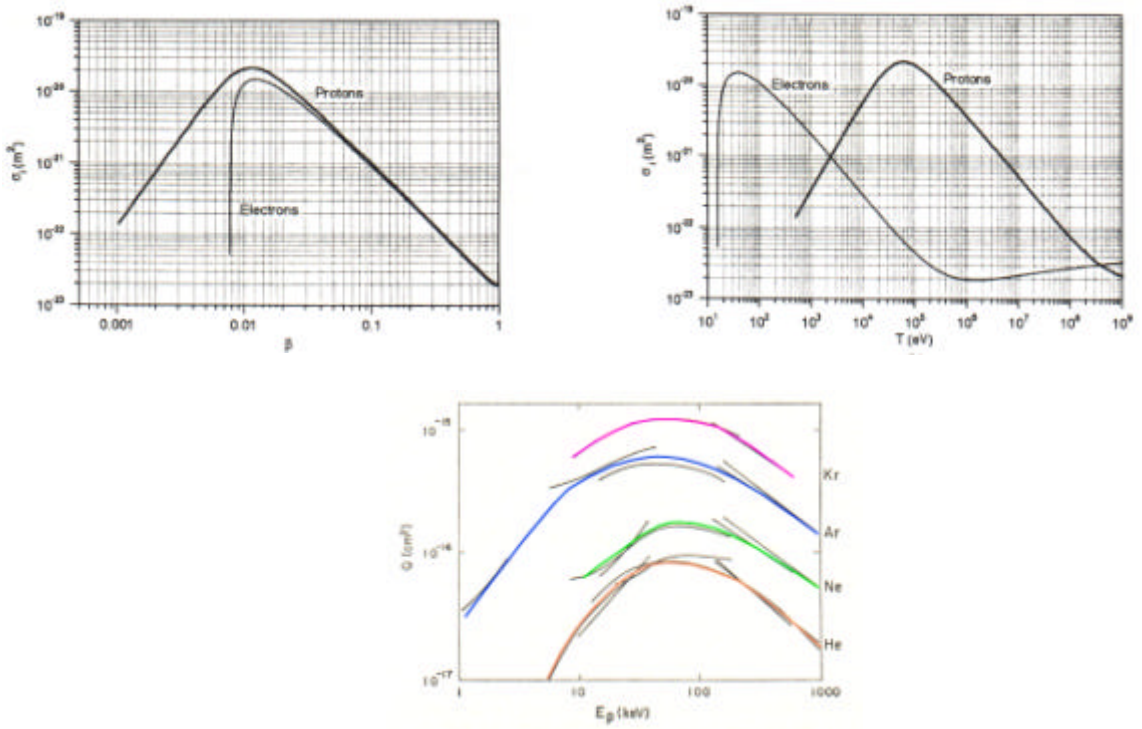


Figure 1-4-4. Variations des sections efficaces comparées entre protons et électrons.

C_1 et C_2 étant des constantes dépendant du matériau cible. Pour H_2, par exemple, on obtient la formule pratique, en considérant que $\beta = 1$:

$$\sigma_{[cm^2]} = 1.8710^{-20}(1.3\mathrm{Ln}\gamma + 7.45)$$

La section efficace décroît jusqu'à ≈1MeV puis recroît avec γ. Pour les protons au-delà de 5 MeV, on obtient [REI94, RUD85] :

$$\sigma_{[cm^2]} = \frac{1.32910^{-20}}{\beta^2}[\mathrm{Ln}(1.86610^5\beta^2\gamma^2) - \beta^2]$$

L'ionisation par des ions multichargés énergiques de cibles gazeuses est le domaine privilégié des ions de recul (« recoil ions »). Elle se produit par éjection d'électrons de l'atome cible en couche profonde et réarrangement du cortège (cascade Auger et shake-off). On constate que le nombre d'ions secondaires croît comme le carré de la

charge incidente et avec le numéro atomique du projectile, que les sections efficaces totales peuvent atteindre $10^{-14}cm^2$ [COC79, MCD64, RED68] avec un maximum en dessous de 1MeV/nucléon comme le montre la figure 1-4-5 dans le cas de He^+ sur différents gaz. Ces ions secondaires sont produits avec des énergies de quelques dizaines d'eV.
La figure 1-4-6 illustre le cas d'un ion Cl^{+12} accéléré à 34MeV qui ionise soit le gaz résiduel (en-bas) soit du néon surajouté (en-haut), on voit la multitude d'ions de recul créés.
Ce fort pouvoir ionisant des ions très chargés est problématique dans tous leurs anneaux de stockage qui requièrent des ultravides lointains pour que les ions produits ne perturbent pas le comportement du faisceau.

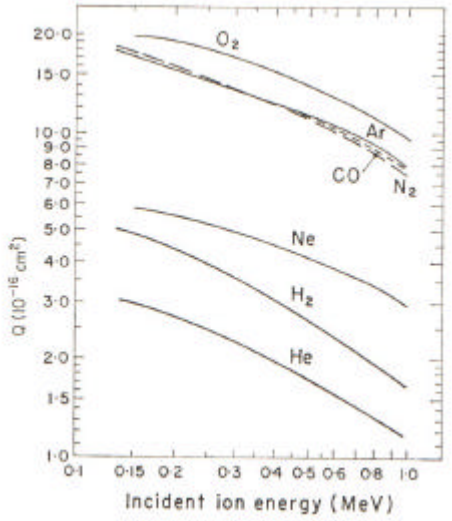


Figure 1-4-5.

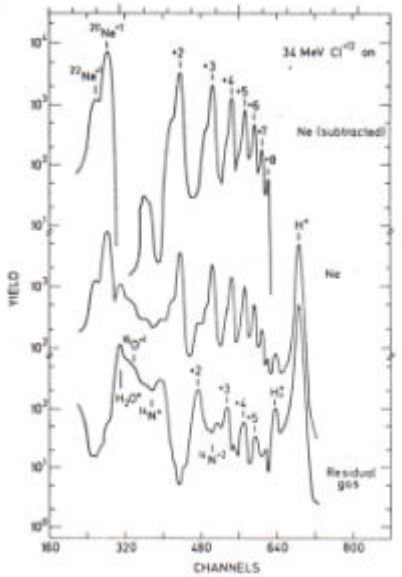
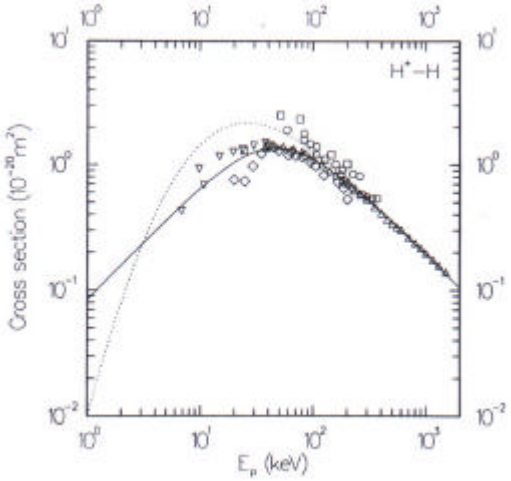


Figure 1-4-6.



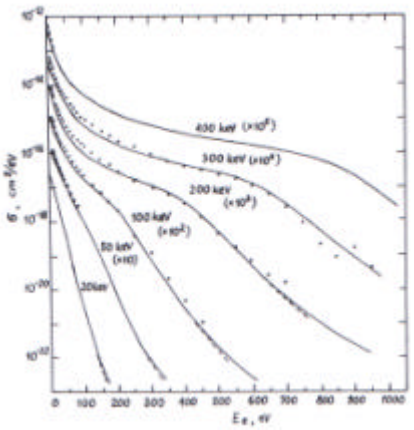
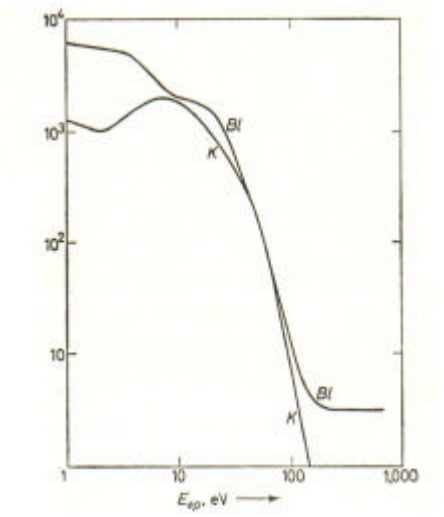


Figure 1-4-8.

Comme on vient de le voir, l'ionisation produit des particules secondaires, des ions dont l'énergie est faible mais largement suffisante pour créer de la désorption de paroi. Elle produit aussi des électrons secondaires, avec des sections efficaces élevées, comme on le voit sur la figure 1-4-7 relative à la collision (H^+,H_2) [RUD85].

Les électrons secondaires ont un spectre d'énergie large et d'autant plus que l'énergie des particules incidentes est élevée, au point qu'ils peuvent devenir eux-mêmes ionisants. La figure 1-4-8 représente la section efficace différentielle de production d'électrons dans la collision (H^+,H_2), en fonction de l'énergie des électrons éjectés [OGU72]. La figure 1-4-9 montre un spectre typique d'énergie d'électrons issus d'ionisation de H_2 par des protons de 50keV [HAS64].

Figure 1-4-9.



L'ionisation connaît plusieurs processus inverses. Nous ne ferons que citer les plus importants pour les basses énergies. Nous traiterons de la capture électronique par des faisceaux énergiques dans le chapitre « Interaction faisceau-gaz résiduel ».
Pour les ions positifs :

- La recombinaison radiative

$$A^{\xi+} + e \rightarrow A^{(\xi-1)+} + h\nu$$

Les sections efficaces sont de l'ordre de $10^{-21} \div 10^{-20} \mathrm{cm}^2$ pour des électrons thermiques ; elles chutent à $10^{-22} \mathrm{cm}^2$ pour $W_e \approx 5\mathrm{eV}$.

- L'échange de charges

$$A^{\xi+} + B \rightarrow A^{(\xi-1)+} + B^+$$

Pour des énergies inférieures à 25 keV/nucléon, la section efficace peut être représentée par la formule empirique (à 30% près) :

$$\sigma_{\xi \rightarrow \xi-1[\mathrm{cm}^2]} = 1.43\, 10^{-12} \xi^{1.17} E_{i,GR}{}^{-2.76}$$

$E_{i,GR}$ étant l'énergie d'ionisation en eV du gaz résiduel. Cette section efficace est de quatre ordres de grandeur supérieure à celle d'ionisation.

- Les mécanismes de recombinaison diélectronique sont importants dans les refroidisseurs à électrons (electron coolers) utilisés pour améliorer l'émittance d'ions accumulés. A la suite d'une collision, un ion peut se trouver dans un état doublement excité et perdre une charge

$$A^{(\xi+1)+} + e \rightarrow A^{\xi+**}$$

puis se désexciter radiativement sans auto-ionisation

$$A^{\xi+**} \rightarrow A^{\xi+*} + h\nu$$

Pour les ions négatifs :

- Le détachement collisionnel

$$A^- + B \rightarrow A + B + e$$

dont la section efficace présente un maximum mou entre 400 eV et 10 keV, de valeur supérieure à 10^{-15} cm^2 , soit environ 1000 fois œlle du processus d'attachement.

Ces changements de charge sont gênants, outre la perte d'intensité, par les pertes de particules sur les parois qu'ils occasionnent.

II- Les propriétés d'un faisceau.

Un faisceau est un ensemble cohérent de particules se déplaçant dans une direction privilégiée, comme nous l'avons dit dans l'introduction. Cette définition s'étend aux photons. Toutefois, dans la suite de ce paragraphe, nous ne parlerons que des propriétés des faisceaux de particules chargées soumis aux forces coulombiennes qui jouent un rôle majeur dans le comportement de ces faisceaux.

2-1 La notion d'émittance

Tout faisceau normalement utilisé dans les instruments communs que rencontre le spécialiste du vide est généré à partir d'une source. Que ce soit un canon à électrons pourvu d'un émetteur solide ou une source d'ions à plasma, les perturbations extérieures qui sont à l'origine de la formation des particules chargées dans la source sont des interactions aléatoires, ce qui induit une dispersion en énergie initiale de ces particules. La distribution en énergie est généralement de type Maxwell-Boltzmann. Si l'on considère l'espace des phases à 6 dimensions (x, p_x, y, p_y, z, p_z), les N points représentatifs de ces particules sont dans un hypervolume dit d'émittance (on peut préciser "d'émittance généralisée"). En vertu du théorème de Liouville, cet hypervolume est invariant le long des systèmes allant de la source à la cible sauf dans les principaux cas suivants :

- diminution de N par diaphragmes ou fentes,
- collisions interparticules (Effet Touschek ou Boersch) ou avec le gaz résiduel,
- forces non hamiltoniennes (ne dérivant pas d'un potentiel), cas de la charge d'espace en général,
- refroidissement du faisceau,
- instabilités.

Dans la majorité des cas rencontrés pratiquement, le faisceau se propage suivant z avec une dispersion en $\dot{z}$ négligeable et des vitesses $\dot{x}$ et $\dot{y} << \dot{z}$. Par ailleurs, les plans $x\dot{x}$ et $y\dot{y}$ sont le plus souvent découplés, de sorte que l'on peut substituer à la notion d'hypervolume à six dimensions celle de double figure d'émittance transverse xx' et yy' dans l'espace dit des traces (le prime dénotant la dérivation par rapport à z). En symétrie cylindrique, la figure devient simple en rr'. Dans le cas de faisceaux à faible vergence, x', y' et r' qui sont des tangentes, sont assimilées à des angles α. L'unité d'émittance est donc le m.rad mais on rencontre souvent le sous-multiple mm.mrad. La figure d'émittance dans un plan (exemple ci-dessous) est tracée pour différentes fractions de l'intensité totale. Elle a la forme générale d'une ellipse dont l'orientation dépend de la vergence du faisceau. Le théorème d'Appollonius permet d'exprimer la surface S de l'ellipse :

$$S=\pi a_0 \alpha_0 = \pi a \alpha = \pi pq$$

Par convention, l'émittance géométrique est :

$$\varepsilon = S/\pi .$$

Si la figure n'est pas une ellipse :

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\pi}\iint dx\,dx'$$

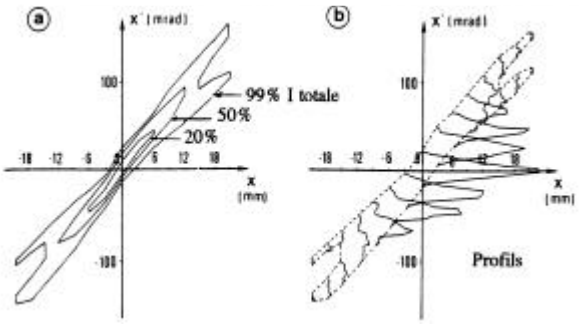
on définit une émittance normalisée :

$$\varepsilon_N = \beta\gamma\varepsilon \quad \beta = \frac{\dot{z}}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

laquelle est une constante le long de l'axe de propagation dans les conditions définies ci-dessus. Cette émittance devrait être égale à l'émittance de la source que l'on appelle émittance native ou intrinsèque [REI94] et qui vaut, par exemple, dans le cas d'un émetteur de rayon r_k à la température T :

$$\varepsilon_{N,nat.} = 2r_k\sqrt{\frac{2kT}{mc^2}}$$

(notons, au passage, que des particules générées dans une induction ont une température apparente T supérieure à la température réelle du fait du terme additif qrA_θ dans le moment canonique azimutal).



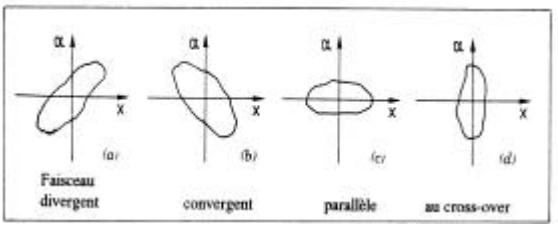


Figure 2-1-1

Dans les faits, l'émittance mesurée en sortie de source est très supérieure à cette valeur, à cause, entre autres, des effets de charge d'espace près de l'émetteur. On rencontre aussi l'émittance physique :

$$\varepsilon_p = (W)^{1/2}\varepsilon_{[m.rad.eV^{1/2}] \text{ ou } [mm.mrad.MeV^{1/2}]}$$

que l'on peut rattacher à l'émittance normalisée par la formule, en unités pratiques :

$$\varepsilon_N = \frac{4.68\,10^{-2}}{c\sqrt{A}}\varepsilon_{P_{[m.rad.MeV^{1/2}]}}$$

La brillance est théoriquement le quotient d'une densité au point d'émission par l'angle solide vu par le faisceau :

$$B = \frac{J}{\Omega}$$

Si l'émittance transverse normalisée s'écrit :

$$\varepsilon_{N,xy} = \frac{\beta^2\gamma^2}{\pi^2}\int\int\int\int dx\,dy\,dx'dy'$$

la brillance normalisée est :

$$B_N = \frac{I}{\pi^2\varepsilon_{N,xy}} \quad \text{ou} \quad B_N = \frac{2I}{\pi^2\varepsilon_{N,r}}$$

Si le courant I est émis par une faible surface circulaire de rayon r dans un cône de demi-ouverture α :

$$B = \frac{I}{\pi^2 r^2\alpha^2}$$

L'ordre de grandeur est :

$$B \approx 10^6 \, A cm^{-2} rd^{-2}$$

(Ne pas s'étonner de trouver des $A.m^{-2}.srd^{-1}$).

On voit sur la figure 2-1-1 que l'émittance géométrique est reliée à l'aire d'une figure qui peut être très perturbée, au point qu'il faille plutôt considérer l'enveloppe globale du diagramme comme émittance significative. Pour éviter ceci, les physiciens des accélérateurs ont introduit la notion d'émittance quadratique moyenne (en anglais "root mean square", rms) qui est une émittance statistique définie par :

$$\varepsilon_{rms} = \left(\overline{x}^2 \overline{x'}^2 - \overline{xx'}^2\right)^{1/2}$$

De sorte que ε, appelée aussi émittance effective, vaut :

$$\varepsilon = 4\varepsilon_{rms}$$

La formule de l'émittance native est extraite de ces considérations d'émittance statistique qui s'appliquent avec bonheur aux distributions de Maxwell-Boltzmann. On tire, en particulier, une valeur de l'émittance normalisée native dans le sens longitudinal pour un faisceau d'extension $\Delta z = \dot{z}\Delta t$ (Δt étant, par exemple, la durée d'un paquet ou une unité de temps dans le cas d'un faisceau continu) :

$$\varepsilon_{N,nat,z} = \Delta z \left(\frac{kT}{mc^2}\right)^{1/2} = \Delta W.\Delta t$$

rappelons que :

$$\varepsilon_{N,nat,x} = 2x \left(\frac{kT}{mc^2}\right)^{1/2}$$

ΔW est la dispersion en énergie longitudinale (on peut prendre $\frac{1}{2}kT$).

Pour des faisceaux à haute énergie, le profil transverse due à cette distribution de Maxwell-Boltzmann est gaussien.

2-2 Les effets collectifs dans un espace de glissement

Ils sont légion. Intéressons-nous à ceux qui ont un impact sur le vide, en particulier les effets dus à la charge d'espace, force de répulsion coulombienne inévitable quand des charges de même signe se côtoient. Exprimons le champ de charge d'espace E_r dans un faisceau cylindrique de rayon r_F. Le théorème de Gauss permet d'écrire :

$$E_r = \frac{\Sigma Q}{2\pi\varepsilon_0 r} = \frac{Jr}{2\beta c\varepsilon_0}$$

Si l'on suppose que la densité est uniforme dans la section du faisceau, on a :

$$E_r = \frac{Ir}{2\pi\varepsilon_0 \beta c r_F^2}$$

Sachant que : $$E_r = -\frac{dV}{dr}$$

on en conclut qu'il existe une différence de potentiel ΔU entre le centre et le bord du faisceau que l'on baptise « puits de potentiel» en référence abusive aux électrons, avec une répartition interne parabolique si $\dot{z}$ est constante, telle que :

$$\Delta U = V_{r_F} - V_{(0)} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{I}{\beta c}$$

Cette notion est fondamentale car elle implique :

a) que le champ radial créé par un faisceau est propre à attirer des particules de signe opposé d'où le nom de puits de potentiel. Cette propriété est très importante pour l'étude de la neutralisation de la charge d'espace de faisceaux intenses qui créent, par ionisation du gaz résiduel, des ions ou des électrons qui peuvent combler ce puits.

b) Cette variation de potentiel parabolique (en effet, si $E_r \propto r \rightarrow V \propto r^2$) est solution de l'équation de Poisson $\Delta V = \rho/\varepsilon_0$. Le faisceau se propageant dans un tube de rayon r_T, entre lui et la paroi, le potentiel obéit à l'équation de Laplace $\Delta V = 0$; il en résulte un potentiel composite tel que la profondeur totale du puits, par rapport au tube, est de la forme :

$$\Delta U_T = \Delta U(1 + 2\mathrm{Ln} r_T / r_F)$$

dépression qui, pour r_T grand, peut être de l'ordre de grandeur de l'énergie initiale : le faisceau fait alors demi-tour, il y a formation d'une cathode virtuelle. Il faut garder présent à l'esprit que l'on ne peut pas injecter n'importe quelle intensité de faisceau à une énergie donnée dans une géométrie donnée.

Exercice : sachant qu'au LEP circule un faisceau de 100mA, de diamètre 1mm dans un tube de diamètre 100mm. Que vaut le puits total ?

On peut considérer que b=1, on trouve 30V. Conséquence : un électron d'ionisation créé au fond de ce puits est suffisamment énergique pour ioniser le gaz résiduel, créer des électrons secondaires sur la paroi et, surtout, la faire désorber.

Exercice : dans un klystron, l'anode fait 10mm de diamètre, peut-on injecter un faisceau de 10A à 5kV ?

On montrerait aisément que, pour des électrons non relativistes :

$$\Delta U_T = 1.54 10^4 \frac{I}{\sqrt{V}} (1 + 2Ln \frac{r_T}{r_F})$$

soit 12207V ! plus que l'énergie initiale. Le faisceau ne peut entrer dans cette géométrie. En fait, on montre qu'il y a une limite dite de pervéance telle que l'intensité est limitée à I_{max} donnée par :

$$I_{max} = 32.5 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{1 + 2Ln(r_T / r_F)}$$

A noter que les paires ions-électrons formées dans un faisceau intense voient un de leurs composants accéléré à une énergie au plus égale à l'équivalence de ce puits et qui frappent les parois de l'enceinte. L'autre est piégé dans le puits.

L'équation différentielle qui régit la variation du rayon de la particule périphérique est (attention aux signes!) :

$$\ddot{r} = \frac{\eta I}{2\pi\varepsilon_0 \dot{z} r}$$

soit, par rapport à z :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\eta I}{2\pi\varepsilon_0 (\beta c)^3 r}$$

avec $\eta = \frac{\xi e}{A\gamma m_p}$ pour un ion. (m_p : masse du proton = $1836 m_e$). Cette équation montre que, même pour un faisceau initialement convergent, il finit par diverger rapidement sous l'effet de cette charge d'espace.

Le puits de potentiel peut être neutralisé par des charges opposées dues à l'ionisation. Ce phénomène n'est pas toujours bénéfique : dans la soudure par bombardement électronique, les faisceaux très intenses sont transportés sur de longues distances sans éclater grâce aux nombreux ions créés par la forte pression, mais il se produit très souvent des instabilités de plasma qui modulent le cordon de soudure ! Dans les anneaux de stockage, la neutralisation partielle change l'enveloppe du faisceau de façon incontrôlée au point de faire perdre le faisceau, par désadaptation à la maille de focalisation. Le temps τ_N nécessaire pour neutraliser ce puits se déduit aisément des considérations précédentes :

$$\tau_N = \frac{1}{\sigma n_0 \beta c}$$

σ est la section efficace d'ionisation en cm^2 pour des particules de faisceau de vitesse βc en $cm.s^{-1}$ sur des particules de gaz résiduel de densité volumique n_0 en cm^{-3}.

Dans une enceinte à vide dont le constituant résiduel est l'hydrogène à la pression P en hPa, la section efficace d'ionisation de la molécule d'hydrogène par un faisceau électronique d'énergie W en eV est donnée par la formule empirique :

$$\sigma_{[cm^2]} = \frac{1.37\ 10^{-15}}{W} Ln 3.076 W$$

On en déduit le temps de neutralisation :

$$\tau_N \approx 4.65\ 10^{-10} \frac{W^{1/2}}{P Ln(3W)}$$

Exercice :à $P=10^{-7}$hPa, quel est le temps de neutralisation d'un faisceau d'électrons de 1keV ? 18ms. Même dans un vide poussé, un faisceau d'électrons est très vite

neutralisé, ce qui veut dire que, s'il est soumis à la charge d'espace, celle-ci est vite compensée, donc l'enveloppe du faisceau peut changer considérablement.
Au bout de ce temps, la pression équivalente dans le faisceau se déduit de sa densité volumique n_F :

$$n_F = \frac{j}{\beta c} = \frac{I}{e\beta c \pi r_F^2}$$

Exercice :avec le faisceau précédent de 100mA et de 1mm de diamètre, quelle est la pression interne ? On trouve $\beta c = 1.87\ 10^9$ *cm/s, et* $P = 1.6\ 10^{-6}$*hPa. Au point de chute de ce faisceau et à condition que la surface collectrice soit polarisée négativement de la valeur du puits de potentiel initial, il peut y avoir une remontée de pression importante en plus de la désorption stimulée (cas des électrodes de nettoyage, par exemple, dans les synchrotrons).*
Parmi les autres phénomènes collectifs intervenant dans les espaces de glissement en vide poussé se trouvent un certain nombre d'instabilités que nous ne traiterons pas sinon en considérant qu'elles induisent des pertes de particules qui affectent le vide. Les phénomènes de diffusion de concentration sont masqués, dans les faisceaux que nous considérons, par la diffusion de répulsion coulombienne dans la direction transverse qui se traite en faisant intervenir le champ de charge d'espace dans les équations des mouvements.

2-3 Le rayonnement synchrotron

Les particules chargées à haute vitesse peuvent émettre différents types de rayonnement d'importance variable pour le vide environnant :
- le rayonnement Cerenkov émis dans un milieu transparent a peu d'impact
- le rayonnement de freinage ou « Bremsstrahlung » intervient lors d'une décélération qui peut créer des photoélectrons et de la désorption, sera traité en détail
- le rayonnement de transition émis à l'interface de deux milieux, peu actif en terme de vide
- enfin le rayonnement synchrotron qui intervient lors d'une accélération transverse et qui est préoccupant dans les accélérateurs à électrons de type circulaire par la désorption qu'il provoque [HOF98].

Pratiquement, ce dernier se rencontre pour des particules très relativistes défléchies par un ou une série d'aimants. Une particule qui tourne dans un plan horizontal est soumise à une accélération centripète. Elle y produit un champ magnétique normal et un champ électrique qui lui est perpendiculaire du fait des équations de Maxwell, les deux étant perpendiculaires à la direction locale de propagation. Ce sont les caractéristiques d'une onde électromagnétique polarisée horizontalement. Plus précisément, il s'agit d'un rayonnement dipolaire.

A un instant donné, ce rayonnement est émis dans le sens de rotation dans une ouverture angulaire de $\approx\pm 1/\gamma$, de par le mouvement, il balaye le plan horizontal dans un angle proche de l'angle de déviation. Le spectre de longueurs d'onde émis est large et dépend da la longueur de la trajectoire dans l'aimant. Le tableau suivant [BOS92], donne pour 3 machines classiques, en fonction du rayon de courbure R de la machine, la longueur d'onde typique λ qu'elle produit.

Machine	**Particule**	**R(m)**	**E(GeV)**	g	l (Å)
EPA	e-	1.43	0.5	978	20
LEP	e-	3096	45	88000	0.06
SPS	p	741	400	426	128000

On notera que les quanta associés aux deux premiers cas correspondent à des énergies de 615eV et 205keV capables d'ioniser en couches profondes. Par contre les protons donnent des rayonnement très mous.

La puissance totale rayonnée P par une particule portant une charge élémentaire, d'énergie au repos E_0, de β proche de 1 est :

$$P = \frac{2 r_c c E_0 \gamma^4}{3R^2} \qquad r_c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 E_0}$$

r_c, le rayon classique, vaut 2.818 10^{-15}m pour les électrons et 1.535 10^{-18}m pour les protons.

La puissance totale rayonnée par tour pour un faisceau d'électrons d'intensité I est :

$$\boxed{P_t = \frac{4\pi r_c E_0 \gamma^4 I}{3\,\mathrm{Re}} = 88.6\,\frac{E^4_{[\mathrm{GeV}]} I_{[\mathrm{mA}]}}{R}}$$

Quelques chiffres : au LEP la perte d'énergie par tour pour un électron est de 117MeV. Pour un faisceau de 3mA à 45GeV, la puissance collectée par la chambre à

vide est de 350kW ! Les mêmes grandeurs à l'ESRF deviennent 4.5MeV, pour 100mA la puissance rayonnée est de 450kW. On comprend pourquoi le système HF doit impulser continuellement le faisceau de ces anneaux. Notons que le LHC à 8TeV-300mA en protons ne rayonne que 500W.
Le flux de photons émis par seconde et par électron est :

$$\dot{n} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{c}{R} \gamma\alpha$$

α est la constante de structure fine (voir le glossaire). Par mètre et avec les unités pratiques précédentes, on en déduit le flux total :

$$\frac{d\dot{N}_{[m^{-1}s^{-1}]}}{ds} = 1.2810^{17} \frac{IE}{R}$$

La figure 2-3-1 donne un exemple de spectre en longueurs d'onde de ce flux.

L'énergie moyenne d'un photon est :

$$\overline{E}_{\varphi} = \frac{4 r_c E_0 \gamma^3}{5\sqrt{3}\alpha R}$$

Dans le cas du LEP, cette énergie vaut environ 20keV ! Nous examinerons dans le chapitre interactions rayonnement-paroi les effets sur la pression résiduelle de ces flux de photons.

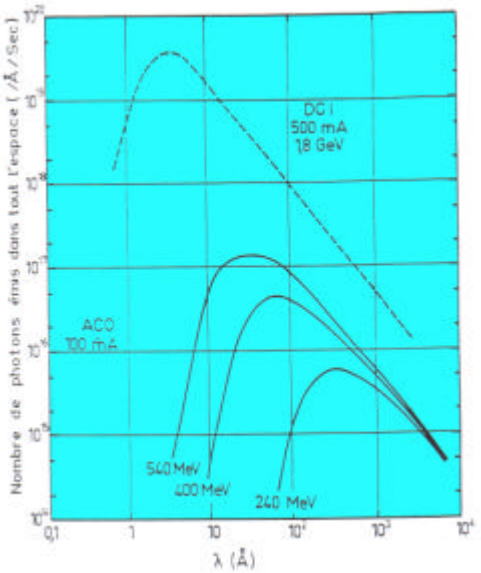


Figure 2-3-1

III- Les interactions faisceau-gaz résiduel.

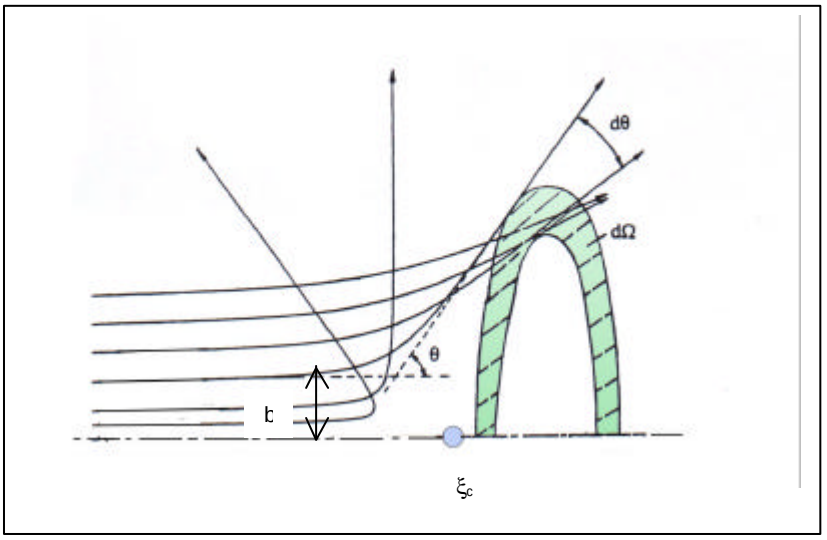
Nous privilégierons les interactions avec le dihydrogène qui est le constituant principal de l'atmosphère résiduelle en vide poussé. Certaines ont été décrites de façon très générale dans l'introduction. Ces interactions sont des collisions binaires de deux types :

- élastiques : diffusion coulombienne simple et multiple
- inélastiques : Bremsstrahlung, perte d'énergie par ionisation, capture et perte électroniques, photo-absorption et -ionisation.

Nous ne parlerons pas des réactions nucléaires.

3-1 La diffusion coulombienne

Un faisceau de particules chargées traversant un gaz dont les atomes peuvent être considérés comme immobiles est soumis à des collisions où l'interaction fait intervenir des charges : c'est la diffusion coulombienne. Selon la distance aux atomes, les particules incidentes subissent l'action du noyau ou des électrons du cortège, le résultat de cette collision est une déflexion sans perte d'énergie, donc élastique. Nous allons traiter ici de la diffusion due à une seule collision dite diffusion simple. La diffusion multiple a des effets globaux sur l'accroissement la divergence du faisceau que nous traiterons dans le paragraphe suivant.



On voit sur la figure ci-dessus que selon la valeur de b dit paramètre d'impact, l'angle θ est plus ou moins grand (ici l'interaction est une répulsion), il existe une valeur θ_{max} au-delà de laquelle la particule peut être considérée comme perdue. En dessous de cette valeur, les particules défléchies forment un « halo » responsable d'une traîne sur la figure d'émittance. Dans les cas pratiques de collisions sous vide poussé, on considère que le paramètre d'impact est suffisamment grand pour que les déflexions soient faibles (on parle de collisions lointaines). La charge du noyau déflecteur est alors considérée comme écrantée par les électrons du cortège et la force de Coulomb s'écrit :

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\xi_i\xi_c e^2 \frac{\exp(-d/a)}{d^2}$$

évidemment $\xi_c = Z_c$, a est la distance d'écrantage et vaut:

$$a = \frac{a_0}{(\xi_i^{2/3} + Z_c^{2/3})}$$

où a_0 est le rayon de la première orbite de Bohr soit 0.53A. La section efficace différentielle telle qu'elle est définie dans le paragraphe 1-3 vaut alors, pour les angles faibles :

$$\sigma(\theta)_{[m^2]} = \left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\varepsilon_0 m_r v_i^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \qquad \text{avec} \qquad m_r = \frac{m_i m_c}{m_i + m_c}$$

Dans le cas d'une symétrie de diffusion azimutale, la section efficace totale σ_{el} est telle que :

$$d\sigma_{el} = \sigma(\theta)d\Omega \approx 2\pi\sin\theta\sigma(\theta)$$

Si l'on veut calculer les pertes au-delà de l'angle θ_{max}, la section efficace totale correspondante est :

$$\boxed{\sigma_{\theta max} = \int_{\theta max}^{\pi} d\sigma_{el} = 2\pi\left(\frac{\xi_i Z_c e^2}{8\pi\varepsilon_0 m_r v_i^2}\right)^2 \cot g^2(\theta_{max}/2)}$$

Cette formule n'est, en principe, pas valable pour la collision élastique e-e (où l'on parle de diffusion de Mott). Dans la réalité, les termes correctifs sont négligeables.
Notons, au passage, que le terme en $\cot g^2$ est inversement proportionnel au carré du diamètre de la chambre dans laquelle circule le faisceau diffusé.
Ce type de diffusion n'est important que pour des électrons de faible énergie (dans la gamme des centaines d'eV).
Exercice : quel est le taux de pertes par diffusion sur l'hydrogène d'un faisceau de protons de 100keV sur 1m dans une enceinte à 10^{-5}hPa ? On trouve une section efficace de 3.24 10^{-18}cm^2. Le terme dN/N de perte se déduit de la définition de la section efficace, n vaut 2.65 10^{11}/cm^3, il vaut donc 8.59 10^{-5}, ce qui est négligeable, mais deviendrait dramatique sur 1km !
Le même calcul avec des électrons de 10keV toujours sur 1m donne une section efficace de 8.11 10^{-17}cm^2 et un taux de pertes de 2.15 10^{-3}, ce qui montre qu'ils sont nettement plus diffusés.

3-2 Le rayonnement de freinage

Nous avons déjà évoqué l'émission de rayonnement par des particules relativistes notamment les électrons (et conséquemment des positrons). Quand les électrons pénètrent dans une collection d'atomes, qu'elle soit diluée comme le gaz résiduel ou condensée comme une paroi, ils sont accélérés radialement dans le champ des noyaux ou des électrons de ces atomes et émettent un rayonnement analogue au rayonnement synchrotron que l'on appelle rayonnement de freinage ou « Bremsstrahlung ».

Material	Z	A	Radiation length X_0 [g/cm²]	[cm] () is for gas	Density [g/cm³] () is for gas [g/ℓ]
H_2	1	1.01	61.28	865	0.0708(0.090)
D_2	1	2.01	122.6	757	0.162(0.177)
He	2	4.00	94.32	755	0.125(0.178)
Li	3	6.94	82.76	155	0.534
Be	4	9.01	65.19	35.3	1.848
C	6	12.01	42.70	18.8	2.265
N_2	7	14.01	37.99	47.0	0.808(1.25)
O_2	8	16.00	34.24	30.0	1.14(1.43)
Ne	10	20.18	28.94	24.0	1.207(0.90)
Al	13	26.98	24.01	8.9	2.70
Si	14	28.09	21.82	9.36	2.33
Ar	18	39.95	19.55	14.0	1.40(1.78)
Ti	22	47.88	16.17	3.56	4.54
Fe	26	55.85	13.84	1.76	7.87
Cu	29	63.55	12.86	1.43	8.96
Ge	32	72.59	12.25	2.30	5.323
Sn	50	118.69	8.82	1.21	7.31
Xe	54	131.29	8.48	2.77	3.057(5.89)
W	74	183.85	6.76	0.35	19.3
Pt	78	195.08	6.54	0.305	21.45
Pb	82	207.19	6.37	0.56	11.35
U	92	238.03	6.00	≈0.32	≈18.95
Air, 20°C, 1 atm. (STP in paren.)			36.66	(30420)	0.001205(1.29)
H_2O			36.08	36.1	1.00
Shielding concrete			26.7	10.7	2.5
SiO_2 (quartz)			27.05	12.3	2.64
NaI			9.49	2.59	3.67
BaF_2			9.91	2.05	4.89
BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$)			7.98	1.12	7.1
Polystyrene, scintillator (CH)			43.8	42.4	1.032
Lucite, Plexiglas ($C_5H_8O_2$)			40.55	≈34.4	1.16–1.20
Polyethylene (CH_2)			44.8	≈47.9	0.92–0.95
Mylar ($C_5H_4O_2$)			39.95	28.7	1.39
Borosilicate glass (Pyrex)			28.3	12.7	2.23
CO_2			36.2	(18310)	(1.977)
Ethane C_2H_6			45.66	(34035)	0.509(1.356)
Methane CH_4			46.5	(64850)	0.423(0.717)
Isobutane C_4H_{10}			45.2	(16930)	(2.67)
NaF			29.87	11.68	2.558
LiF			39.25	14.91	2.632
Freon 12 (CCl_2F_2) gas, 26°C, 1 atm.			23.7	4810	(4.93)

Cette énergie rayonnée les décélèrent longitudinalement. L'autre processus de perte d'énergie est par ionisation que nous étudierons dans le paragraphe suivant.

On introduit la notion de longueur de radiation χ_0 définie comme la distance au bout de laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur 1/e (e=2.71828) par Bremsstrahlung tantôt exprimée en cm tantôt en g/cm^2 quand elle est multipliée par la masse volumique ρ du corps cible considérée, la perte d'énergie relative après un parcours dx s'écrit alors :

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{\chi_0}$$

Le tableau donne cette grandeur pour quelques éléments et matériaux [TSA74]. Si Z_c et A_c sont respectivement le numéro et la masse atomique du corps cible, elle peut être approximée par :

$$\chi_{0[g/cm^2]} = \frac{714.6A_c}{Z_c(Z_c+1)\mathrm{Ln}(287/\sqrt{Z_c})}$$

Exercice : calculer la longueur de radiation de H_2 gazeux à 10^{-6} hPa? On sait que:

$$\frac{\rho_P}{\rho_{Patm}} = \frac{P}{1013}$$

On trouve 7 10^9 km.

On considère que ce processus de perte d'énergie est prédominant dès que celle-ci dépasse l'énergie dite critique de 800MeV/Z_c. Un accélérateur a une acceptance en dispersion d'énergie de son faisceau ΔE_{RF}. Au bout d'un certain temps de parcours des particules, la perte d'énergie dépasse cette acceptance et elles sont alors perdues. Dans le cas du LEP, à 10^{-9} mbar, la perte d'énergie relative par tour est de 4 10^{-12}. Deux conclusions : cette perte est négligeable devant celle due au rayonnement synchrotron. Le faisceau perd 2.77keV par seconde soit 20MeV en 2 heures, on comprend pourquoi l'ultravide est nécessaire pour avoir de longues durées de vie du faisceau.

Ce calcul de perte d'énergie au travers de la longueur de radiation donne un renseignement global, il ne permet pas de savoir combien de particules initiales sont perdues au bout d'un trajet donné. Pour un faisceau d'électrons d'énergie E, dès que l'un d'eux émet un photon d'énergie $h\nu$ supérieure à ΔE_{RF}, il est considéré comme perdu, cette probabilité de perte est caractérisée par deux sections efficaces différentielles de radiation, l'une pour la contribution des noyaux, l'autre pour celle des électrons de couches :

$$\left[\frac{d\sigma_B}{d(h\nu)}\right]_N = \frac{4\alpha r_e^2}{h\nu} Z_c^2 \left\{\left[\frac{4}{3}(1-\frac{h\nu}{E}) + \frac{h^2\nu^2}{E^2}\right](183 - \frac{1}{3}LnZ_c) + \frac{1}{9}(1-\frac{h\nu}{E})\right\}$$

$$\left[\frac{d\sigma_B}{d(h\nu)}\right]_e = \frac{4\alpha r_e^2}{h\nu} Z_c \left\{\left[\frac{4}{3}(1-\frac{h\nu}{E}) + \frac{h^2\nu^2}{E^2}\right](1194 - \frac{2}{3}LnZ_c) + \frac{1}{9}(1-\frac{h\nu}{E})\right\}$$

Si ΔE_{RF} est petit devant E, on obtient la section efficace totale en intégrant ces deux dernières de ΔE_{RF} à E, soit :

$$\boxed{\begin{gathered}\sigma_B = 4\alpha r_e^2\left[F(Z_c)\frac{4}{3}(Ln\frac{E}{\Delta E_{RF}} - \frac{5}{8}) + Z_c\frac{Z_c+1}{9}(Ln\frac{E}{\Delta E_{RF}} - 1\right] \\ F(Z_c) = Z_c^2 Ln(\frac{183}{Z_2^{1/3}}) + Z_c Ln(\frac{1194}{Z_c^{2/3}})\end{gathered}}$$

Comme pour le rayonnement synchrotron, l'incidence sur le vide est multiple : le Bremsstrahlung véhicule de l'énergie qui sera dissipée dans les parois, il induit de la désorption et, par l'effet photoélectrique, il génère des électrons ionisants. Nous reviendrons sur le rayonnement de freinage dans l'interaction faisceau-paroi.

Exercice : avec une acceptance HF valant le millième de l'énergie, calculer le taux de perte électronique sur 10km à 10^{-9} hPa. On trouve s = 5.78 10^{-26}cm^2 et un taux de perte de 1.53 10^{-9}. Rappelons néanmoins que le halo ne doit pas excéder 10^{-7} dans le LHC.

3-3 Les pertes d'énergie par ionisation

Nous avons décrit l'ionisation comme une collision inélastique dans laquelle la particule énergique cède de l'énergie au milieu qu'elle traverse. Il s'ensuit donc, pour elle, une perte d'énergie dE qui est proportionnelle à l'épaisseur traversée dx. On constate qu'en dessous du keV, ce sont les noyaux de la cible qui joue le rôle prédominant dans la décélération et qu'au-delà ce sont les électrons des cortèges. Il existe une abondante littérature traitant de ce problème, le lecteur ayant besoin de précision pourra s'y reporter [HAN58, BOU90, CHE90, FAN63, BAL96, MAR69], en prenant garde aux unités en particulier au facteur $4\pi\varepsilon_0$. Soit un projectile autre qu'un électron portant un nombre de charges élémentaires ξ_i, de masse m_i, frappant une cible de numéro atomique Z_c et de nombre de masse A, son nombre d'électrons par cm^3 est :

$$N = \frac{\rho N_A}{A} \qquad \text{avec} \quad N_A = 6.02210^{23}$$

La cible est caractérisée par sa constante d'ionisation $\Im$ (on trouve parfois le terme impropre « potentiel d'ionisation » à ne pas confondre avec celui défini précédemment) :

$$\Im_{[eV]} = 16\, Z_c^{0.9}$$

sauf pour H_2 pour lequel il vaut 19.2eV.
La perte d'énergie (ou pouvoir d'arrêt) s'écrit, selon Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \xi_i^2 Z_c N}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m_e c^2 \beta^2} \left(\mathrm{Ln}\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{\Im} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right)$$

Le signe – indique une perte d'énergie, le terme δ est un terme de correction relativiste. En général ξ_i=1, on peut retenir la formule pratique :

$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.3071 \frac{Z_c \rho}{A\beta^2} \left(\mathrm{Ln}\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{\Im} - \beta^2\right)$$

La pression agit par l'intermédiaire de ρ.
Si a_0 et v_0 sont respectivement le rayon de la première orbite de Bohr et la vitesse de l'électron sur cette orbite :

$$v_0 = \alpha c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar} = 2.18810^6 ms^{-1}$$

Lindhard et Scharff [LIN63] ont calculé le pouvoir d'arrêt électronique à basse vitesse ($v<2v_0\xi_i^{2/3}$) :

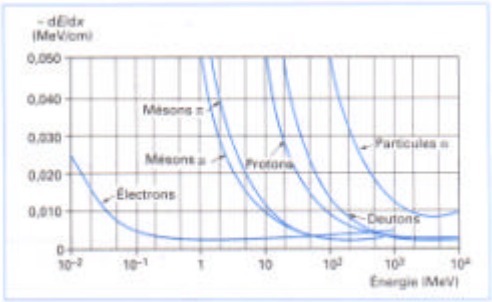
$$-\frac{dE}{dx}_{[eV.m^{-1}]} = 8\pi\xi_i^{1/6} e a_0 \frac{\xi_i Z_c N}{(\xi_i^{2/3} + Z_c^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0}$$

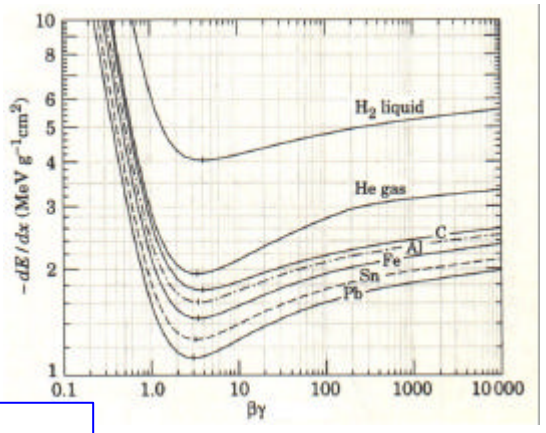
Exercice: quelle est la perte d'énergie de protons de 200MeV dans le corps humain et dans le dihydrogène à 10^{-6}hPa? On peut assimiler le corps humain à de l'eau. Avec les figures 1-1, on trouve 5MeV/cm. Dans le dihydrogène à cette pression r=0.09 10^{-9}g/cm^3, ce qui donne 5.3 10^{-4}eV/cm ! On voit que, dans le cas du gaz résiduel, les pertes d'énergie par ionisation sont négligeables en terme d'impact sur le vide.
Le traitement des électrons est légèrement différent, du fait de leur faible masse. Le transfert d'énergie lors de la collision est plus important. On trouve les formules pratiques suivantes :

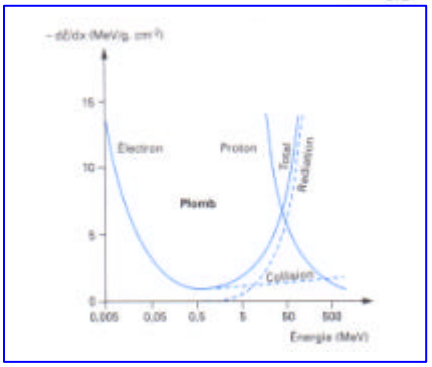
$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.179\frac{Z_c\rho}{A\beta^2}Ln\frac{2m_ec^2\beta^2}{\Im}$$

en dessous de 1MeV et pour des électrons à $\beta=1$:

$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.1536\frac{Z_c\rho}{A}(Ln\frac{2m_ec^2}{\Im}+3Ln\gamma-1.95)$$







Figures 3-3-1

Les figures 3-3-1 illustrent la perte d'énergie dans l'air pour quelques particules, puis, en fonction de $\beta\gamma$ pour quelques cibles, enfin les pertes d'énergie des électrons et des protons suivant les 2 processus étudiés [BOU90, ROH94, PAP94]. On appelle libre parcours moyen R d'une particule (en anglais « range »), la distance moyenne qu'elle parcourt jusqu'à annulation de son énergie. Il n'existe pas de formule analytique pour le déterminer, on sait que :

$$R \propto \frac{E^2}{m_i\xi_i^2 Z_c N}$$

les figures 3-3-2 donnent des exemples de parcours de particules, en particulier pour les protons et les électrons dans des matériaux d'intérêt pour le vide. Il existe quelques formules semi-empiriques pour les parcours dans l'air :

$$R_{[g.cm^2]} = 0.407 E_{[MeV]}^{1.38} \qquad 0.15 < E < 0.8$$

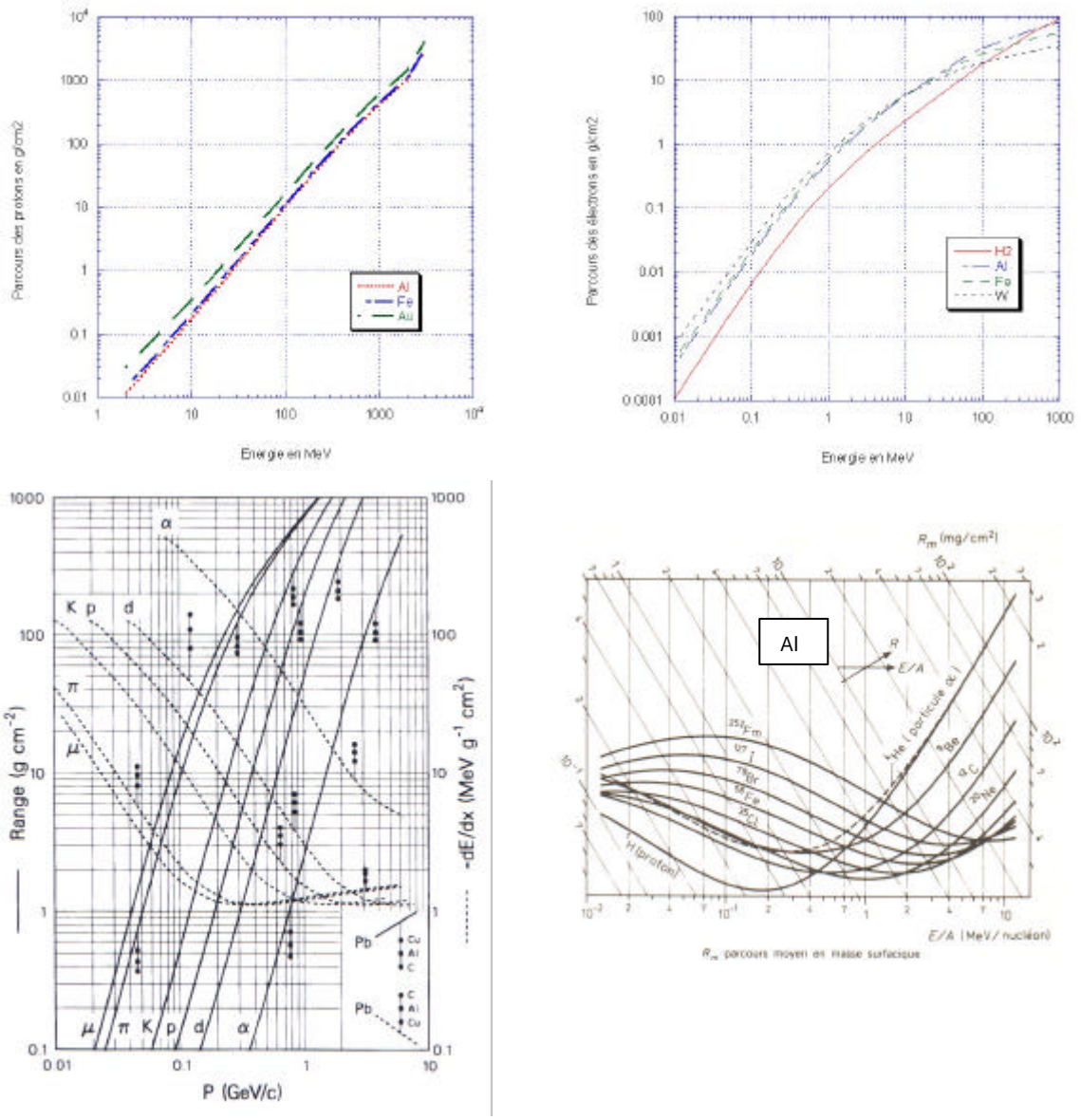
pour les électrons $\qquad = 0.543E - 0.16 \qquad E > 0.7$

$$= 0.53E - 0.106 \qquad 2.5 < E < 20$$

et pour les protons $\qquad R_{[m]} = \left(\frac{E_{[MeV]}}{9.3}\right)^{1.8}$

Le cas des ions lourds multichargés est, lui aussi, particulier comme on le voit ci-dessus dans le cas de l'aluminium. Par leur faible vitesse v, on peut utiliser l'expression non relativiste du pouvoir d'arrêt, en appelant toujours ξ_i leur nombre de charges et Z leur numéro atomique :

$$-\frac{dE}{dx}_{[MeV.cm^{-1}]} \approx 0.3071 \frac{Z_c \rho}{A\beta^2} \frac{\xi_i^2}{Z^2} (\mathrm{Ln} \frac{2m_e v^2}{\Im})$$



Figures 3-3-2

Il en résulte que les ions très lourds ont un parcours anormalement grand pour des énergies <1MeV/A.
Au-delà de 1MeV/A, il existe 2 lois d'échelle pour la détermination des parcours :
- pour 2 particules différentes dans le même matériau :

$$R_1(E_1) = \frac{A_1}{A_2}\frac{Z_2^2}{Z_1^2}R_2(\frac{A_2}{A_1})$$

Par exemple, le parcours de protons de 10MeV est le même que celui des α de 40MeV.
- pour la même particule dans 2 matériaux :

$$\frac{R_{A_2}}{R_{A_1}} = \frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

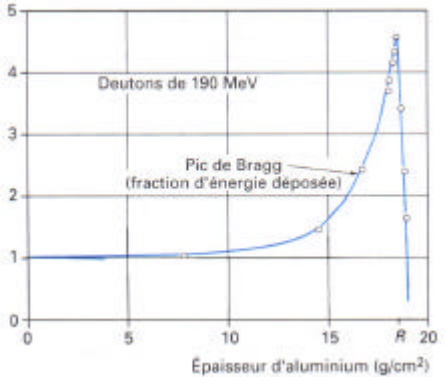
Exercice: quel est le parcours de protons à 4MeV dans le fer ? De la figure 3-3-2, on tire le range (en g/cm^2 !) de Al=4mg/cm^2 soit R_{Al}=1.48 10^{-3}cm d'où R_{Fe}=7.25 10^{-4} cm.
L'incidence de ces pertes d'énergie sur le faisceau incident est multiple. Il y a d'abord un effet sur la dispersion en énergie. En effet, la perte d'énergie donnée ci-dessus est une valeur moyenne autour de laquelle existe une fluctuation supposée gaussienne appelée « straggling ». L'écart quadratique moyen associé, pour un parcours Δx, est donné par:

$$\sigma^2_{E[eV^2]} = \frac{4\pi Ne^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\xi_i^2 Z_c \Delta x$$

L'écart relatif moyen est entre 1 et 2%.
Le deuxième effet est la diffusion multiple qui accroît la divergence du faisceau.
L'écart quadratique moyen en divergence est donné par :

$$\sigma_\theta^2 = \frac{4\pi\xi_i^2}{\alpha\beta^2\gamma^2}\frac{m_e^2}{m_i^2}\frac{\Delta x}{\chi_0}$$

Il en résulte un accroissement de l'émittance du faisceau avec le temps.
Exercice: dans un accélérateur travaillant à 10^{-5}hPa d'H_2, des protons accélérés à 200MeV parcourent 70km . Quel est l'accroissement en divergence ? De l'exercice du §3-2, on déduit que la longueur de radiation de H_2 à 10^{-5}hPa est de 7 10^{8}km. On déduit b et g de la figure 1-1. On trouve 9.4 mrad.
Terminons ce paragraphe par un commentaire. Le phénomène de perte d'énergie est connectée à la section efficace d'ionisation. On sait que celle-ci présente un maximum assez net en fonction de l'énergie, par exemple pour les électrons il est à environ 3 fois le potentiel d'ionisation du corps bombardé. Quand la particule énergique pénètre dans la matière à forte vitesse, du fait de la faible section efficace, la décélération est faible et l'énergie déposée par unité de longueur est aussi faible. La vitesse diminuant cette énergie déposée croît quasiment en raison inverse de l'énergie (loi de Thomas-Whiddington). Au maximum de la section efficace, le dépôt est aussi maximum : c'est le pic de Bragg illustré par la figure ci-dessous.



Nous reparlerons brièvement de ces deux processus de perte d'énergie dans le chapitre « Interaction faisceau-paroi ».

3-4 Changement de charge des faisceaux d'ions

Ils sont aussi problématiques que les autres processus parce qu'ils se traduisent par la perte des ions perturbés par déflexion anormale dans les aimants par exemple et par les produits secondaires qu'ils créent. Nous avons parlé des processus d'échange de charge et de recombinaison dans le paragraphe sur l'ionisation pour des ions quasi-immobiles. Nous avons évoqué l'ionisation par impact d'ions rapides qui s'applique évidemment au gaz résiduel, phénomène où la charge des ions reste constante. Pour des faisceaux énergiques, les processus de changements de charge ionique rencontrés sont conformes aux bilans suivants, en appelant X l'élément rapide et G le gaz résiduel :

- perte électronique

$$X^- + G \rightarrow X + G + e^-$$

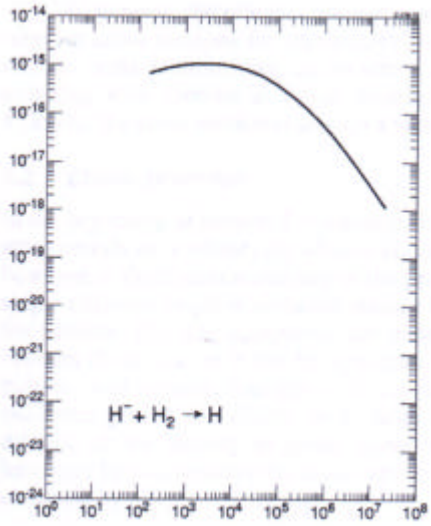
$$X^{n+} + G \rightarrow X^{(n+m)+} + G^{q+} + (q+m)\, e^-$$

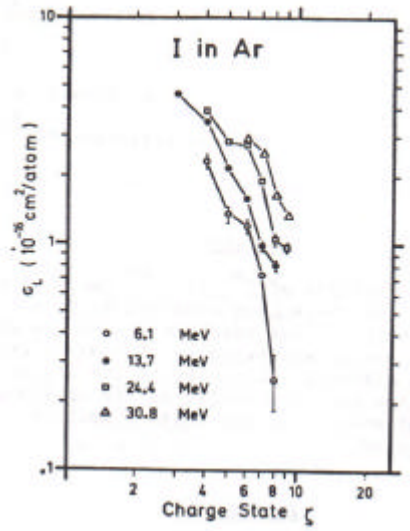
La première réaction est le détachement collisionnel de l'électron surnuméraire des ions négatifs, la seconde intervient dans les réactions d'épluchage à haute énergie où G est plutôt un élément en phase dense (cellule gazeuse, film liquide mince ou feuille solide, c'est le « stripping »). Elle intervient aussi dans la production d'ions multichargés de recul obtenus par ionisation en couche profonde avec cascade Auger ou shake-off. En général G se trouve dans un état excité, ce qui produit une luminescence au cours de la désexcitation.

Le cas qui nous intéresse est m=1, parce qu'il s'avère nettement le plus probable. On constate que ce processus est prédominant sur le suivant pour des vitesses de projectile supérieures à la vitesse de leur électron périphérique.

Ce processus est assimilable à un processus d'ionisation par impact, dans lequel ce serait la cible qui se déplace et les projectiles qui seraient immobiles.

Les figures 3-4-1 montrent la section efficace en cm^2 de perte électronique de H^- traversant une cible de dihydrogène en fonction de l'énergie et d'ions d'iode dans l'argon [ANG72].





Figures 3-4-1

Les hautes sections efficaces relatives à ce processus le font utiliser dans les tokamaks. On produit de fortes intensités de deutérium négatif qu'on neutralise avant de les injecter dans le tore pour chauffer le plasma.
Avec a_0, v_0, Z, ξ_i et Z_c définis plus haut, la section efficace de perte d'un électron à haute énergie s'écrit :

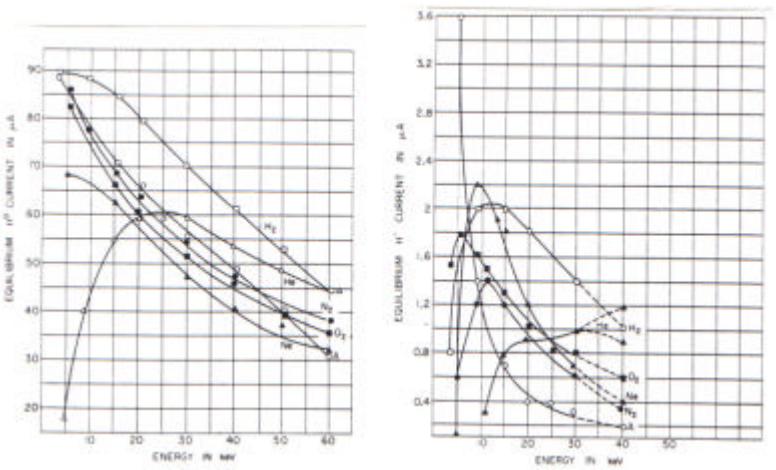
$$\sigma_{\xi_i=0\to1} = 4\pi a_0^2 \frac{(Z_c + Z_c^2)}{Z^2}\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$$

qui exprime bien la décroissance en 1/E constatée sur la figure ci-dessus et qui montre que cette perte augmente avec le nombre d'électrons de l'atome-cible qui jouent le rôle d' « éplucheurs » des électrons du projectile.

- capture électronique

$$X^{n+} + G \to X^{(n-1)+} + G^+$$

Là encore, les processus multiples théoriquement possibles sont très improbables. La capture peut se faire en couche lointaine, avec luminescence de désexcitation (capture radiative). La section efficace est maximale quand la vitesse du projectile est proche de celle de l'électron périphérique de l'atome de gaz résiduel, c'est-à-dire à β<<1.



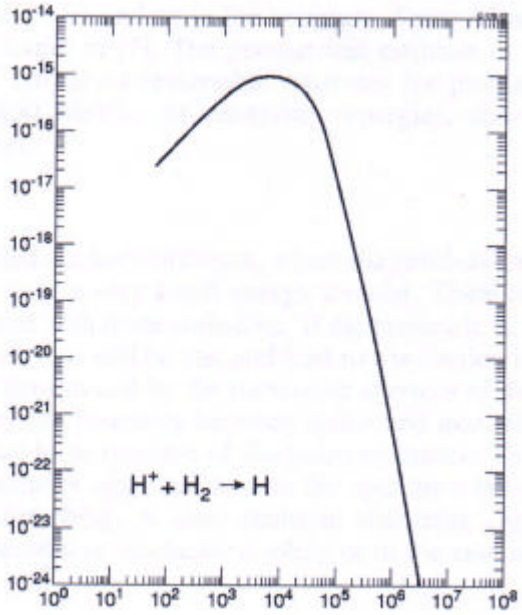
Figures 3-4-2

Cette figure 3-4-2 montre ce qu'il advient d'un faisceau de 100µA de protons gagnant 1 puis 2 électrons en passant dans différents gaz. Le processus à deux étapes est nettement moins probable que l'autre. On constate que les efficacités donc les sections efficaces sont maximales pour de faibles énergies, comme montré sur la figure 3-4-3 pour des protons dans H_2.

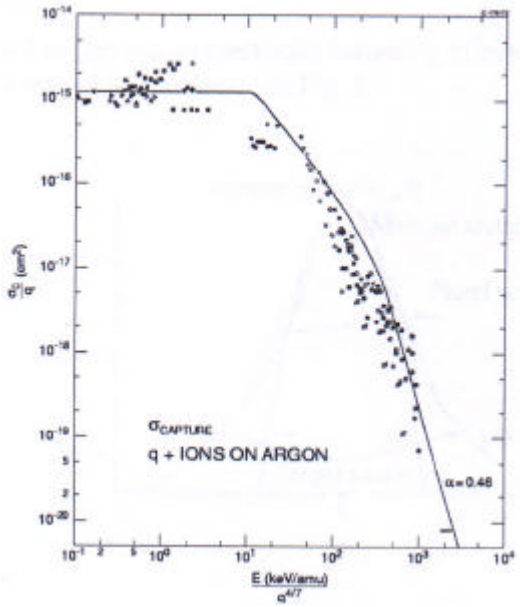
La figure 3-4-4 montre la section efficace de capture électronique normalisée à la charge d'ions traversant l'argon en fonction de l'énergie exprimée en keV/nucléon par charge [4/7]. On voit qu'elle s'effondre à grandes vitesses.
La théorie classique de Thomas permet de donner une formule analytique de la section efficace :

$$\sigma_{\xi_i\to\xi_i-1} = \frac{64\sqrt{2}}{3}\pi a_0^2 Z_i^{7/2} Z_c^2 \left(\frac{a_0}{r}\right)^{7/2}\left(\frac{v_0}{v}\right)^{11}$$

r étant le rayon de l'électron périphérique des atomes de la cible.
On trouve d'autres formules théoriques et semi-empiriques dans [BAR50] et dans [FRA92]. Cette section efficace augmente avec le nombre d'électrons de l'atome-cible qui joue le rôle ici de « pourvoyeur » d'électrons.



Figures 3-4-3



Figures 3-4-4

Un nombre important de données expérimentales se trouvent dans [Nucl.Inst and Meth. B. Conférences sur « Fast Ion Collisions » qui se tiennent tous les 2 ans].

3-5 Photo-absorption et -ionisation

Les photons, comme les neutrons, n'induisent pas d'interactions coulombiennes (ils ne sont pas directement ionisants, par exemple). Ils échangent de l'énergie au travers de l'onde associée. L'absorption de l'énergie des photons par la matière (photo-absorption) produit, à basse énergie, de l'excitation, de la dissociation ou de l'ionisation (photo-ionisation, effet photo-électrique). A plus haute énergie, les photons peuvent être absorbés par diffusion ou par création de paires électron-positron. Ce phénomène sera aussi décrit dans le chapitre VI.

La photo-absorption dans les gaz joue un rôle fondamental dans notre atmosphère. Sous vide, elle va jouer un rôle dans les lignes de rayonnement synchrotron et dans les lasers, par exemple. Si un faisceau de photons d'intensité I traverse un milieu de densité atomique n et d'épaisseur x, cette intensité décroît de ΔI donnée par :

$$\Delta I = -\sigma n x I = -\mu_\ell x I$$

σ est une section efficace totale incluant tous les processus décrits précédemment, elle dépend du milieu traversé et de la longueur d'onde, elle doit être interprétée comme l'aire présentée par la molécule ou l'atome recevant la radiation, μ_ℓ est le coefficient d'absorption linéique. On appelle coefficient d'absorption massique :

$$\mu_m = \frac{\mu_\ell}{\rho}$$

que l'on donne dans des conditions normales de température et de pression (NTP 0°C et 1013 hPa) et que l'on exprime généralement en cm^2/g. Au fur et à mesure que l'énergie $h\nu$ du photon augmente, ce sont d'abord les niveaux de rotation, de vibration et d'excitation des molécules qui transitent comme le montre la figure 3-5-1 relative à l'ozone O_3.

On constate que les radiations du proche ultraviolet sont absorbées sur 3 bandes nettes de longueurs d'onde, ce qui explique l'importance de la couche d'ozone dans la captation de ces radiations dangereuses.

On note aussi que ces sections efficaces sont au moins de deux ordres de grandeur inférieures à celles liées à l'impact électronique, ce qui est connecté au fait que ces interactions ont une portée correspondant à la longueur d'onde associée.

Dans la gamme d'énergie proche du seuil d'ionisation, la section efficace présente à la fois des pics ou bandes d'absorption et un « continuum » du à la photo-ionisation comme le montre les figures 3-5-2 pour les gaz d'intérêt en ultravide [WEI56].

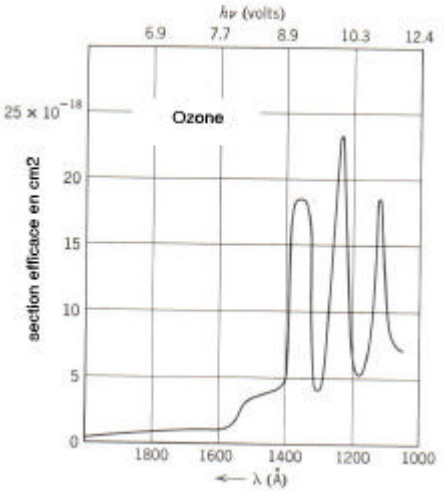
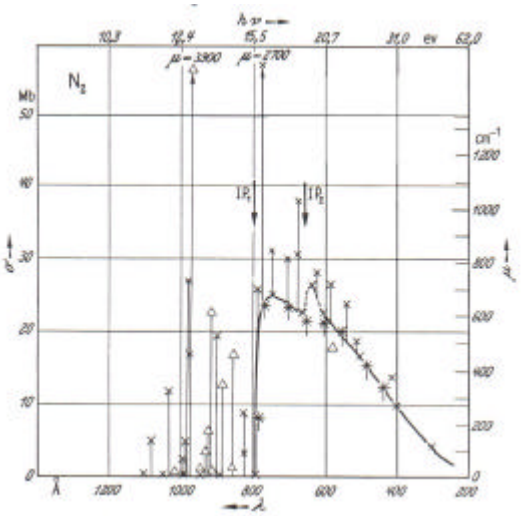
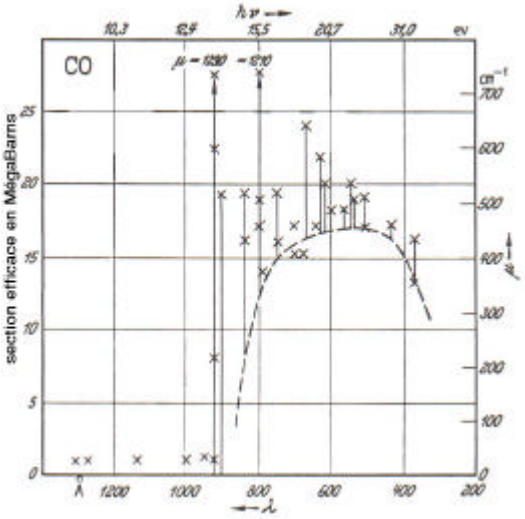
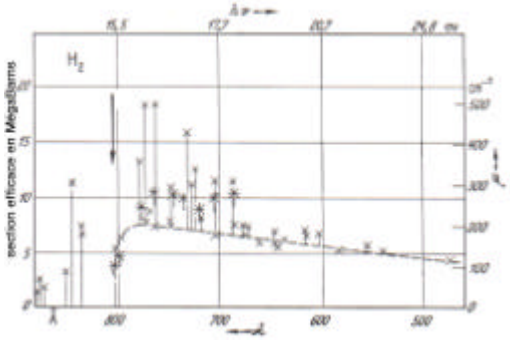


Figure 3-5-1







Figures 3-5-2

Si l'on prend l'exemple de N_2, on voit quelques pics d'absorption pour λ>800Å, et la croissance de la section efficace à partir du seuil d'ionisation de N_2, IP1 (1 MégaBarn= 10^{-18}cm^2).

Plus haut en énergie, les photons créent des transitions entre les niveaux atomiques, plus l'énergie est élevée et plus les électrons de couches internes sont excités ou éjectés, la section efficace subissant des sauts à chaque transition (figure 3-5-3). L'émission d'électrons est un effet photo-électrique sur le gaz.

A plus haute énergie, c'est le domaine des rayons X ou γ, qui peuvent créer des paires et des effets photo-nucléaires.

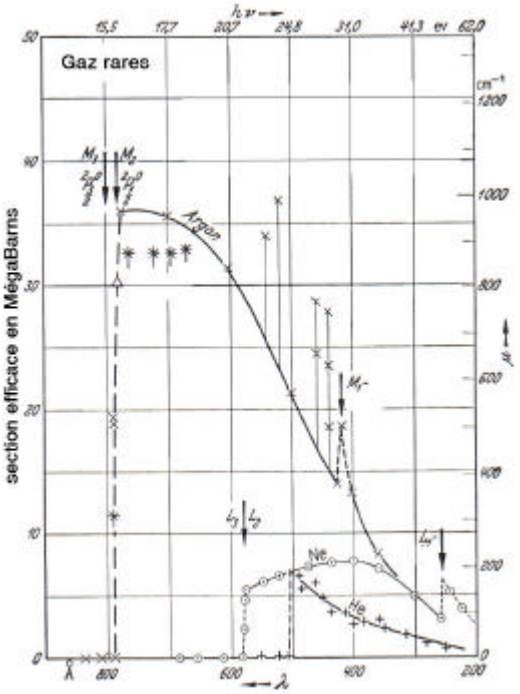


Figure 3-5-3

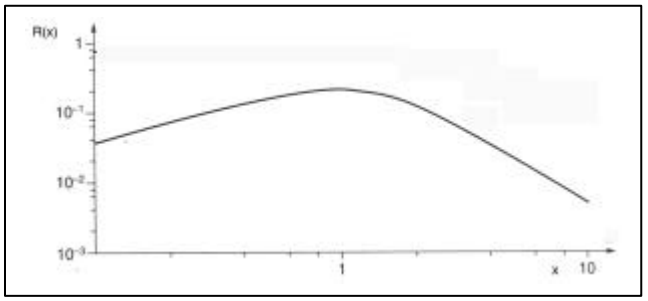
3-6 Le ralentissement par un plasma

L'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel produit des particules chargées des deux signes, à faible vitesse, comme nous venons de le voir, on peut donc considérer qu'il y a création d'un plasma de densité n et de température T. La présence du puits de potentiel fait que ce plasma est en général non neutre et plutôt constitué de particules cibles lourdes ayant une distribution de vitesses maxwellienne. Toujours du fait des interactions coulombiennes, ce plasma est décélérateur. Le pouvoir d'arrêt est donné par [DEL94] :

$$-\frac{dE}{dx}_{[J.m^{-1}]} = \frac{ne^4 m_c \xi_i^2 \xi_c^2}{3\pi kTm_i \varepsilon_0^2}(1+\frac{m_i}{m_c})R(\frac{v_i\sqrt{m_c}}{\sqrt{3kT}})Ln\Lambda$$

$$Ln\Lambda = Ln\frac{8\pi(\varepsilon_0 kT)^{3/2}}{e^3\sqrt{n}} \approx 10 \quad \text{et} \quad R(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}x^2}\int_0^x u^2 e^{-u^2}du$$

R(x) est représentée sur la figure ci-dessous, pour des énergies au-delà du keV, R peut être considéré comme nul. Il subsiste un ralentissement qui est lié à l'ionisation.

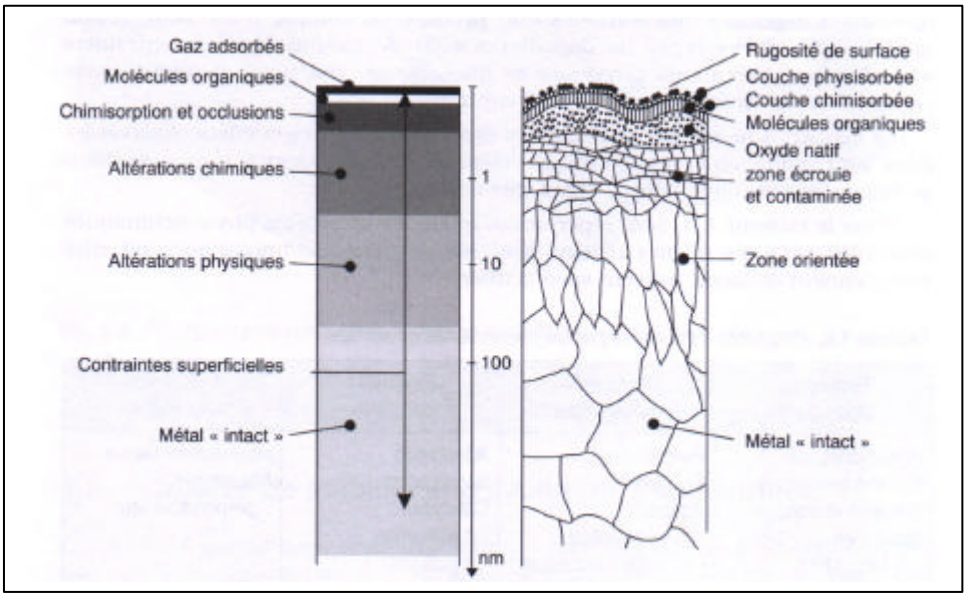


Ce résultat est une autre façon de mettre en évidence les effets de la diffusion Rutherford. Cet effet est particulièrement sensible pour des vitesses incidentes faibles et des densités de plasma élevées.

IV- Les propriétés d'une surface.

Toute enceinte est close par des parois solides. La surface de ces parois en regard du vide est une interface qui régit les interactions avec le milieu intérieur. Elle présente un arrangement de motifs d'atomes, de molécules et d'ions bien différent de l'arrangement périodique situé à l'intérieur du solide. Elle voit l'air de temps à autre et garde la mémoire, en plus de celle de ses étapes d'élaboration et d'usinage, des traitements qu'elle a subit.

Les interactions auxquelles elle est soumise sont nombreuses. Ce sont d'abord des chocs avec les particules du gaz résiduel. La surface va plus ou moins les réfléchir, les adsorber, les accommoder ou les absorber. Ensuite, il y a les interactions avec les faisceaux que nous allons décrire en détail. Enfin, la surface est l' « ouverture » du solide sous-jacent vers le vide : elle désorbe les particules qui diffusent de l'intérieur mais les particules qu'elle a adsorbées peuvent aussi diffuser vers l'intérieur.

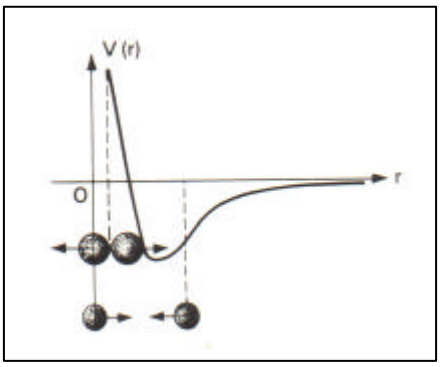


Une surface brute n'est pas une frontière franche entre le vide et un solide parfaitement organisé dans l'arrangement de ses atomes constituants. Il y a une zone de transition de quelques dizaines de nm, dont la constitution et l'organisation indiquent principalement comment elle a été générée et les corps qui l'ont baignée.
Du vide vers l'intérieur du métal, on rencontre successivement des couches de gaz adsorbés, de molécules organiques puis une couche plus ou moins épaisse d'oxyde. Suit une couche écrouie composée de grains métalliques très désordonnés révélatrice de la coupe et de l'usinage de la surface, qui se structure peu à peu jusqu'à 100nm, enfin, le métal.
Les métaux usuels, en profondeur, sont plutôt des agrégats de grains à structure de cristal parfaite, mais orientés au hasard, que des arrangements atomiques parfaitement organisés en réseaux. Quelques opérations de façonnage, telle le laminage, permettent d'avoir une meilleure cohésion d'orientation de ces grains.

Avant de décrire la surface, nous allons donner quelques notions de base sur les solides [BER84,BER94].

4-1 La structure cristalline

Nous allons nous placer dans le cas idéal d'un solide parfaitement ordonné quitte à parler ensuite de ses défauts structuraux.
Les atomes ou les molécules d'un solide sont liés entre eux par des forces électro-dynamiques qui peuvent être ioniques, covalentes, moléculaires ou métalliques. Ces liaisons sont plus ou moins fortes. Nous décrirons les liaisons métalliques ci-après et plus tard les liaisons moléculaires de Van der Waals.
Les métaux sont des corps électropositifs c'est-à-dire qu'ils cèdent volontiers des électrons, ce qui explique leur conductivité électrique. Quand deux de leurs atomes sont éloignés l'un de l'autre à une distance r de plusieurs fois leur diamètre, on constate qu'ils s'attirent grâce à des forces coulombiennes liées à l'inhomogénéité de répartition des charges négatives dans le cortège. L'énergie potentielle V(r) du système décroît donc comme c'est le cas de deux boules reliées par un ressort en extension qui se recomprime. Par contre, quand les atomes sont très près l'un de l'autre, ils se repoussent pour des raisons liées au principe d'exclusion de Pauli.



Cette énergie potentielle (ou de cohésion) peut s'écrire :

$$V(r) = \frac{3}{10}\left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{m_e r^2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{9e^2}{10r}$$

La distance r_0 à laquelle l'énergie est minimale V (r_0) correspond à un état stable du système.
On montre que pour le fer :
$r_0 \approx 1.4$ Å et $V(r_0) \approx -4$ eV

Dans un cristal, les atomes forment un réseau géométrique à 3 dimensions tel que l'énergie potentielle globale soit minimale. La structure de ce réseau « cristallin » dépend des atomes en question et l'on dénombre 14 types de réseaux dits de Bravais.
Trois principaux concernent les métaux (figure 4-1-1):
-le réseau cubique centré CC se trouvent dans les alcalins (Li, Na, K, Rb, Cs) et dans certains métaux de transition (V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, Feα base des aciers)
-le réseau cubique à faces centrées CFC pour Cu, Ag, Au, Ni, Rh, Pd, Ir, Pt, Pb, Al
-le réseau hexagonal compact HC pour Be, Mg, Cd et Zn.
Les faces des mailles représentées ci-contre sont repérées conventionnellement, ainsi que les directions et les plans de clivage. Un cristal est composé d'empilages de mailles de base dans les 3 directions (Fig.4-1-2)

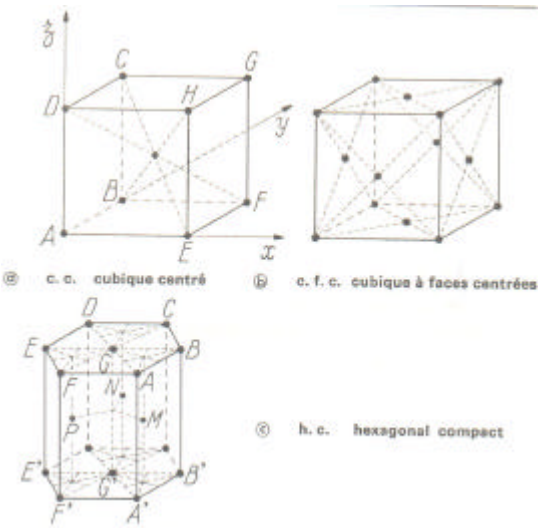


Figure 4-1-1

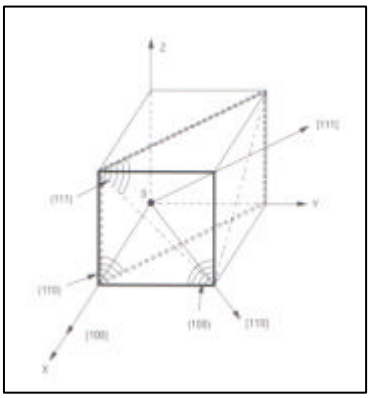
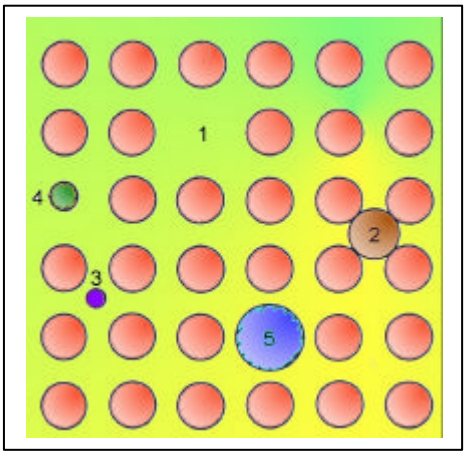
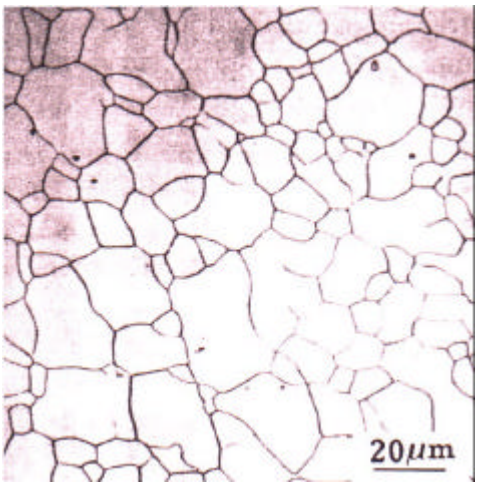


Figure 4-1-2



Ce bel arrangement comprend évidemment des défauts à l'échelle atomique :
-la lacune (1) est un manque d'atome en un point normal du réseau
-l'insertion soit d'un atome du corps (2) soit d'un atome étranger (3)
-l'atome étranger peut aussi être placé en substitution (4 et 5).
Ces défauts sont notamment produits par l'irradiation. La particule incidente éjecte un atome de son site réticulaire et celui-ci se place en insertion (défaut de Frenkel). On les guérit par recuit.
Le cas 3 est particulièrement intéressant puisque ce peut être le cas de l'hydrogène en solution dans un acier. Sous forme de protons, l'hydrogène diffuse dans le métal de façon interstitielle eu égard à son faible rayon atomique.
Ces défauts ponctuels se déplacent en obéissant aux lois de la diffusion.
Les défauts à 2 dimensions sont principalement :

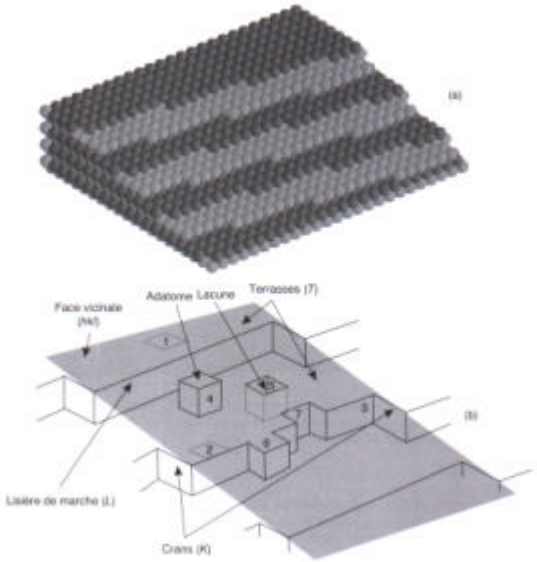
-les dislocations qui sont des déplacements de deux blocs cristallins de part et d'autre d'un plan dit de glissement en général suite à une contrainte.
-les joints de grain. Le solide est constitué de grains juxtaposés dont les axes réticulaires sont orientés différemment de l'un à l'autre. La zone de transition est le joint de grains.
Ces défauts amènent à des taux de diffusion de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ceux de la diffusion en volume à température ambiante dans un cristal parfait.



Par contre, à température élevée, la différence s'estompe.
Il y a évidemment des défauts macroscopiques liés à une élaboration défectueuse (fissures, bulles dans les métaux obtenus par électrolyse....) ou spéciale (frittage à forte porosité).

4-2 L'état de surface- Relations surface-gaz résiduel

La surface correspond à une discontinuité du réseau cristallin, le nombre des voisins d'un atome n'est plus ce qu'il est dans le volume. L'équilibre des forces est rompu et les atomes de surface ont tendance à le rétablir en créant des liaisons nouvelles avec les particules du milieu environnant.
Si l'on prend une surface propre obtenue par clivage et maintenue sous ultravide lointain, elle ressemble à la figure 4-2-1. Outre les défauts topologiques (marches, terrasses et crans), on trouve des lacunes et des atomes absorbés (adatomes).
La surface le plus souvent rencontrée par le technicien du vide et malgré ses précautions est, d'une part plus rugueuse parce qu'usinée et d'autre part contaminée par des adsorbats qui réagissent plus ou moins avec le solide, qui diffusent en surface ou en profondeur [COR98].



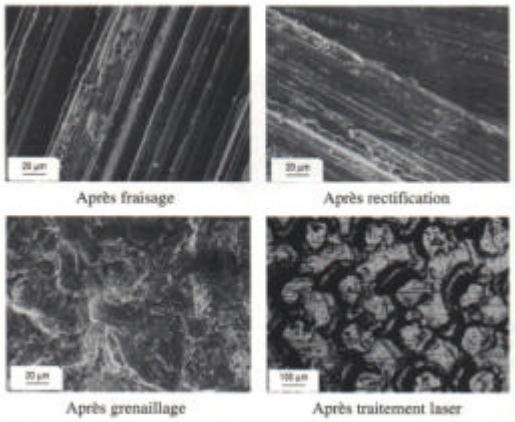


Fig. 6. — Aspects de surfaces après différents traitements mécaniques effectués sur un acier au carbone.

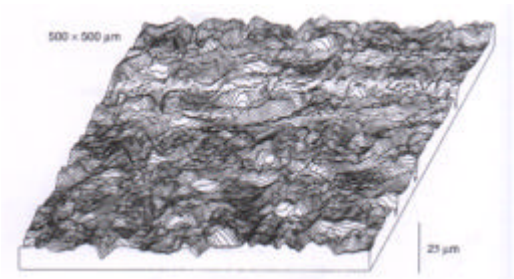


Figure 4-2-1

Du fait de ces défauts morphologiques la surface physique est plus grande que la surface géométrique (dans certains cas, avec des facteurs de 100 à 2000 !), ce qui pose, par exemple, le problème de la mesure absolue des taux de dégazage.

Par ailleurs, pour prévoir le comportement d'une paroi soumise à une interaction avec un faisceau il faut avoir des moyens d'analyse de sa composition et de sa topologie. Les grands laboratoires disposent de plus en plus de dispositifs de caractérisation des surfaces, lesquels d'ailleurs, utilisent majoritairement dans leur principe les interactions dont nous allons parler.
Avant cela, nous allons décrire l'interaction entre la surface et le gaz résiduel [ISR91, BOR90], puisque les faisceaux vont aussi avoir une action sur les adsorbats.
L'atmosphère résiduelle d'une enceinte sous vide poussé est normalement et principalement constituée de H_2, H_2O, N_2, CO, CO_2, c'est-à-dire de molécules. Les forces attractives existant entre molécules constituent les forces de Van der Waals.
Ces forces peuvent être purement coulombiennes (attraction charge-charge comme dans la liaison ionique du type Cl^+Na^-), covalentes (par la mise en commun d'électrons de spins antiparallèles) ou dipolaires (forces de Van der Waals proprement dites). Ces dernières forces particulières, qui n'impliquent pas de transfert de charge, sont liées à la non-coïncidence entre les centres de gravité des charges positives et négatives ne serait-ce que par les mouvements électroniques sur des trajectoires plus ou moins elliptiques. Cette configuration dipolaire produit un champ électrique à distance qui, à son tour, peut induire un dipôle dans une molécule ou un atome voisin. Il y a alors attraction de type coulombienne entre les parties de signe opposé des deux partenaires [LOP67].
Quand les molécules se lient, leur inter-distance ne peut pas être infiniment petite parce que des forces de répulsion apparaissent pour les raisons évoquées plus haut. Le résultat est que l'on peut tracer une courbe d'énergie potentielle en fonction de la distance intermoléculaire comme précédemment. Sa forme analytique générale est :

$$V(r) = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m}$$

La forme la plus utilisée est celle de Lennard-Jones, dite 6-12 en référence aux exposants :

$$V(r) = 4V(r_0)\left[\left(\frac{a}{r}\right)^{12} - \left(\frac{a}{r}\right)^{6}\right]$$

r_0 est la distance correspondant au minimum de la courbe $V(r_0)$ et $a=r_0/1.112$. Par exemple, pour la liaison N_2-N_2, on trouve [RED68] r_0=4.1Å et $V(r_0)$=-7.9 10^{-3} eV, valeur très faible comparée à celle de la liaison Fe-Fe donnée ci-dessus.
La valeur absolue de $V(r_0)$ est d'ailleurs un moyen qu'ont les techniciens du vide de caractériser la liaison : en-dessous de 0.2eV/mole (4kcal/mole), ils parlent de liaison physique et au-dessus de liaison chimique, vision un peu manichéenne qui ne masque pas la difficulté réelle de savoir ce qu'il en est exactement dans certains cas.
Qu'en est-il de la liaison molécule-surface ? Avec l'expression du potentiel précédente, en considérant la surface infinie, on obtient une forme de potentiel en 3-9 ou en 4-10 selon l'arrangement cristallin. Le résultat est que le minimum se creuse et que r_0 diminue : la liaison est plus serrée, par exemple $V(r_0)$ pour la liaison H_2-graphite est de 5 10^{-2} eV. Cette liaison faiblit au fur et à mesure que la surface se couvre de molécules.
La liaison chimique est encore plus serrée ($r_0 \approx 1$Å) et résulte d'une dissociation de la molécule incidente (ce qui explique la ligne faible de masse 1 trouvée dans l'analyse de gaz résiduel). Cette éventualité est fréquente dans l'adsorption par les getters, la molécule frappant la surface est d'abord physisorbée, dissociée et chimisorbée.

Pour faire désorber les molécules liées à la surface qui sont dites physi ou chimi-sorbées, il faut fournir une énergie au moins égale à $V(r_0)$. Les vibrations du cristal peuvent fournir cette énergie, de sorte que les molécules ont un temps τ_s de séjour ou de rétention donné par la formule de Frenkel:

$$\tau_s = \frac{1}{\nu} \exp[\frac{|V(r_0)|}{RT}]$$

où ν est la fréquence de vibration (de 10^{13} à 10^{15}/s).

A température ambiante, pour le dihydrogène et les surfaces métalliques, ce temps est proche de la picoseconde et dix fois plus grand pour N_2 et CO physisorbés.

Avec ces éléments, on peut étudier l'impact d'une molécule (sous-entendu ou d'un atome) sur la surface. Trois cas peuvent se produire après l'impact , chacun ayant une probabilité non nulle:

- la molécule repart dans une direction quelconque avec une probabilité lambertienne (hypothèse de Knudsen). Dans le cas général, il n'y a pas de réflexion spéculaire. Elle garde plus ou moins mémoire de la température de la surface : c'est l'accommodation. Celle-ci traduit que l'impact n'est pas une collision élastique, il y a échange d'énergie entre la surface et la particule.
- la molécule est physisorbée, c'est la condensation avec un coefficient de capture c qui est la probabilité de cette éventualité.
- la molécule est chimisorbée, c'est le piégeage avec un coefficient σ.

Le premier cas est illustré par la figure 4-2-2 qui montre, pour 4 incidences différentes sur une surface d'acier polie, la répartition statistique des angles de réflexion d'une molécule de N_2, à la température ambiante. Sauf aux incidences rasantes, la loi en cosinus de l'angle d'émergence pour exprimer la probabilité normalisée est bien vérifiée.

Si la molécule arrive avec une énergie cinétique incidente $E_i=2kT_i$ et repart avec une énergie émergente $E_e=2kT_e$ pour une température de surface T_s, le coefficient d'accommodation α est défini par :

$$\alpha = \frac{T_e - T_i}{T_s - T_i}$$

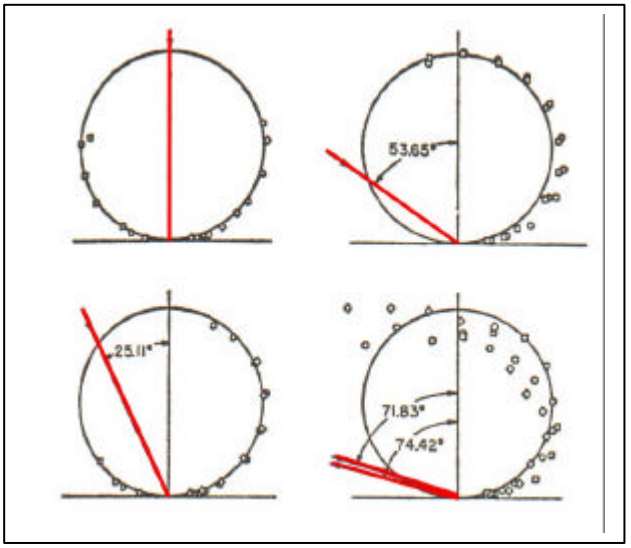


Figure 4-2-2

Réflexion et accommodation sont les résultats de la rétention déjà évoquée : la particule incidente séjourne un temps bref sur la surface et est plus ou moins influencée par sa température, elle oublie ses conditions d'arrivée.

La prise en compte de l'accommodation est fondamentale pour le calcul exact des vitesses de pompage de surfaces cryogéniques fortement écrantées.

La figure 4-2-3 montre l'évolution du coefficient d'accommodation de différents gaz sur une surface de verre en fonction de la température [RED68].

On voit que plus le gaz est léger plus α est faible. Il décroît aussi avec l'état de propreté de la surface. L'accroissement d'α vers les basses températures montre qu'une surface très froide abaisse la pression aussi par l'affaiblissement de l'énergie émergente.

Cette accommodation est le précurseur du second processus.

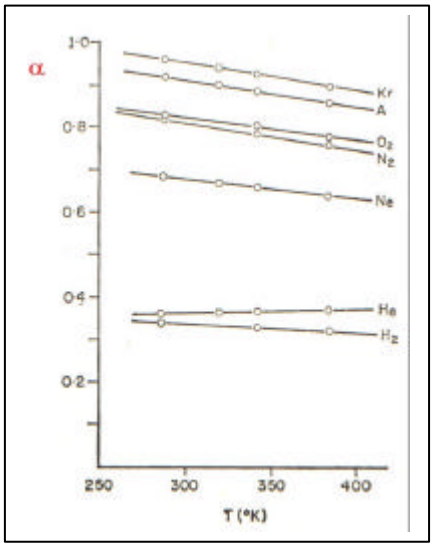


Figure 4-2-3

La condensation est la limite de l'accommodation quand le temps de séjour peut s'exprimer en jours. C'est le processus mis en œuvre dans le pompage cryogénique. Le tableau suivant [ROU65] donne quelques valeurs sélectionnées du coefficient de capture c pour différents gaz et différentes surfaces.

Gaz	T_i(K)	T_s(K)	c	Caractéristiques de surface
CO_2	273	77	0.42	Sphère Cu
H_2O	273	77	0.82	Sphère Cu
H_2O	488	20	0.92	Plan Cu
C_2H_5OH	488	20	1.00	Plan Cu
CO_2	195	12	1.00	Sphère Cu
CO_2	400	77	0.49	Sphère Cu
N_2	77	10	1.00	Sphère Cu
Ar	300	20	0.87	Sphère Cu
N_2	300	15	0.84	Plan Cu

Un autre cas de physisorption est le cryopiégeage dynamique ou statique d'un gaz incondensable par un adsorbat d'un gaz condensable ou un dépôt à forte surface physique (charbon de noix de coco, zéolithe 5A, Darco G...). Ces phénomènes sont saturables, la capture décroît avec le taux de couverture des particules sorbées. Les liaisons étant physiques donc faibles, elles sont aisément rompues par les interactions avec les faisceaux.

La chimisorption est mise en œuvre dans les systèmes de pompage à getters. Ils sont évaporés (Ti, Ba, Zr) ou non (alliages Zr-Al NEG). Ils ont quasi-inefficaces sur les gaz nobles et sur CH_4. Le tableau suivant donne le coefficient σ pour un film de Ti flashés à 2 températures et pour quelques gaz et la figure 4-2-4 montre son évolution, dans le cas d'une surface de tungstène, en fonction du nombre de molécules déjà sorbées.

Gaz	σ(280K)	σ(77K)
H_2	0.05	0.24
N_2	0.1	0.22
CO_2	0.4	0.98
O_2	0.85	0.86
CO	0.38	0.95

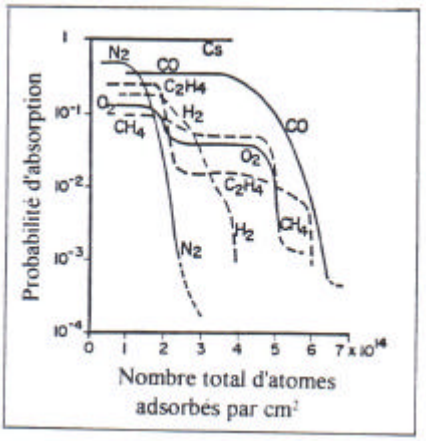
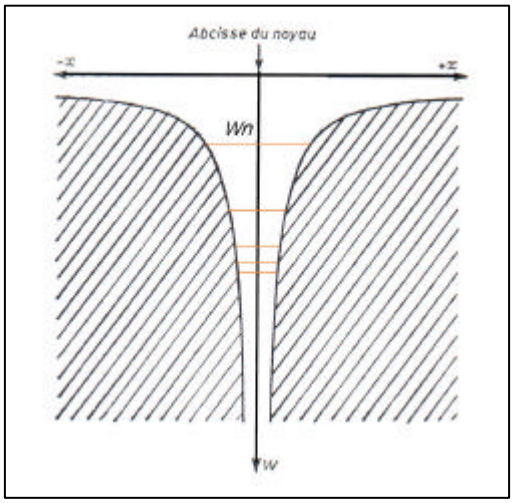


Figure 4-2-4

Ces deux derniers processus ont des contraires (désorption) dont l'étude n'est pas à faire dans notre cadre.

4-3 Le travail de sortie électronique

Nous venons d'acquérir les notions de base sur la liaison des atomes entre eux dans un réseau cristallin métallique. Nous avons donc une idée des énergies à mettre en jeu pour les libérer. L'arrangement géométrique périodique du réseau avec des distances de maillage à l'échelle des rayons atomiques amène à une inter-pénétration des cortèges électroniques de ces atomes. Ceci a une importance majeure sur le comportement des électrons qui vont créer une communauté indépendante dont on peut extraire une partie si on lui fournit de l'énergie : le travail de sortie.

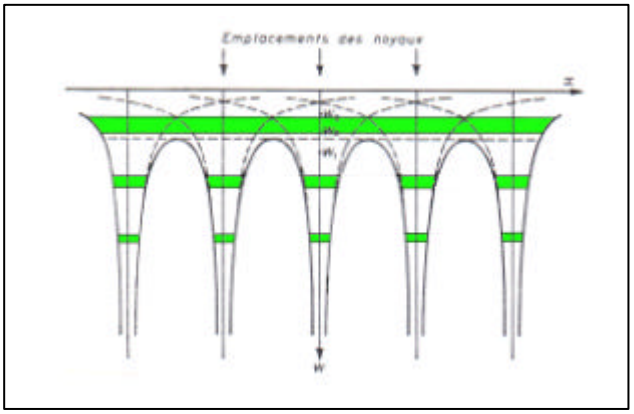


Autour du noyau d'un atome, les électrons ont une énergie mécanique E quantifiée :

$$E = -\frac{m_e e^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2 n^2 \hbar^2}$$

le signe – pour indiquer qu'il fournir de l'énergie à l'électron pour l'emmener, à énergie mécanique nulle, à l'infini, n est le nombre quantique principal caractéristique de la couche sur laquelle orbite l'électron. Sur la courbe ci-contre représentant la fonction E pour n réel, sont figurés les niveaux d'énergie successifs. L'électron le moins lié est au niveau W_n.

Quand les atomes sont en réseau, ces courbes d'énergie se combinent de sorte que la résultante présente un maximum périodique au niveau W_0. Du fait du principe d'exclusion de Pauli, qui stipule que 2 électrons ne peuvent avoir la même énergie mécanique, le niveau W_n s'élargit pour devenir une bande (la figure 4-3-1 montre l'élargissement du niveau 3s occupé par l'électron périphérique du sodium). Si cette bande est au-dessus du niveau W_0, le matériau est conducteur, parce que les électrons externes peuvent voyager librement d'un atome à l'autre dans le réseau cristallin. Cette bande est appelée bande de conduction, à l'intérieur les électrons ont une distribution en énergie régie par la statistique de Fermi-Dirac-Sommerfeld, qui s'étend du bas au haut de cette bande de conduction. Le niveau haut est appelé niveau de Fermi W_F. Sa valeur est :



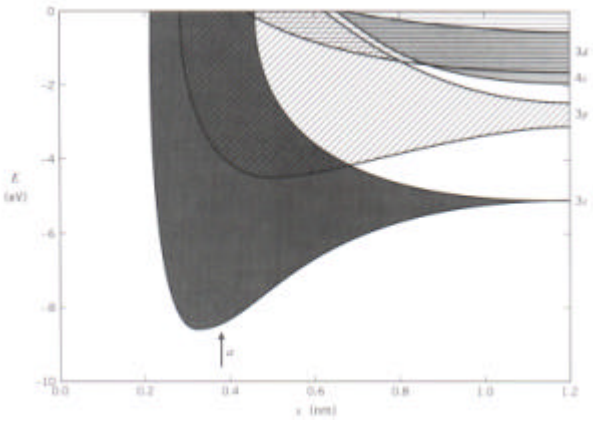


Figure 4-3-1

$$W_{F[eV]} = \frac{h^2}{8m_e e}\left(\frac{3n_e}{\pi}\right)^{2/3} = 3.64\,10^{-15} n^{2/3}[cm^{-3}]$$

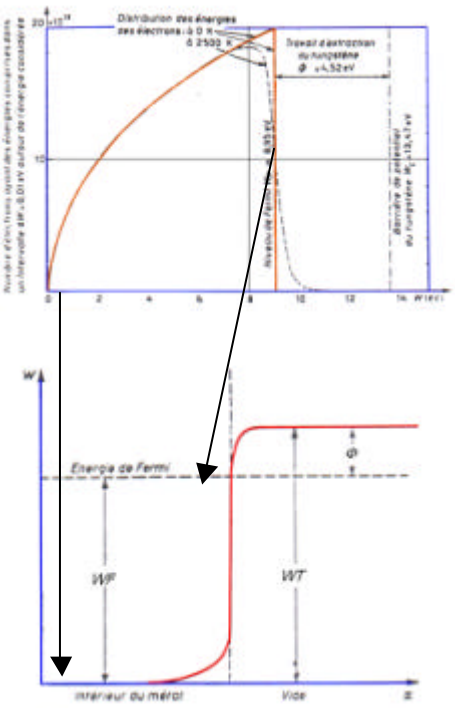


Figure 4-3-2

n_e étant la densité volumique des électrons dans la bande de conduction. La distribution en énergie est représentée sur la figure 4-3-2, dans le cas du tungstène. Quand la température augmente la distribution s'affaisse et la gamme d'énergie augmente. La bande de conduction est toujours dans les énergies mécaniques négatives, ce qui veut dire que les électrons ne peuvent pas s'échapper du métal. L'éventuelle sortie d'un électron fait apparaître dans le métal une charge opposée qui exerce une force de rappel sur l'électron. Pour sortir l'électron le moins attaché au métal (qui est donc au niveau de Fermi), il faut fournir un travail opposé à celui de la force de rappel, que l'on représente par une barrière de potentiel, et appelé travail de sortie Φ.

Schottky en a donné une valeur approximative qui est égale à :

$$\Phi_{[eV]} = \frac{7.2}{r_{a[Å]}}$$

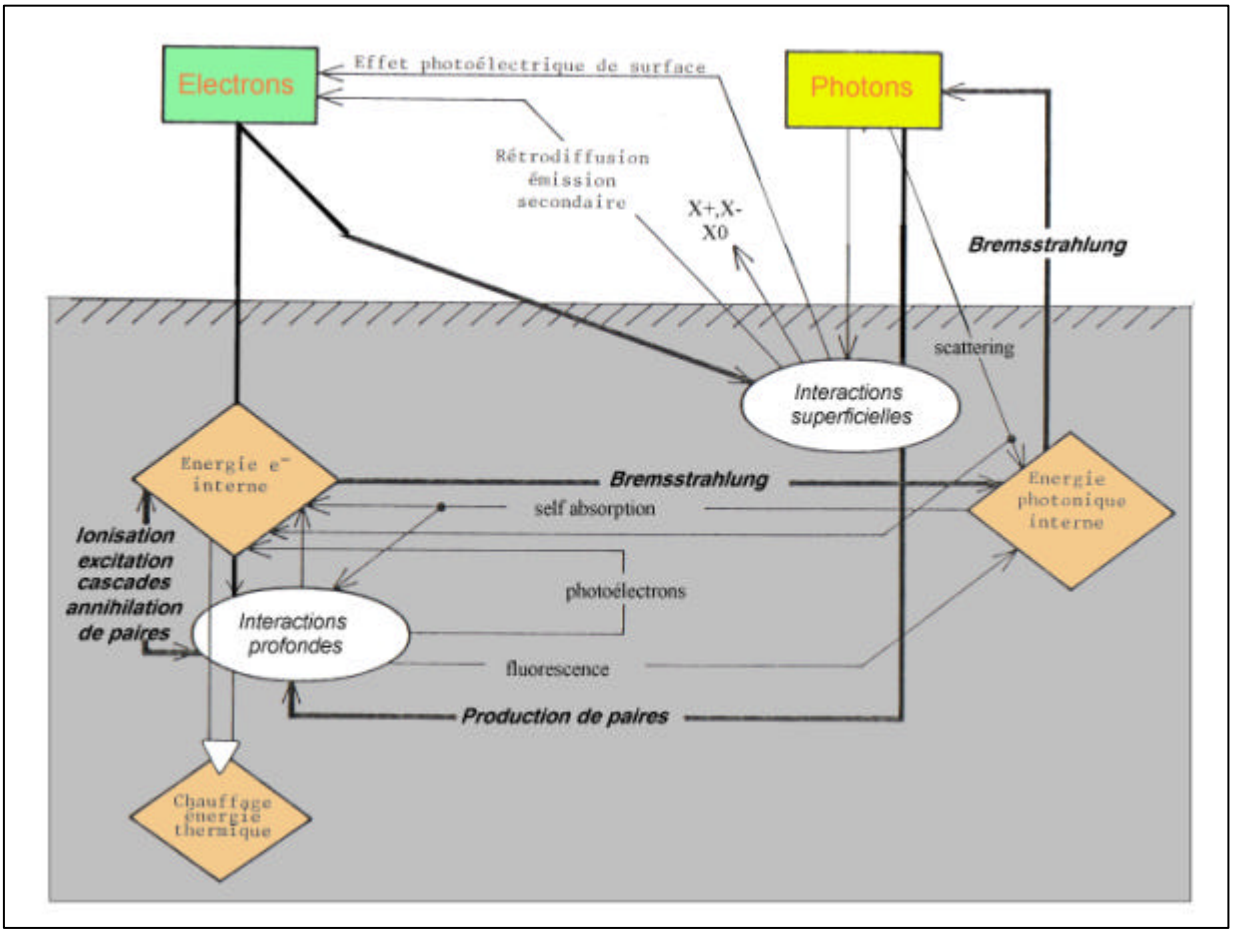
r_a étant le rayon atomique. Par exemple, pour le tungstène r_a= 1.6Å et Φ=4.5eV, valeur à peu près commune aux métaux de transition.

Ce travail de sortie est sévèrement affecté par la nature du gaz résiduel. Par exemple, un dépôt de baryum sur du tungstène abaisse son travail de sortie à 1.5eV, c'est la base des cathodes émissives de canons à électrons. Par contre, l'activation précédente est remplacée par de la contamination si le même dépôt de baryum travaille à 1000°C dans une atmosphère à 10^{-6} mbar contenant O_2, CO_2, H_2O, ou des hydrocarbures ou tout composé électronégatif. C'est une des raisons du maintien de l'ultravide dans les tubes cathodiques.

V- L'interaction faisceau-paroi

Nous allons traiter dans ce chapitre de faisceaux de particules chargées, le faisceau de photons étant traité à part. Une distinction nette sera faite entre électrons et ions.

5-1 L'interaction électrons-paroi



Comme le montre ce diagramme, elle génère de nombreux phénomènes secondaires et sous-produits, mention spéciale faite aux photons (X,UV,IR) qui ré-alimentent le vide en électrons par l'effet photoélectrique. Tout ce que nous allons évoquer peut s'appliquer aux positrons sans changement au premier ordre.

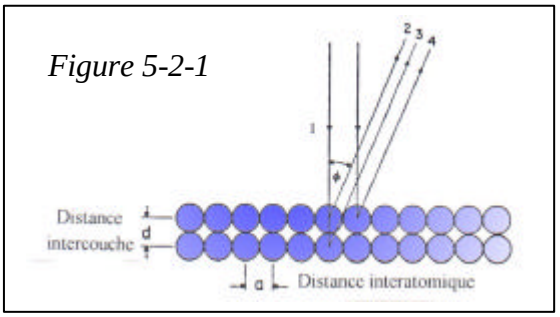
5-2 Réflexion et diffraction des électrons

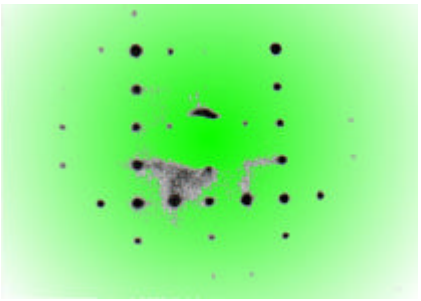
Commençons par l'impact d'électrons de basse énergie. On sait que toute particule est associée à une vibration dont la longueur d'onde λ est donnée par :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \left(\frac{150}{E}\right)^{1/2} \text{ en Å pour des électrons avec E en eV.}$$

Aux énergies <100 eV, la longueur d'onde est supérieure à la distance inter-atomique dans le réseau cristallin et l'onde peut être réfléchie spéculairement par celui-ci. A 10 eV, le coefficient de réflexion peut atteindre 40%. Ce phénomène s'explique aussi en considérant la nature corpusculaire de l'électron qui, pour ces énergies, est l'objet de collisions plutôt élastiques. Nous reviendrons sur les électrons réfléchis dans l'émission secondaire.

A partir du keV, l'onde associée est dispersée par le réseau, c'est la diffraction. Chaque atome semble devenir un émetteur d'ondes cohérentes avec l'onde primaire.





On voit sur la figure 5-2-1 qu'il existe plusieurs angles de cône ϕ tels que la différence de chemin optique entre les raies 2 et 3 ou 2 et 4 soit un multiple de la longueur d'onde, il y a alors interférence constructive. Cette diffraction d'électrons lents (LEED Low Energy E. Diffraction) permet d'obtenir de précieux renseignements sur une structure cristallographique en surface et son évolution. On peut remplacer les électrons par des rayons X.

Le bilan de ceci pour le technicien du vide est que les électrons d'ionisation du gaz résiduel, qui sont à basse énergie, ne sont pas forcément captés par la paroi après un choc avec celle-ci.

5-3 L'émission secondaire d'électrons

L'émission secondaire électronique se superpose à ces phénomènes et à tous ceux que nous allons décrire dans ce paragraphe. Au sens large, c'est l'émission d'électrons par une surface solide ou liquide bombardée par une particule, chargée ou non. Il est évident que l'on entend par surface, la partie supérieure de la cible, celle qui correspond au « range » de la particule incidente. Au sens de ce paragraphe, un électron primaire d'énergie E_p décoche de la surface δ électrons, δ est alors le coefficient d'émission secondaire total :

$$\delta = \frac{\text{nombre d'électrons secondaires}}{\text{nombre d'électrons primaires}}$$

Ce coefficient dépend de l'énergie primaire et de la nature de la cible comme le montre la figure 5-3-1. Certains composés ont des coefficients de plusieurs milliers et sont utilisés dans les dynodes de photomultiplicateurs. Le tableau ci-dessous donne la valeur de δ pour les métaux usuels. Certaines couches minces diélectriques (Al_2O_3 sur Al par exemple) donnent des coefficients aussi élevés par effet de champ interne (effet Malter).

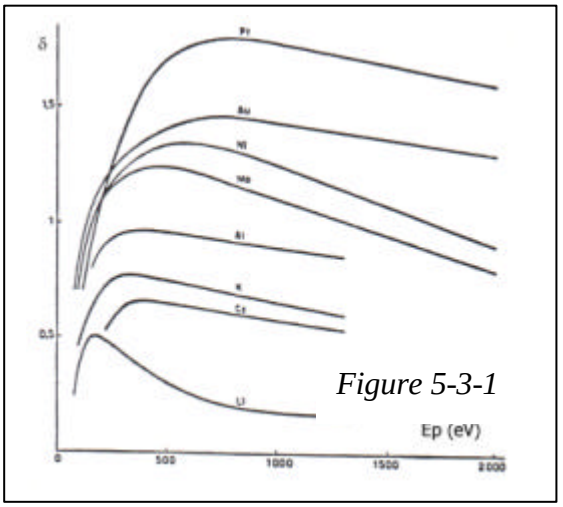


Figure 5-3-1

Ce phénomène est peut-être à l'origine des coefficients d'émission secondaire très élevés que l'on constate sur des couches de gaz cryosorbées. La figure 5-3-2 montre l'évolution du maximum de ce taux en fonction du taux de couverture pour différents couples gaz-surface.

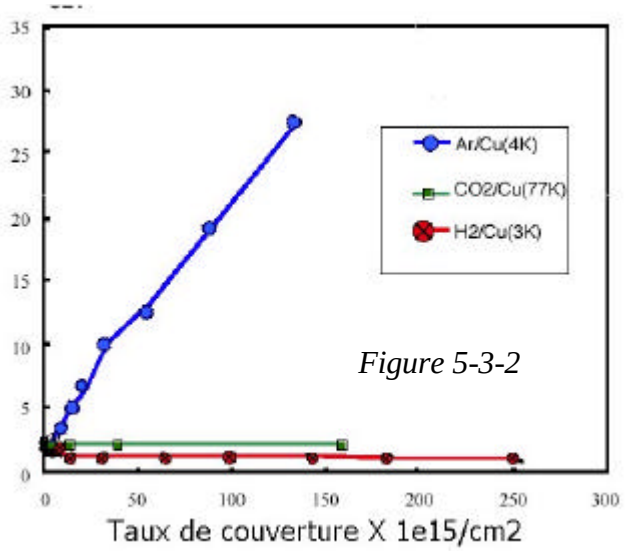


Figure 5-3-2

Le graphite déposé en spray permet de réduire ce phénomène parasite (Aquadag).
La distribution en énergie typique présente 3 populations d'électrons secondaires, chacune ayant son propre coefficient (Fig 5-3-3):

- les électrons réfléchis (r) qui ont l'énergie incidente sont majoritairement produits à basse énergie, comme nous l'avons dit plus haut

Elément	δ_{max}	$\frac{Ep\,\delta_{max}}{V}$
Ag	1.47	800
Al	0.97	300
Au	1.47	700
C Glatt	1.02	300
C Rauh	0.45	480
Cd	1.10	450
Co	1.2	600
Cs	0.76 ÷ 0.90	400
Cu	1.35	500
Fe	1.32	400
Mg	0.95	300
Mo	1.23	380
Nb	1.18	375
Ni	1.27	550
Pb	1.08	500
Pd	1.3	
Pt	1.78	700
Rb	0.85	350
Re	1.30	800
Ta	1.1 ÷ 1.35	500
Ti	0.85	280
W	1.43	700

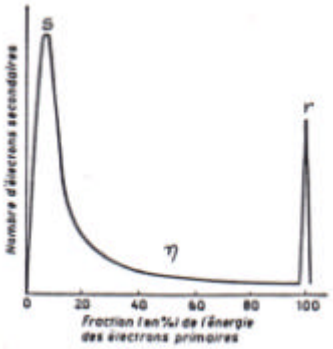
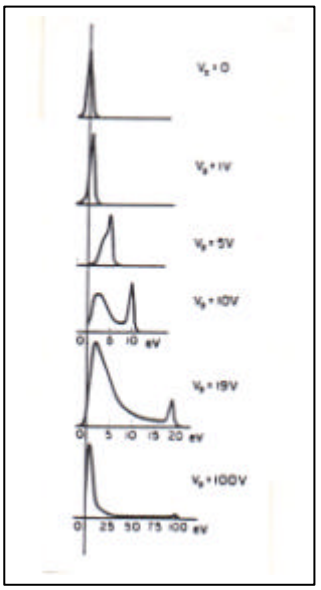


Figure 5-3-3



- les électrons rétrodiffusés (η) qui peuvent être soit des électrons primaires repartant de la surface après avoir perdu plus ou moins d'énergie, soit des électrons du métal ayant capté cette énergie

- les électrons secondaires vrais (s) dont l'énergie est <50 eV, valeur assez arbitraire mais communément acceptée. Ils sont libérés des atomes du réseau par collision inélastique.

On constate que cette distribution a des variantes en fonction de l'énergie primaire.
A basse énergie r prédomine, à énergie moyenne c'est s et à haute énergie c'est η, comme le montre les courbes des figures 5-3-4 et 5-3-5 [MCD64].

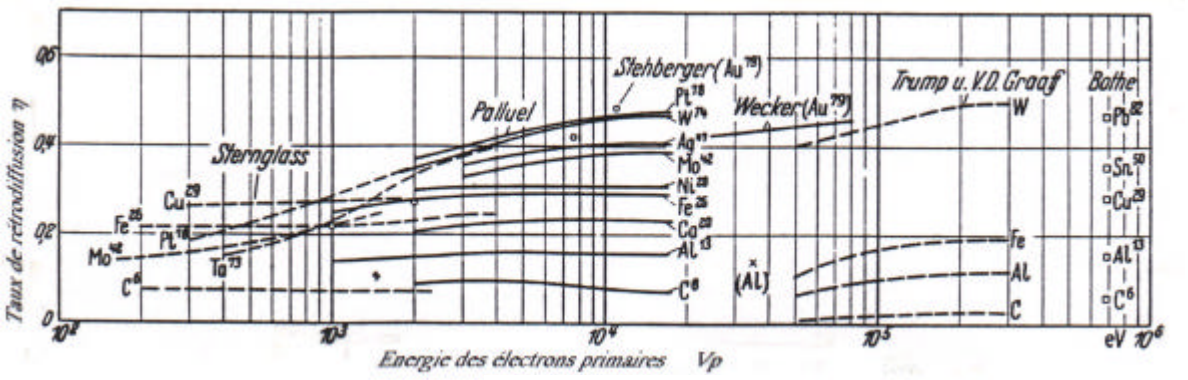


Figure 5-3-4

Au-delà d'1MeV, η redécroît. Ce coefficient varie quasiment linéairement avec Z_c, le numéro atomique de la cible. Les électrons rétrodiffusés peuvent être très énergiques.

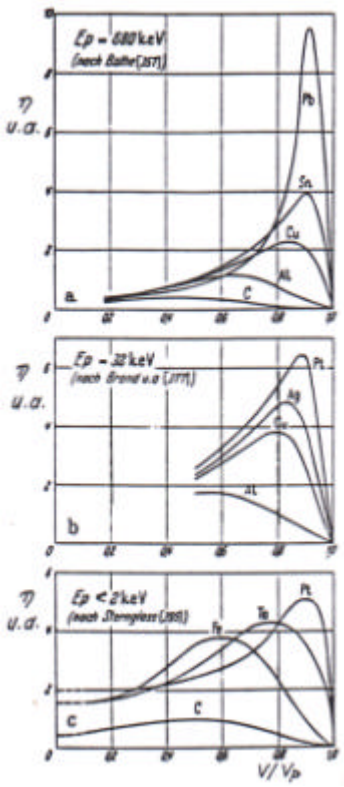
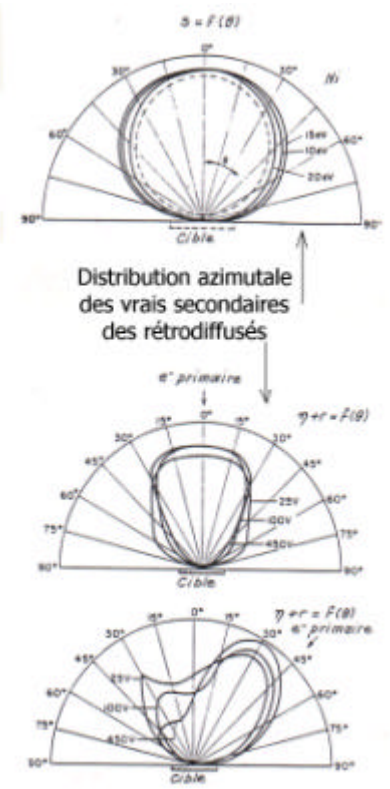


Figure 5-3-5



Fiaure 5-3-6

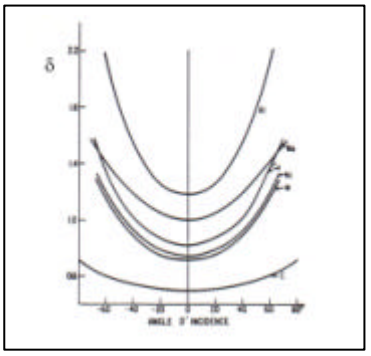


Figure 5-3-7

Cet aspect est très problématique pour la soudure par bombardement électronique où l'énergie incidente n'est pas totalement déposée dans le matériau. Il l'est aussi pour la mesure des intensités électroniques avec une cage de Faraday.

Quelles que soient les précautions prises (potentiels retardateurs, champ magnétique...), la lecture est largement pessimiste. Enfin, plus l'incidence est rasante, plus δ augmente. Sa loi de variation en fonction de l'incidence θ est de la forme :

$$\mathrm{Ln}\,\frac{\delta(\theta)}{\delta(0)} = C(1 - \cos\theta)$$

La figure 5-3-6 montre les distributions azimutales des secondaires et des rétrodiffusés et la figure 5-3-7 les variations de δ avec l'incidence. Pour les premiers, elle est presque lambertienne, pour les seconds, elle peut présenter un lobe spéculaire ou tourné vers l'incidence. A cette émission secondaire de distribution en énergie continue, se superpose une émission de raies discrètes correspondant à des électrons venant de couches profondes des atomes des corps constituant la surface : les électrons Auger (Fig 5-3-8).

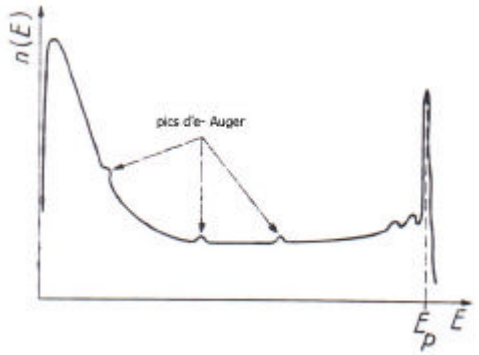
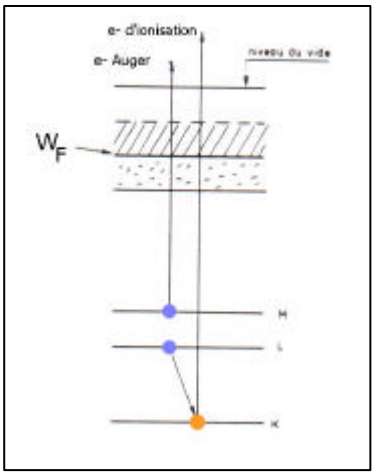


Figure 5-3-8



On sait que l'arrangement des couches K, L ,M.... et des sous-couches s, p ,d ,f.... est unique pour un Z et un A donnés, c' est d'ailleurs la signature la plus précise d'un nucléide. L'effet Auger est obtenu quand un électron de couche profonde est éjecté hors du cortège par une perturbation (choc d'un électron énergique, capture d'un photon dur...). Le réarrangement du cortège suite à cette lacune interne, peut amener un électron d'une couche voisine à combler le trou, ce qui libère une énergie susceptible d'éjecter un second électron hors de l'atome: l'électron Auger.
Dans la figure 5-3-8, un électron de couche K est éjecté de l'atome, un électron de couche L comble le trou en couche K ce qui permet l'éjection d'un électron de couche M, on parle alors d'une transition Auger KLM. L'électron éjecté a une énergie très précisément connectée aux niveaux d'énergie de l'atome, cette énergie est dégradée à la traversée de multiples couches de surface. Si l'énergie de la perturbation est adaptée pour n'attaquer que quelques nm de profondeur, les pics sont nettement détachés (b sur la figure 5-3-9). En différentiant le signal (a), pour mieux éliminer la contribution du fond continu, on obtient une méthode d'analyse de la composition d'une surface très utile aux techniciens du vide par exemple, la spectrométrie Auger (AES Auger Electron Spectroscopy). Dans le cas général des faisceaux, les raies Auger sont noyées dans ce fond.

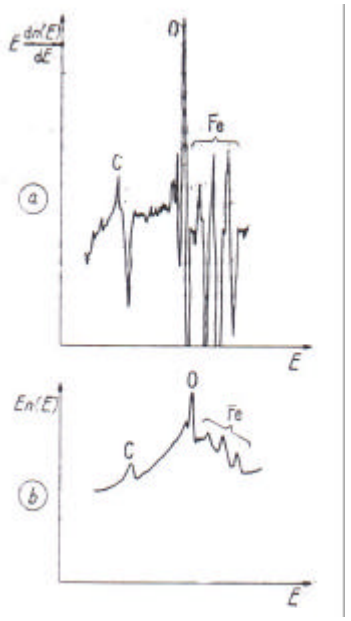


Figure 5-3-9

5-4 La désorption induite par impact électronique

Pour des énergies de faisceau électronique tombant sur une surface telle que la température de celle-ci ne soit pas modifiée, les électrons incidents peuvent induire un processus de désorption (EID Electron Impact Desorption). Les particules produites peuvent être des atomes neutres, des molécules, des agrégats, tous excités ou ionisés positivement ou négativement. Nous avons vu dans le premier chapitre que la quantité moyenne d'énergie que peut céder un électron à un atome libre immobile de nombre de masse A est :

$$\Delta E = \frac{2E}{1836A}$$

La correction pour un atome lié est négligeable. On en conclut qu'il faut des électrons de plusieurs keV pour détruire des liaisons chimiques, en deçà, ce sont les particules physiosorbées qui sont libérées.

La littérature sur le sujet n'est pas abondante, on en tire néanmoins quelques règles générales. Ce processus est justiciable d'une section efficace, on constate qu'elle varie comme celle d'ionisation avec un maximum entre 70 et 150eV. Elle est généralement $<5\ .10^{-18}$ cm^2 soit environ $5\ 10^{-3}$ particules désorbées par électron. Comme ce phénomène a beaucoup de similitude avec l'ionisation, on peut imaginer que cette section efficace peut prendre une forme analytique proche de celle de l'approximation de Bethe-Born [MAS74]:

$$\sigma = \frac{C}{EE_d} \mathrm{Ln} \frac{E}{E_d}$$

où E_d est une énergie caractéristique du couple gaz-métal dite ici énergie de désorption (par exemple 0.56 eV pour l'hydrogène sur l'inox), C est une constante de l'ordre de 10^{-16} avec des cm^2. On en conclut que cette désorption décrit avec l'énergie des électrons.

Les ions monochargés ou les neutres désorbés ont des énergies de quelques eV.

On en conclut qu'un engin utilisant un faisceau électronique ne verra pas son vide trop perturbé par ce processus tant que les pertes de faisceau primaire sont faibles. Les électrons issus de l'ionisation du gaz résiduel, s'ils ont la bonne gamme d'énergie, sont en nombre trop faible, en considérant les sections efficaces, pour avoir une action notable sur la pression. Ces considérations font comprendre pourquoi on ne parle jamais de «sputtering » électronique dans l'élaboration de couches minces bien qu'il existe faiblement.

Les faisceaux intenses et énergiques peuvent modifier profondément la température de la surface, de façon voulue (soudure, usinage, raffinage, trempe....) ou gênante (collecteurs de klystrons par exemple). Cela n'intervient que pour des faisceaux focalisés de façon à obtenir des puissances surfaciques bien supérieures au kW/cm^2. Nous avons vu qu'en plus de déposer de la puissance aux points de chute, une partie de celle-ci peut être emportée par les électrons secondaires, de façon spatialement diluée. Cette énergie thermique est la conséquence de la perte d'énergie analysée dans le chapitre III. Elle peut se faire en profondeur. Outre la désorption induite en surface, il peut y avoir accroissement de la désorption thermique voire une vaporisation ou sublimation de matériaux. Les processus de

désorption de diffusion ou de déadsorption et de perméation génèrent des flux gazeux Q variant exponentiellement avec la température (parfois multiplié par un monôme en T^{α} avec $|\alpha| \leq 1$) :

$$Q = Cn_s \exp\left(-\frac{E_d}{RT}\right)$$

C étant une constante dépendant du gaz désorbé proportionnelle au coefficient de piégeage, n_s le taux de couverture et E_d l' énergie caractéristique du processus. Cette fonction est fortement croissante.

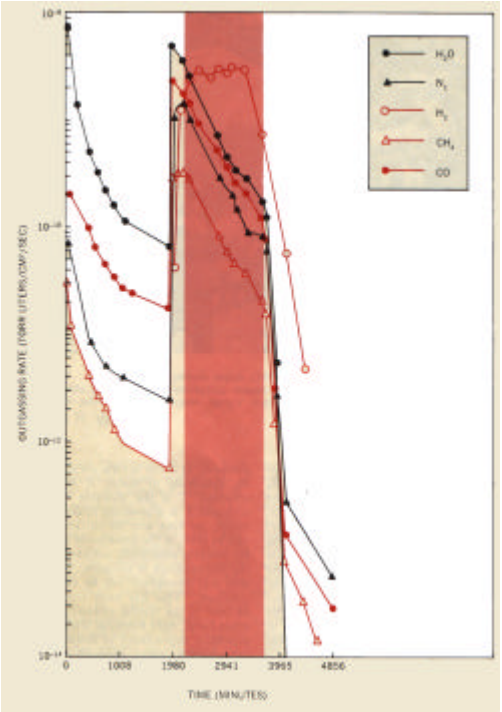


Figure 5-4-1

La figure 5-4-1 montre ce qu'il advient de la pression partielle des différents constituants d'une atmosphère résiduelle lors du passage 300-450K. La pression totale remonte d'un facteur ≈10 à la fois par accroissement de la désorption et de la diffusion.

La pression de vapeur saturante P_s pour des matériaux sous vide est de la forme [DUS66] :

$$P_s = C' \exp\left(-\frac{BL_v}{T}\right)$$

C' et B étant des constantes dépendant du matériau et L_v sa chaleur latente de vaporisation. Le taux d'évaporation Q_e, en terme de flux gazeux par unité de surface dépend de P_s selon :

$$Q_s = C''\left(\frac{A}{T}\right)^{1/2} P_s$$

5-5 La production de photons

Un faisceau électronique énergique frappant une surface produit aussi des rayonnements très pénétrants capables de traverser les parois d'une enceinte et de créer des dommages corporels : les rayons X, dont la gamme de longueurs d'onde s'étend de 0.1 à 10Å.

Un spectre typique est représenté sur la figure 5-5-1 [STE56]. Il comprend deux composantes : les raies caractéristiques et le spectre continu (Bremsstrahlung). Les premières viennent de la collision entre l'électron incident et un électron d'une couche profonde auquel il cède une part importante de son énergie en l'éjectant de l'atome.

Un photon X est émis quand cet électron manquant est remplacé par un électron d'une couche extérieure. Son énergie, comme celle de l'électron Auger décrit dans le paragraphe précédent, dépend de la structure des niveaux de l'atome percuté et permet donc de l'identifier.

On voit, par exemple, sur le spectre du molybdène les raies Kβ et Kα (transitions M→K et L→K) à 0.62 et 0.7Å qui se superposent au fond. Dans le cas du tungstène, l'énergie n'est pas suffisante pour les produire.

Le Bremsstrahlung, dont nous avons déjà parlé, est lié à la décélération de l'électron incident dans le champ électrique des noyaux. Il constitue généralement la partie la plus importante du spectre.

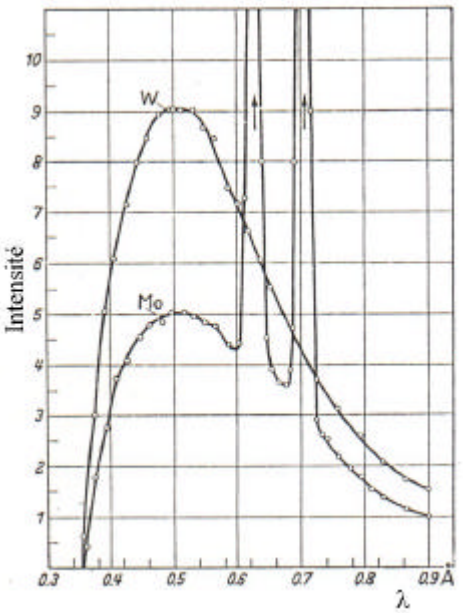
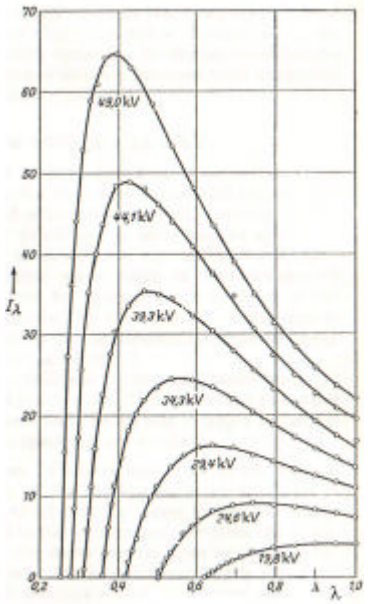
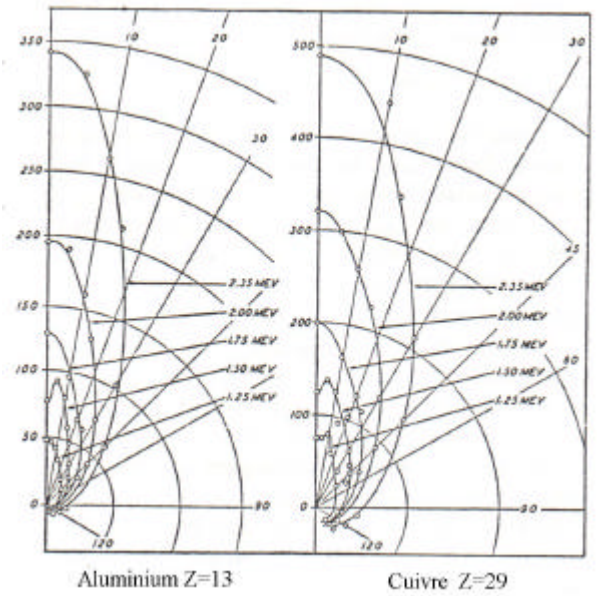


Figure 5-5-1





Figures 5-5-2

L'intensité totale s'exprime approximativement par :

$$I = kZE^2$$

k étant une constante ≈1.5 10^{-9} pour E exprimée en eV (le terme intensité est issu de la tradition, il s'agit d'un flux d'énergie).

Les figures 5-5-2 montrent la distribution en énergie de spectres continus pour le platine à différentes énergies incidentes et sa répartition azimutale dans les cas de l'aluminium et du cuivre, le tout pour des cibles épaisses [BUE48]. Le rayonnement est d'autant plus directif que l'énergie est élevée. La queue de la distribution s'étend jusqu'à la longueur d'onde correspondant à l'énergie E_i.

Même à basse énergie, l'atténuation des rayons X (voir chapitre suivant) pour amener la dose à un niveau acceptable pour le personnel gravitant autour d'un accélérateur à électrons, impose de fortes épaisseurs de plomb comme le montre le diagramme 5-5-3 [BAK62]. Pour obtenir le même effet, il faudrait 5.5 fois plus de béton.

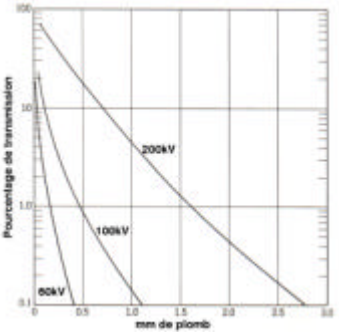


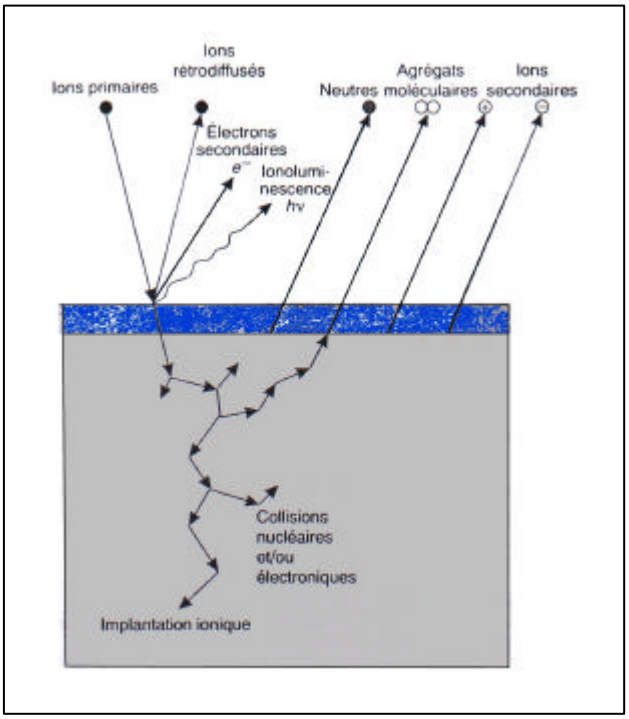
Figure 5-5-3

A partir de 2MeV, les rayons X produits par les électrons génèrent des neutrons par interactions avec les noyaux des atomes de la cible. Si n_φ photons X d'énergie E_φ frappent un matériau de nombre atomique Z, ils produisent N_n neutrons tel que :

$$N_n = 4.4\,10^{-5}\sqrt{Z}\,n_\varphi E_{\varphi[MeV]}$$

Rayons X et neutrons posent de sérieux problèmes de protection sur les machines à électrons de haute énergie.

5-6 L'interaction ions-paroi



Il n'y a pas de différences fondamentales avec l'interaction précédente, sinon du fait de l'écart en masse et en taille. Nous ne parlerons pas du Bremsstrahlung induit par les ions bien qu'il existe, comme nous n'avons pas parlé de la pulvérisation électronique. Les ions frappent la surface, rebondissent ou rétro-diffusent, les plus énergiques pénètrent plus ou moins dans le solide et transfèrent leurs énergies aux atomes via une cascade de collisions.
Les conséquences peuvent être mécaniques (désordre cristallin, génération de défauts internes et de dommages....), chimiques, thermiques...

les ions peuvent s'implanter plus ou moins temporairement, créer des photons, éjecter des particules neutres ou chargées voire des agrégats. Il est impossible de faire un catalogue exhaustif de tous ces phénomènes. On sait simplement que les paramètres fondamentaux sont la nature de lion incident, son énergie, son angle d'incidence, sa profondeur de pénétration et l'état de la surface. Un calcul élémentaire du temps d'interaction entre un ion de quelques dizaines d'eV et une couche superficielle de quelques nm est dans l'échelle des femtosecondes. On pourra consulter le remarquable article de revue de ces interactions dans un récent article de RSI [GRI001].

5-7 Réflexion et rétro-diffusion des ions

Les ions à basse énergie peuvent être réfléchis ou rétro-diffusés en proportion notable comme le montrent la figure 5-7-1, avec une surface en molybdène [CAR69].

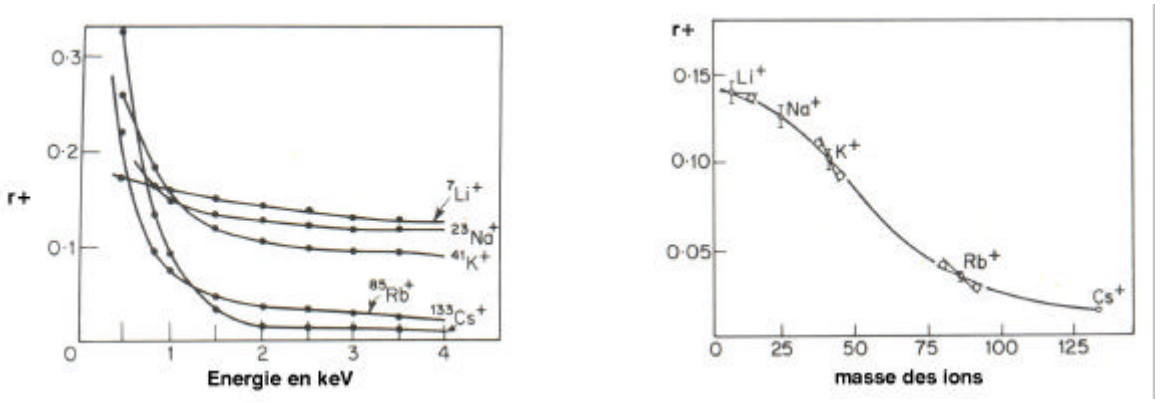


Figure 5-7-1

Comme pour les électrons et pour les mêmes raisons, cette réflexion est maximale à très basse énergie et décroît avec la masse de l'ion incident. La conséquence est importante : les ions issus du gaz résiduel qui ont une énergie correspondant à des profondeurs de puits de potentiel ont des énergies faibles et il ne faut pas imaginer qu'ils sont tous neutralisés quand ils frappent la paroi. Ils peuvent rebondir plusieurs fois avant d'être neutralisés et ce, si leur potentiel d'ionisation est supérieur au travail de sortie du matériau de surface (Cf l'ionisation de surface plus loin). A plus forte énergie, les collisions deviennent inélastiques, à la réflexion pure se substitue une rétro-diffusion des ions incidents avec perte plus ou moins importante d'énergie. A très haute énergie, les ions incidents peuvent repartir dans des états fortement excités ou multichargés.

5-8 La pulvérisation

La pulvérisation (« sputtering »), dans son sens le pus général, est l'émission de particules neutres ou chargées issues de la surface bombardée, sans effet thermique. Dans la littérature, une distinction est souvent faite entre l'émission secondaire ionique et l'émission de neutres baptisée de façon restrictive « sputtering ». Si le processus sous-jacent est toujours une ou plusieurs collisions binaires, la théorie très complexe n'est pas aboutie et les formules de quantification qui vont suivre doivent être utilisées avec circonspection.

La théorie la plus couramment utilisée est due à P. Sigmund [SIG69, SIG81]. Avec nos notations habituelles, S est le rendement de pulvérisation, quotient du nombre de particules expulsées, sans distinction de charge, au nombre de particules incidentes. Soient a et ε les rayon atomique et énergie incidente réduits donnés par :

$$a = 0.47 10^{-10} \frac{1}{\sqrt{Z_i^{2/3} + Z_c^{2/3}}} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{3.25 10^{-2}}{Z_i Z_c} \frac{A_c}{A_c + A_i} E_{i[eV]}$$

En introduisant deux fonctions tabulées $\alpha(A_c/A_i)$ et $Sn(\varepsilon)$ représentées sur la figure 5-8-1, le rendement de pulvérisation S est donné par :

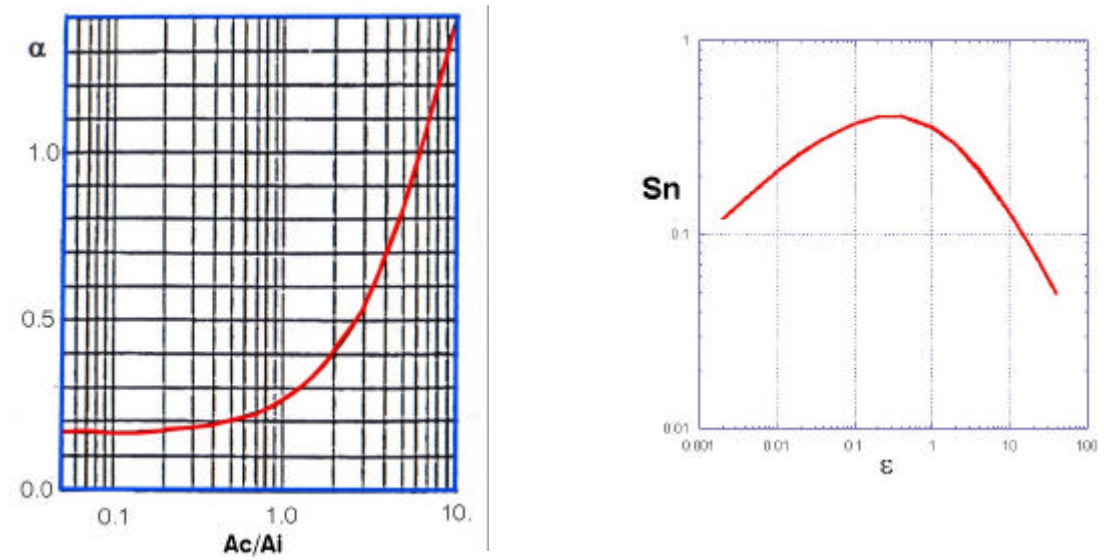


Figure 5-8-1

$$S = 76\ 10^9\, a \alpha Z_i Z_c \frac{A_i}{A_i + A_c} \frac{Sn}{U[eV]}$$

U est l'énergie de liaison de surface d'un atome cible, en fait on prend la chaleur latente de vaporisation du solide bombardé exprimée en eV (figure 5-8-2). Cette formule est valable pour des énergies incidentes au-delà du keV. Le seuil en énergie où apparaît la pulvérisation varie de 15 à 35eV. S augmente avec l'incidence jusqu'à 70° suivant une loi de la forme :

$$S(\theta) = S(0)(\cos\theta)^{-5/3}$$

La pulvérisation croît sévèrement avec l'incidence et l'on constate qu'il en est de même pour les désorptions induites par bombardement qui procèdent globalement de façon similaire.

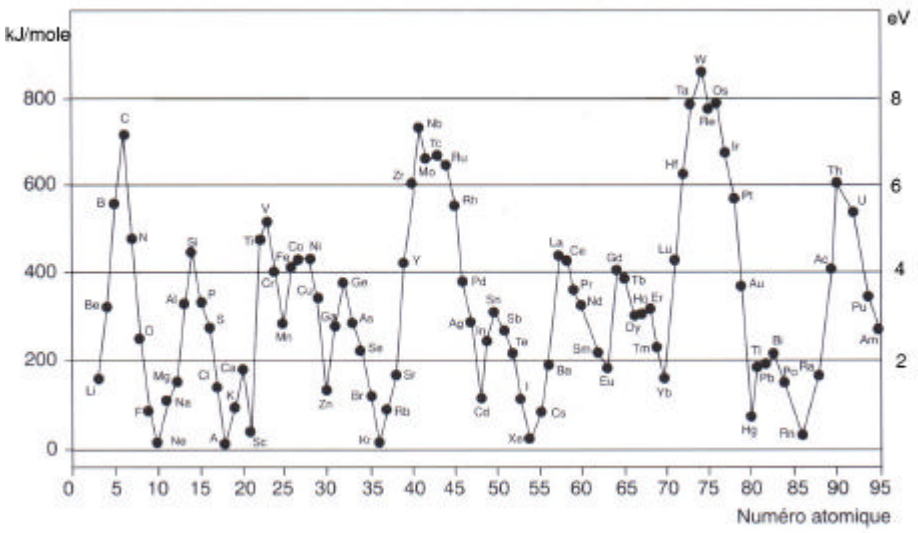
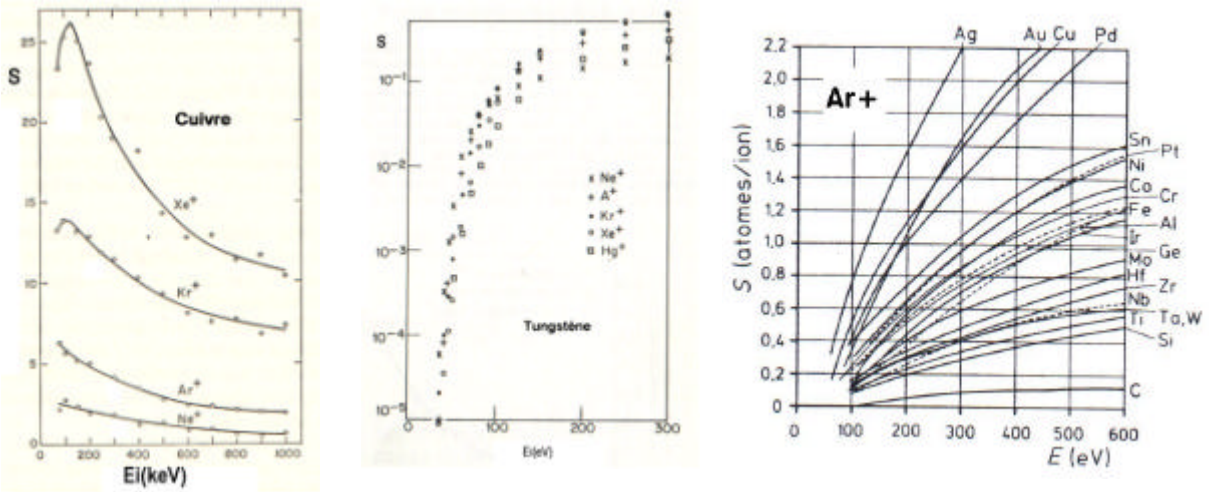


Figure 5-8-2

Les figures 5-8-3 suivantes donnent quelques résultats expérimentaux.



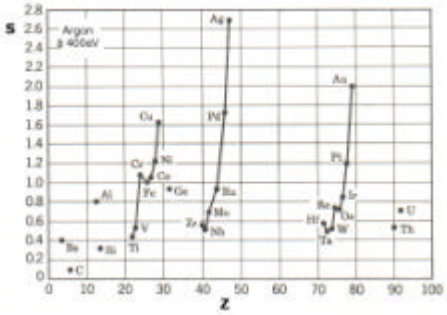


Figure 5-8-3

On constate que S croît avec la masse de l'ion incident (on atteint 20000 avec un agrégat d'Au_{13} à 1MeV !!) et culmine aux environs de 10keV. A 1keV il est proche de 1 mais dépend du matériau et de ses plans de clivage: Cu, Zn, Ag et Au sont à proscrire dans un environnement bombardé. Les matériaux les moins pulvérisés sont les métaux réfractaires.

On comprend mieux au vu de ces courbes que l'utilisation d'une pompe ionique à haute pression conduit à une érosion des cathodes très rapide, que l'utilisation du titane qui pulvérise relativement peu est moins bien adaptée que celle du baryum ou du zirconium pour faire du pompage par enterrement.

Le spectre en énergie des particules éjectées ressemble à celui des électrons secondaires, cette énergie dépasse rarement quelques centaines d'eV et est plutôt centrée sur 5eV, ce qui est un avantage pour le dépôt de couches minces qui sont plus adhérentes que celles obtenues par vaporisation. La distribution angulaire se déplace vers la direction correspondant à la réflexion spéculaire des primaires en dessous de 20keV. Au-delà, elle devient lambertienne.

Exercice :la cathode en titane d'une pompe ionique fait 3mm d'épaisseur. Cette pompe travaille à 10^{-5} hPa dans une atmosphère d'azote. En supposant que les ions d'azote frappe cette cathode à 5keV et qu'elle collecte 100µA par cm^2, quelle est sa durée de vie ?

Considérons 1 cm^2 de cathode, il contient 1.35 g de Ti sachant que sa densité est de 4.5. Ceci représente 1.69 10^{22} atomes de Ti dont le nombre de masse est 48 pour un Z de 18. Si 1A représente 1/e ions N^+ par seconde, la cathode est donc frappée par 6.25 10^{14} ions par seconde. Pour calculer le taux de pulvérisation, on calcule les grandeurs intermédiaires : on trouve a=1.4 10^{-11}, e=0.8, Sn=0.35, α=0.6 d'où S=1.62. Le nombre d'atomes de Ti s'échappant, par seconde, de la cathode est de 1.01 10^{15}. La cathode sera complètement vaporisée au bout de 193 jours, mais inutilisable bien avant. Moralité : la pompe ionique doit travailler dans un vide pré-établi suffisamment poussé pour que les cathodes durent plusieurs années.

5-9 La pénétration ionique

Une autre interaction ion-surface est la pénétration, utilisée dans l'implantation et le pompage ionique. Toute sa théorie est basée sur le pouvoir d'arrêt et le calcul des « ranges » évoqués dans le paragraphe 3-3 sur les pertes d'énergie par ionisation. Il faut distinguer la pénétration en surface à faible énergie où l'ion reste capturé et neutralisé dans les premières couches du réseau cristallin de la pénétration en profondeur. Le premier cas est un piégeage (« entrapment, sticking ») où l'ion s'enterre mais peut s'échapper et retourner vers le vide si la température de la surface est élevée ou s'il reçoit un choc du à un autre ion (désorption thermique ou ré-émission). Il ne faut pas le confondre avec une physi- ou chimisorption qui interviennent dans l'interface vide-surface et qui concernent des atomes neutres à vitesses thermiques. Le second cas est une implantation, la probabilité de ré-émission est faible. Etudions-le d'abord.

Evaluons les parcours à basse énergie. La figure 5-9-1 donne le pouvoir d'arrêt de l'argon dans le cuivre : à basse énergie il vaut environ 1MeV.cm^2/mg soit ≈100eV/Å. Il est du aux collisions ion-noyaux. L'autre courbe montre les pics de Bragg à différentes énergies d'ions d'azote bombardant du titane où il est du même ordre. Pour l'hydrogène, il est plutôt de l'ordre de 10keV/Å. Ce pouvoir d'arrêt dépend, entre autres, de la façon dont l'ion se présente par rapport à l'arrangement cristallin, en particulier, s'il est parallèle au maillage, il peut avoir un parcours très grand (channelling). On tire deux conclusions :

- l'implantation en profondeur nécessitent des énergies au-delà de 100keV d'où la tendance actuelle des implanteurs.
- A l'échelle du keV, les ions pénètrent seulement dans les premiers Å de la surface.

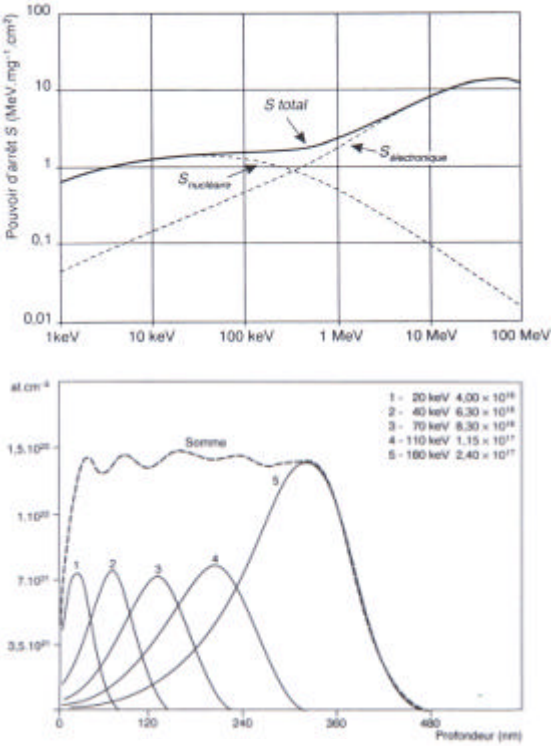


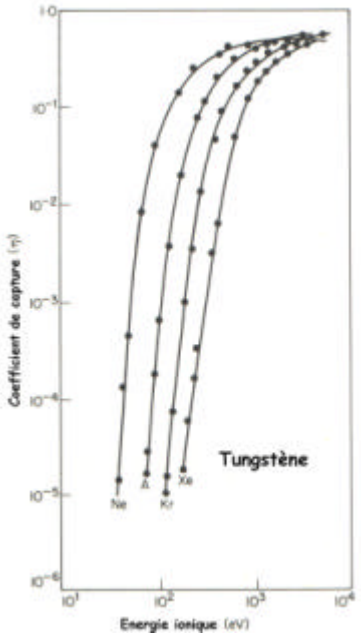
Figure 5-9-1

Pour de plus amples détails sur les parcours consulter [ZIE80, WIL66, NSS64]. Cette implantation peut désorganiser le réseau cristallin et le rendre plus ou moins amorphe. Il peut aussi y avoir création de bulles gazeuses.

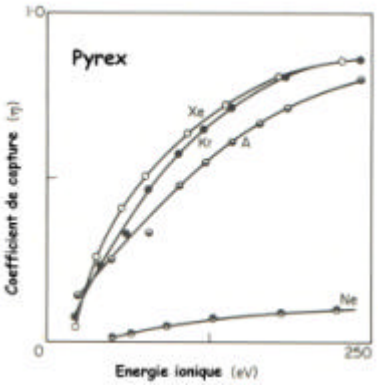
Le premier cas précité peut poser des problèmes dans le cas d'un apport continu d'ions à la surface. Celle-ci se sature et à la simple pénétration du premier instant succède un équilibre entre les ions implantés et ceux qui sont qui vont être ré-émis par choc.

La figure 5-9-2 montre la capture de différents ions de gaz nobles dans le tungstène. Deux constatations de bon sens : plus l'énergie est élevée et plus la capture est efficace, c'est l'une des raisons de l'augmentation de la tension appliquée entre

cathodes et anodes des pompes ioniques. A même énergie, plus l'atome est petit et mieux il est capturé. La figure 5-9-3 donne le coefficient de capture de ces mêmes gaz dans le pyrex à basse énergie. On en conclut que les jauges à enveloppe de verre constituent des pompes à gaz rares très efficaces !



Fiaure 5-9-2



Fiaure 5-9-3

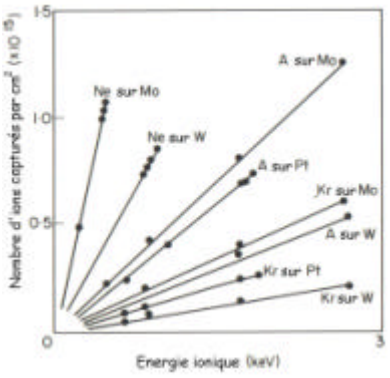
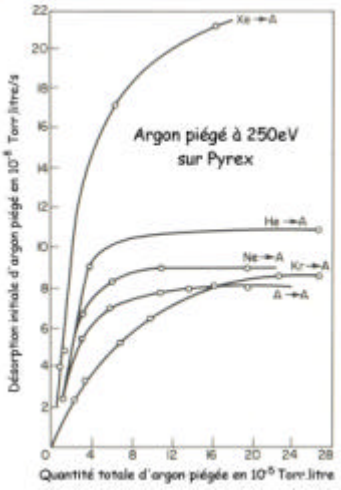


Figure 5-9-4

La figure 5-9-4 montre l'évolution du nombre maximal d'ions de gaz nobles capturés par cm^2 sur différents supports en fonction de l'énergie incidente de ces ions. Ce nombre croît avec l'énergie, il correspond à quelques monocouches. Il est d'autant plus élevé que l'ion est petit.

Au-delà de ce nombre maximal, un équilibre s'établit avec la désorption. La figure 5-9-5 montre ce qu'il advient de l'argon piégé dans du pyrex, bombardé par des ions de gaz nobles à 250eV, dans les premiers instants et ce, en fonction de la quantité piégée. Le taux de désorption croît avec cette quantité. Ce phénomène explique l'effet de mémoire dans une pompe ionique.

Si l'on piège un gaz et que l'on étudie l'évolution de la désorption thermique, sans bombardement, avec le temps t, on constate une décroissance du taux de désorption en 1/t : la capture n'est pas étanche et évolue avec le temps. C'est le phénomène de remontée de pression après l'arrêt d'une pompe ionique.



Fiaure 5-9-5

On pourrait extrapoler les résultats précédents et conclure qu'une surface piégeante ne doit jamais être placée dans un environnement où un faisceau peut la frapper aléatoirement, ce qui pose le problème de la technologie des parois de tubes de guidage de faisceaux. Par contre, en présence d'une perte stationnaire de faisceau, la pression doit naturellement baisser par effet des pompes annexes, qui, de toute façon, abaissent la population des atomes parasites.

5-10 L'émission secondaire d'électrons sous impact ionique

Un autre très important processus que nous allons étudier dans ce paragraphe est l'émission secondaire électronique due au bombardement ionique. Dans le cas de l'émission secondaire sous impact d'électrons, l'éjection dudit électron secondaire de la bande de conduction se fait de façon purement cinétique, par suite d'un choc et donc pour un seuil d'énergie électronique égale à 2Φ. Dans le cas d'impact ionique, à ce type d'éjection s'ajoute celle due au potentiel coulombien de l'ion. La simple proximité d'un ion avec une surface métallique peut engendrer une émission secondaire. Un électron de la bande de conduction peut, par effet tunnel, neutraliser l'ion incident en comblant la lacune sur la couche périphérique.
L'énergie disponible par cette transition peut alors être utilisée par un autre électron de la bande de conduction pour s'échapper. On voit que cette éventualité ne peut se produire que si :

$$E_i \geq 2\Phi$$

C'est la neutralisation Auger. On en conclut, comme cité précédemment, qu'un ion n'est neutralisé sur une surface qu'à cette condition.

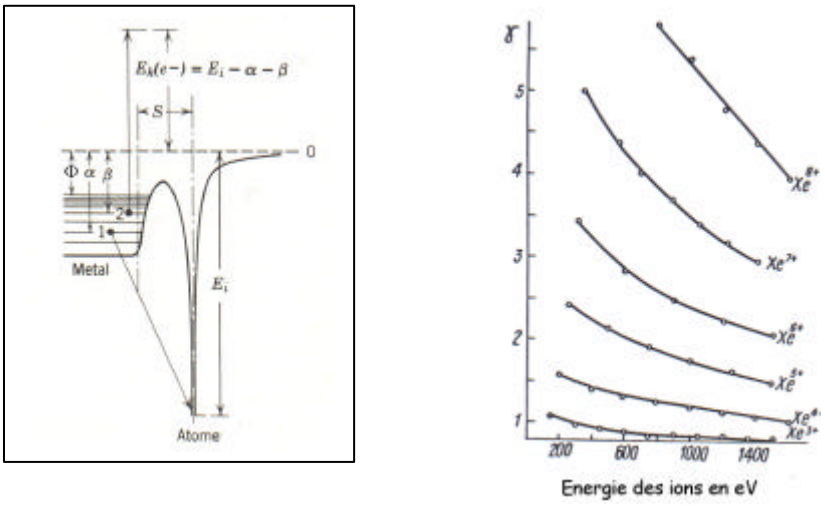
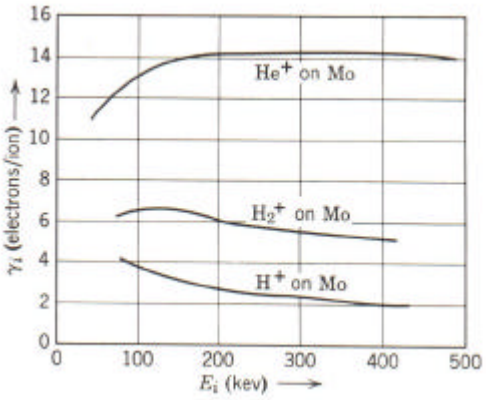


Figure 5-10-1

Cette éjection potentielle joue le rôle principal pour des ions à faible énergie, en particulier si ceux-ci sont multichargés. Pour les ions, le coefficient d'émission secondaire est γ, on constate pratiquement qu'il est d'autant plus élevé que la charge de l'ion est élevée et que son énergie est faible (Fig. 5-10-1), ce qui s'explique simplement du fait de l'accroissement du potentiel ionique et du raccourcissement du temps d'interaction [WIN96]. γ peut atteindre 300 pour des ions Th^{80+} à énergie thermique.
A moyenne énergie, l'éjection cinétique prédomine et varie comme la section efficace de collision, avec un maximum à quelques dizaines de keV pour des ions monochargés [STE57].



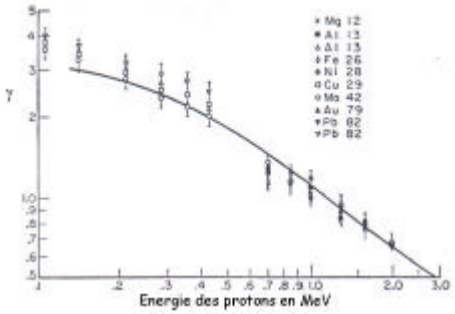


Figure 5-10-2

On voit sur les courbes de la figure 5-10-2 que γ est élevé, ce qui fausse considérablement les lectures d'intensités ioniques. Heureusement, les électrons éjectés ont rarement plus de 20eV, ce qui permet de les bloquer dans une cage de Faraday à anneau de garde polarisé.

5-11 La désorption induite par bombardement ionique

Si la pulvérisation concerne les atomes constitutifs de la surface métallique, le bombardement ionique induit de la désorption de façon plus importante que dans le cas des électrons du fait de la masse des ions qui accroît l'énergie maximale déposable.

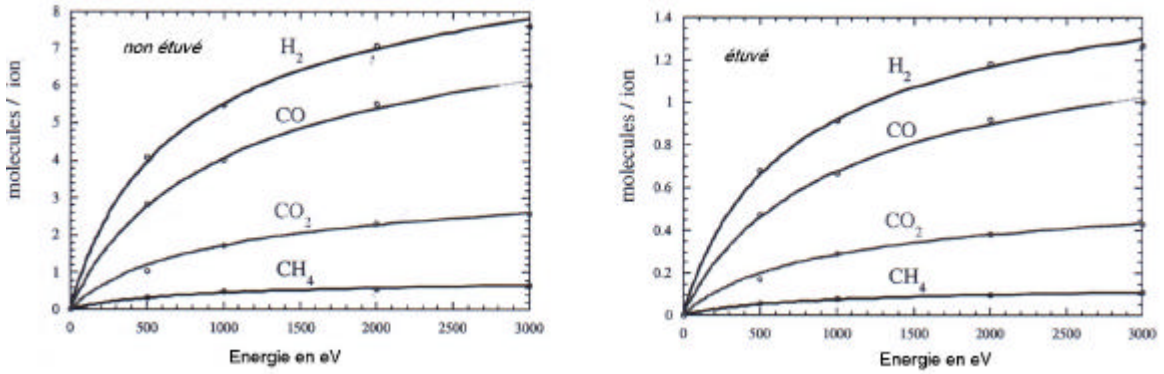


Figure 5-11-1.Taux de désorption induite par des protons sur l'inox selon le traitement.

Les figures 5-11-1 montrent les taux de désorption partiels de gaz occlus dans l'inox. Si les ions nettoient presque instantanément la surface, en ultravide, les taux résiduels proviennent de la perméation et dépendent évidemment du volume des gaz occlus, ce qui explique l'action majeure d'un étuvage *in-situ*.

En raisonnant comme pour les électrons, on peut penser que la section efficace associée est de la forme :

$$\sigma_{[cm^2]} = \frac{C'\xi^2}{m_e v_i^2 E_d} Ln \frac{m_e v_i^2}{E_d}$$

pour un ion de vitesse incidente v_i en m/s de charge ξ et pour $m_e v_i^2 > E_d$ les 2 exprimées en eV, C' est égal à 1.6 10^{-14} dans l'approximation de Bethe-Born (il s'agit bien de m_e et non de m dans la formule). Par exemple, dans le cas d'un proton de 2000eV et de H_2 (E_d=0.56eV), on trouve σ= 2.1 $10^{-14}cm^2$, sachant que le taux de désorption γ est donné par :

$$\gamma = \sigma n_{s[cm^{-2}]}$$

Si l'on prend pour le taux de couverture n_s, la valeur de 1.3 10^{15} estimée dans le premier chapitre, on trouve un taux de désorption de 26 supérieur à celui de la courbe 5-11-1. Il chute d'un facteur 5 à 100keV. Dans la réalité, le taux de couverture est entre 30 et 50% de la valeur maximale théorique si l'on s'en réfère au coefficient de piégeage, ce qui ramène ce taux à une valeur proche de celle mesurée. Un cas particulier très intéressant est la désorption de couches condensées, inévitables sur les dispositifs cryogéniques et supraconducteurs. La figure 5-11-2 montre des taux de désorption par ion incident très élevés.

L'émission secondaire d'ions est une forme particulière de désorption, elle est souvent décrite comme part de la pulvérisation. Pour le technicien du vide, le résultat est une libération de particules qui finiront à l'état d'atomes neutres libres. Elle donne

des taux inférieurs de plusieurs ordres de grandeur (les spécialistes parlent d'un facteur 1000 en moyenne).

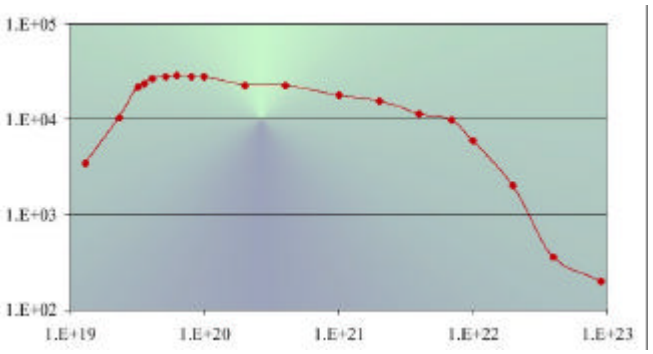


Figure 5-11-2.Taux de désorption d'hydrogène condensé/ ion H_2^+ en fonction du taux de couverture par m^2.

Les ions sont positifs ou négatifs, pour les positifs le taux décroît avec les potentiels d'ionisation croissants et pour les négatifs il croît avec l'affinité électronique. L'oxygène exalte ce type d'émission. La composition comprend à la fois des ions du matériau et des ions issus des composants de la surface et des gaz occlus.
Comme pour la pulvérisation, le taux croît avec la masse incidente, il possède un maximum en fonction de l'énergie vers quelques dizaines de keV. Les ions libérés ont des énergies dans la gamme des dizaines d'eV [CAR69]. Comme pour l'émission secondaire d'électrons et la pulvérisation, l'angle d'incidence joue un rôle important sur ce taux. La figure 5-11-3 montre son évolution dans le cas du cuivre et de l'inox bombardés par des protons de 50keV.

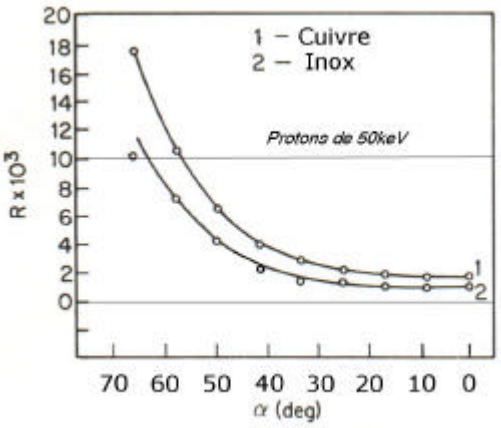


Figure 5-11-3.Taux d'émission d'ions/ proton en fonction de l'angle d'incidence.

En conclusion, les ions sont d'excellents candidats au nettoyage des surfaces, ce qui explique l'efficacité des décharges sous vide. Ils ont l'inconvénient d'induire des émissions de particules chargées et d'éroder la surface bombardée. Ils n'accélèrent la diffusion que dans le cas de parcours élevés, donc pour de fortes énergies (des protons de 100keV ne pénètrent que de 0.55 µ dans le cuivre).

5-12 Thermo-émissions et ionisations de surface

Pour finir, signalons qu'une surface chauffée à une température proche du ramollissement du solide émet une quantité notable d'ions (positifs ou négatifs) et d'électrons. Ce sont les émissions thermo-ionique et thermo-électronique. Dans les deux cas, la densité d'émission est de la forme :

$$J = CT^2 \exp(-e\Phi^* / kT)$$

Φ^* étant le travail de sortie correspondant à l'émission considérée et C une constante dépendant du matériau et de la structure de la surface.

Ce résultat émane de la loi d'action de masses. A l'équilibre thermodynamique, les différentes densités volumiques entre ions, électrons et neutres obéissent à :

$$\frac{n_e n^+}{n_0} = \frac{g_e g^+}{g_0} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\frac{E_i}{kT})$$

c'est la loi de Saha, g désignant le poids statistique de chaque population, g_e=2, g=2J+1 pour atomes et ions (J est le moment cinétique total), par exemple 1 pour H^+ et les ions alcalins et 2 pour H et He.

Toujours à température élevée peut se produire une ionisation dite de surface d'atomes neutres la bombardant. Le processus est un transfert d'électron par effet tunnel. La surface est chauffée à une température critique telle que l'adatome ait le temps d'être ionisé mais désorbé suffisamment vite pour qu'il n'y ait pas modification du travail de sortie par contamination ou activation.

Si le potentiel d'ionisation de l'adatome est inférieur au travail de sortie du métal, l'électron périphérique de l'adatome passe dans la bande de conduction du métal, ce qui donne un ion positif. Si l'affinité électronique A de l'adatome est supérieure au travail de sortie du métal, un électron de la bande de conduction est capté par l'adatome et il y a formation d'un ion négatif (figure 5-11-1).

Sachant que la loi de Dushman-Richardson, qui gère l'émission thermo-électronique d'une surface, peut s'écrire :

$$n_e = g_e \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\frac{\Phi}{kT})$$

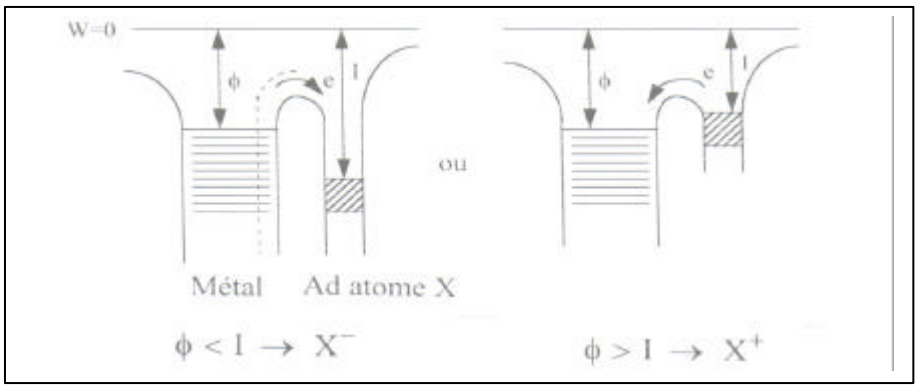


Figure 5-12-1

La loi de Saha est remplacée par la loi de Saha-Langmuir :

$$\frac{n^+}{n_0} = \frac{g^+}{g_0}\exp(\frac{\Phi - E_i}{kT})$$

$$\frac{n^-}{n_0} = \frac{g^-}{g_0}\exp(\frac{A - \Phi}{kT})$$

L'efficacité d'ionisation est très grande pour les couples réfractaires-alcalins dans le premier cas et alcalins-halogènes dans le second ce qu'illustre les courbes de la figure 5-12-2.

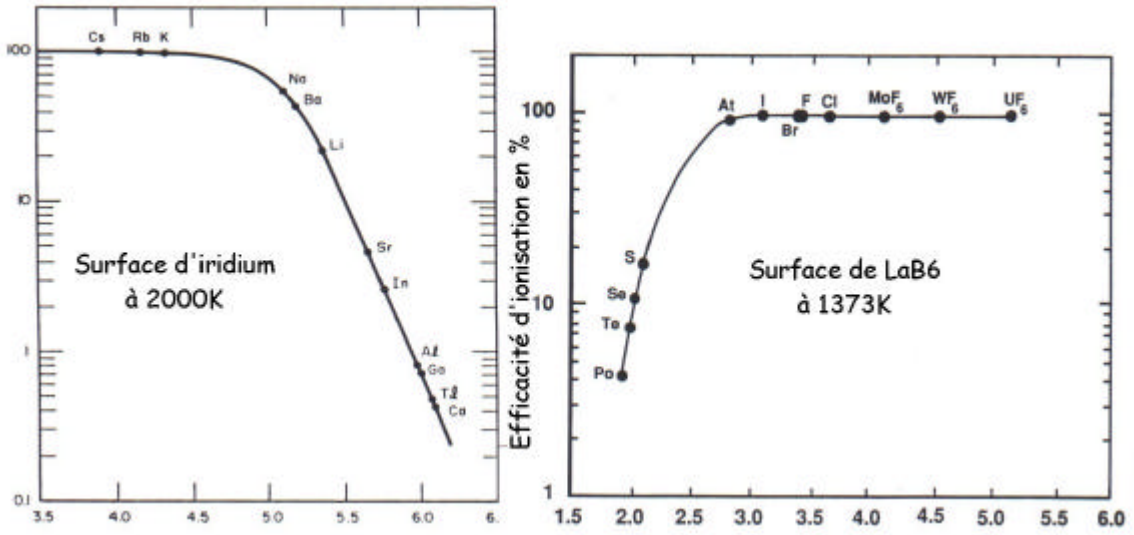
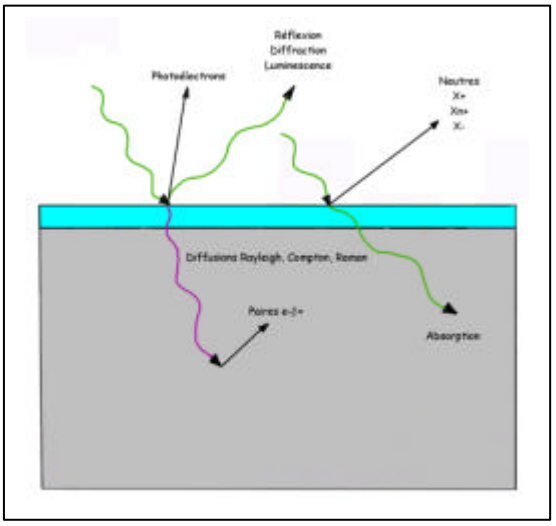


Figure 5-12-2

L'iridium avec Φ=5.27eV ionise positivement à 100% le césium et le potassium et l'hexaborure de lanthane LaB_6 avec Φ=2.36eV ionise négativement à 100% tous les halogènes et les composés à forte affinité électronique.

VI- L'interaction rayonnement-paroi

Nous avons déjà parlé de la photo-absorption dans le chapitre sur l'interaction faisceau gaz résiduel et de la transmission des rayons X dans celui de l'interaction faisceau-paroi.



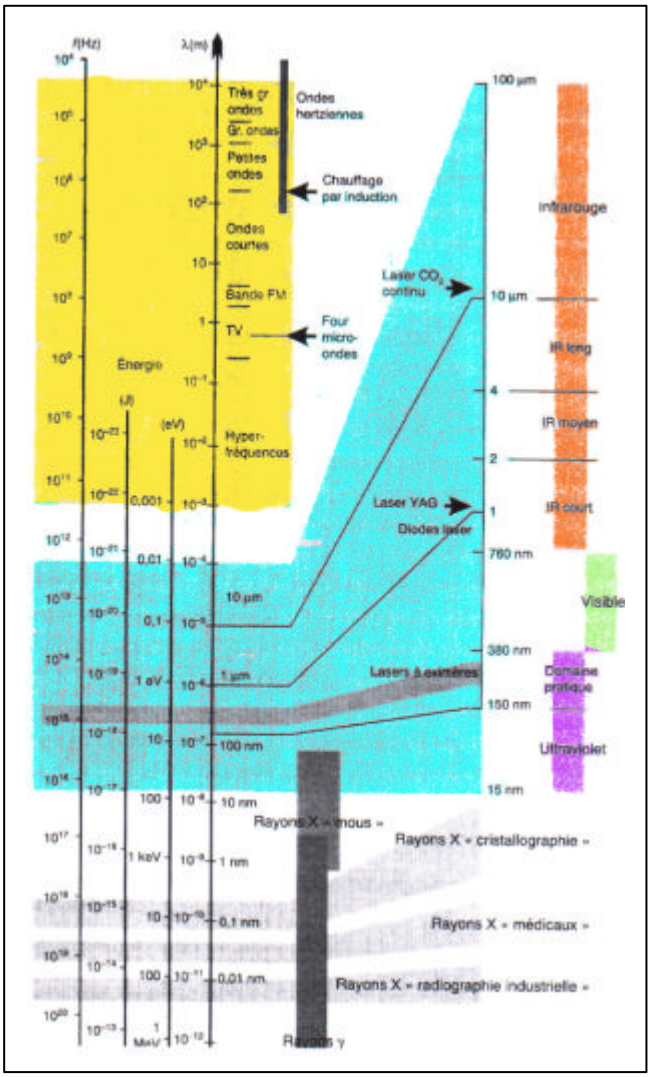
Bien qu'ils aient une masse nulle, les photons véhiculent une énergie E_φ de par leur nature ondulatoire :

$$E_\varphi = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \text{ en eV} = \frac{12378}{\lambda_{[Å]}}$$

On les classe en différents domaines mais ceux d'intérêt pour le vide correspondent à des énergies>1eV, soit du domaine de l'infrarouge à celui des rayons γ.

Six principaux processus vont être décrits :

- La diffusion
- L'atténuation
- L'effet photo-électrique
- La désorption induite
- La production de paires
- L'interaction laser-matière.



6-1 La diffusion

Comme les électrons, les photons peuvent être diffractés et réfléchis, c'est le domaine de l'optique. Dans l'interaction avec la paroi, les photons agissent principalement sur les électrons liés des atomes du solide. On considère qu'un photon incident est absorbé par un électron qui en ré-émet un autre. Si le photon émis a la même longueur d'onde que l'incident, la collision est élastique : c'est la diffusion Rayleigh (responsable de la couleur du ciel). Dans le cas contraire, la collision inélastique peut libérer l'électron : c'est la diffusion Compton, ou le faire changer de niveau lié et c'est la diffusion Raman. Sans entrer dans le détail, ces dernières sont responsables de la luminescence et de l'effet Tyndall.

Pour le technicien du vide, la diffusion n'intervient qu'en présence de rayonnement synchrotron où elle peut diminuer la directivité des pinceaux ou lors du transport de faisceaux laser.

6-2 L'atténuation

Nous avons vu dans le paragraphe 3-5 que l'atténuation des photons est liée à la photo-absorption. Les photons sont absorbés dans la matière au travers de trois processus :

- par éjection d'électrons internes aux atomes (absorption vraie ou photoélectrique
- par altération de la direction de propagation du photon par interaction électrodynamique (diffusion)
- au-delà de 1.022MeV, par création de paires électron-positron.

Si une intensité I_0 de photons traverse une épaisseur x de matière homogène, l'intensité transmise I s'écrit :

$$I = I_0 \exp(-\mu_\ell x)$$

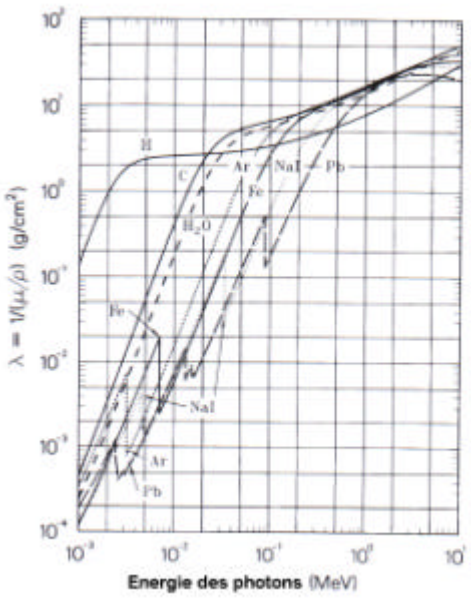
μ_ℓ est le coefficient d'absorption linéique, sommant les trois effets. On introduit la longueur d'atténuation λ par :

$$\lambda = \frac{\rho}{\mu_\ell}$$

ρ masse volumique du matériau, comme pour la longueur de radiation, on l'exprime en $g.cm^{-2}$. Si celui-ci est composite à partir de i éléments de proportion f_i, λ totale se déduit de :

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_i f_i \left(\frac{1}{\lambda}\right)_i$$

Les courbes de la figure 6-2-1 donnent les variations de λ pour les matériaux d'intérêt [HUB82].



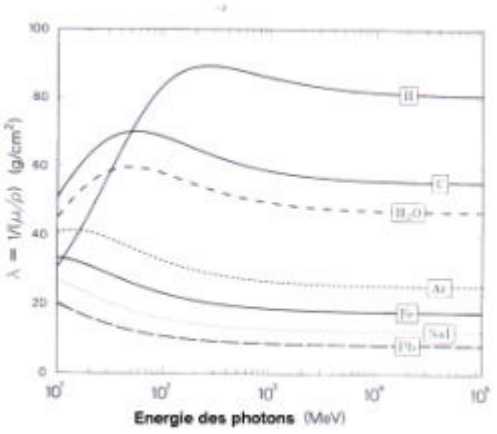


Figure 6-2-1

6-3 L'effet photo-électrique

L'effet photo-électrique est une émission d'électrons, libérés du solide par les quanta dont l'énergie est supérieure à la barrière de potentiel. C'est un processus en trois étapes comme l'émission secondaire : pénétration du photon sur quelques couches atomiques, diffusion vers la surface des électrons libérés et franchissement de la barrière. L'énergie cinétique maximale de l'électron éjecté est donnée par :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - \Phi \qquad h\nu_0 = \Phi$$

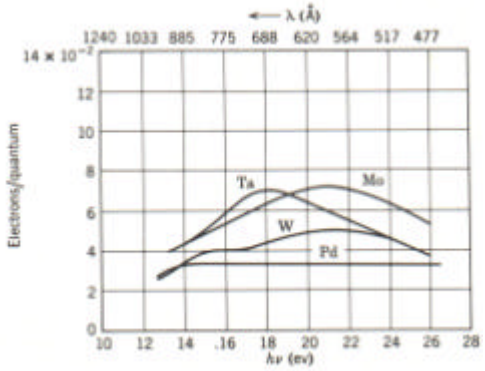
ν_0 est la fréquence correspondant au seuil d'émission. Dans le visible, seuls les éléments alcalins émettent des photo-électrons.

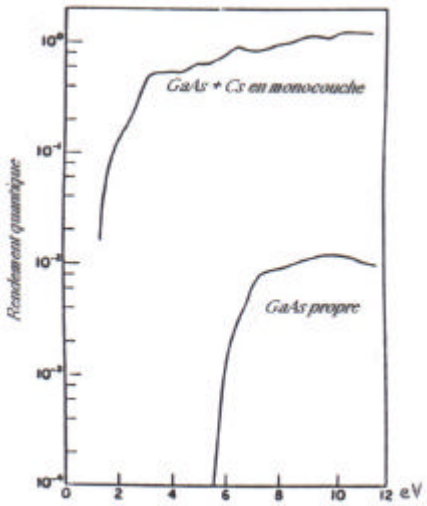
On définit alors le rendement quantique η comme le nombre moyen de photo-électrons émis par photon incident. On pourrait le déduire des sections efficaces suivantes :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} \qquad \sigma = \frac{32\pi}{3}\sqrt{2}Z_c^5\alpha^4\frac{r_e^2}{\varepsilon^{7/2}} \quad \text{pour } \varepsilon \approx 1$$

$$\sigma = 4\pi r_e^2 Z_c^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon} \quad \text{pour } \varepsilon > 1$$

pour des énergies plus faibles , cette section varie en Z^4.





Dans l'UV et dans le visible, les métaux ont des rendements quantiques < à 10^{-3} du fait de leur forte réflectivité pour les grandes longueurs d'onde. Le maximum est autour de 20 à 50 eV correspondant à des photons produits dans les jauges par exemple et qui troublent l'appréciation des pressions ultimes. L'utilisation de sels d'alcalins ou de semi-conducteurs permet d'obtenir des rendements quantiques proches de 1 comme le montre les courbes de la figure 6-3-1.

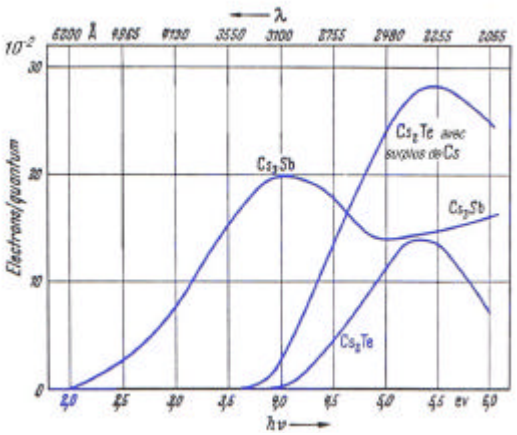
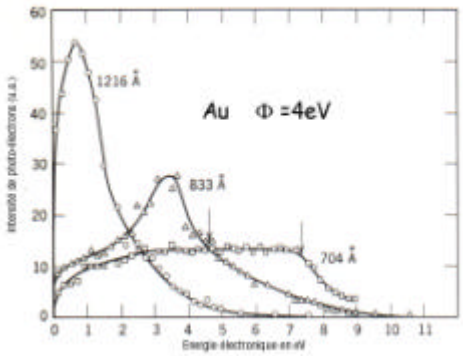


Figure 6-3-1

Ces rendements élevés sont importants dans les canons à électrons à photo-émission et dans les photomultiplicateurs.
L'état de pollution de la surface joue un rôle majeur près du seuil car il agit sur le travail de sortie : un dépôt électronégatif diminue ce travail, cas de la césiation de l'AsGa dans la figure 6-3-1, par exemple. A plus haute énergie, l'effet est nettement moins sensible.
On pourrait penser que la distribution en énergie des photo-électrons s'étend de 0 à $h\nu-\Phi$, en fait pour des excitations proches du seuil, cette distribution s'étend sur quelques eV (Fig. 6-3-2). Avec des rayonnements durs (X et γ), la majorité de ces électrons a moins de 50 eV, mais il y a une faible traîne jusqu'à l'énergie maximale comme le montre la figure suivante où des photons de 1.5 keV frappe une surface d'or. Il apparaît des discontinuités dans la photo-émission correspondant aux différentes couches internes. On retrouve un peu le phénomène des discontinuités d'absorption et des raies Auger dans l'émission secondaire.



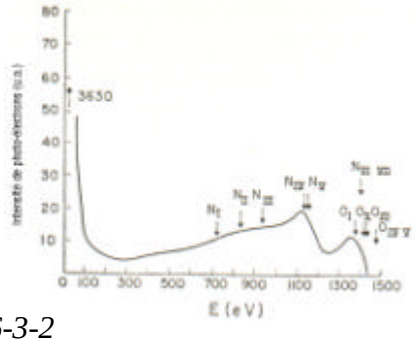


Figure 6-3-2

Cette détection des niveaux d'énergie est à la base de la spectrométrie photo-électronique et permet la détermination des travaux de sortie.

6-4 La désorption induite par les photons

Comme les particules chargées, les photons induisent de la désorption. Faut-il éviter les hublots en verre en UHV? La photo-désorption peut être accompagnée de photo-décomposition pour les photons au-delà de 5eV, que nous avons déjà traitée. Cette dernière est problématique pour les hublots en verre soumis à de forts flux d'ultraviolet qui le décompose.

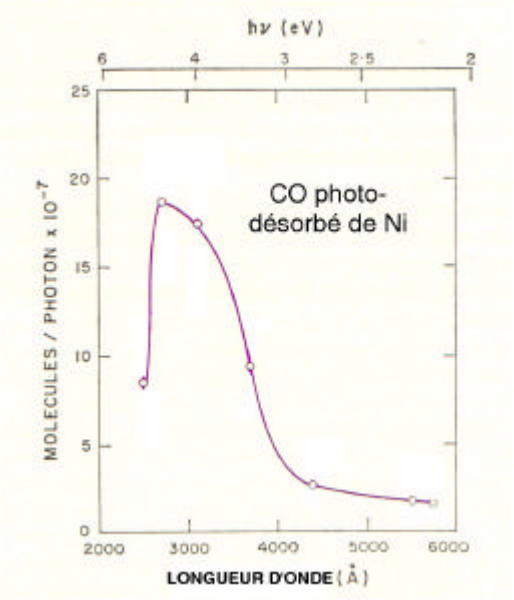
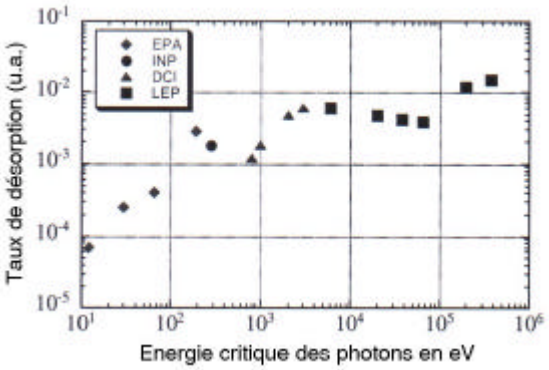


Figure 6-4-1

Le processus de désorption est moins bien compris, il ne dépend pas de son énergie caractéristique. On suppose que le phénomène précurseur est une émission de photo-électrons qui induisent une désorption stimulée par impact électronique. Il faut donc s'attendre à des sections efficaces plus petites que celles de ce processus.

Revenons à notre question. La figure 6-4-1 est un exemple typique du taux de désorption en fonction de la longueur d'onde. Il atteint son maximum dans le proche ultraviolet avec des photons de 5 eV, mais il traîne dans le visible !

Donc, il faut éviter d'illuminer les parois sous vide.



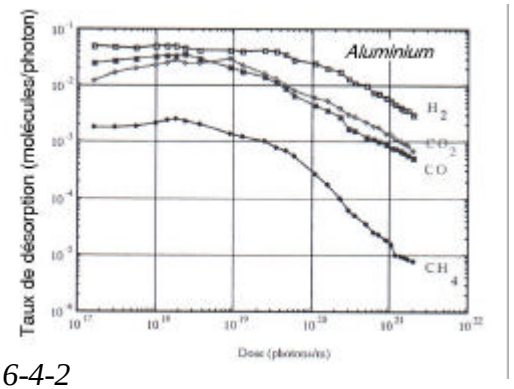
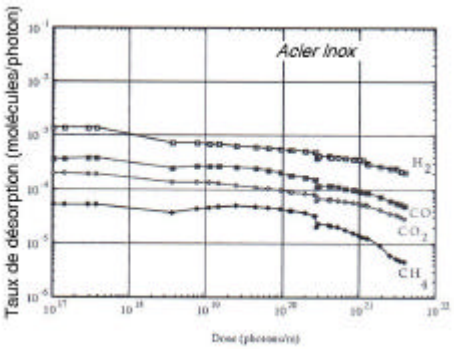
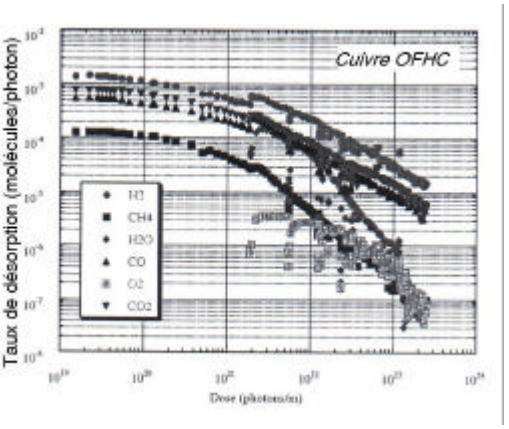


Figure 6-4-2





Le taux de couverture n_s de CO est de $\approx 5\ 10^{14}\ cm^{-2}$, le rendement γ en molécules par photon est de 10^{-6}, ce qui donne une section efficace :

$$\sigma = \frac{\gamma}{n_s} \approx 2\ 10^{-21}\ cm^2$$

bien inférieure à celles de la désorption stimulée par particules chargées.

Cette photo-désorption est très sélective. Par exemple, pour des photons de quelques eV, il n'y pas de désorption de H_2 de l'inox. A haute énergie, les photons pénètrent dans la matière et diffusent. Ils semblent induire une augmentation de la diffusion des gaz occlus [GRO83, GRO99] comme le montre la figure 6-4-2.
Les figures ci-dessus donnent les taux de désorption de 3 matériaux principaux en fonction de la dose linéique. Le taux décroît légèrement par « épuisement » plus rapide des sources internes avec les fortes doses.
Ces taux γ sont au niveau de 10^{-3}, sachant qu'un électron peut créer des millions, des milliards de photons et plus, on comprend pourquoi le rayonnement synchrotron est un problème majeur dans les accélérateurs circulaires à haute énergie.

6-5 La production de paires

Pour des énergies supérieures à deux fois l'énergie de masse au repos de l'électron soit 1.02 MeV, un photon peut se matérialiser en une paire électron-positron par interaction photon-champ électrique nucléaire.
Cet effet est le principal responsable de l'atténuation massique des photons au-delà de 10 MeV (Fig.6-5-1). Signalons que pour des énergies encore plus élevées, des phénomènes comme la diffusion Compton nucléaire et l'effet photo-nucléaire sont des interactions photons-noyaux hors de notre propos.
La section efficace de production de paires croît avec Z^2 suivant les formules :

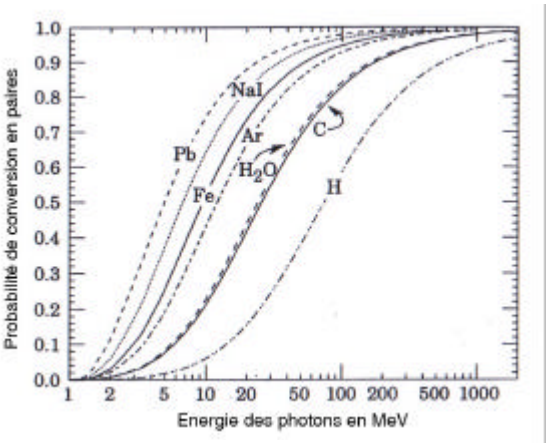


Figure 6-5-1

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

$$\sigma = 4 r_e^2 \alpha Z_c^2 [\frac{7}{9} Ln 2\varepsilon - \frac{109}{54}] \quad \text{pour } 1 < \varepsilon < \frac{137}{Z_c^{1/3}}$$

$$\sigma = 4 r_e^2 \alpha Z_c^2 [\frac{7}{9} Ln\left(\frac{183}{Z_c^{1/3}} - \frac{1}{54}\right)] \quad \text{pour } \varepsilon > \frac{137}{Z_c^{1/3}}$$

Après leur création, ces paires sont ralenties dans le matériau et émettent des photons γ de Bremsstrahlung.
Si l'énergie est suffisante, ceux-ci créent à leur tour des paires et ainsi de suite. Les positrons très ralentis s'annihilent avec les électrons suivant la réaction :

$$e^- + \beta^+ \rightarrow 2\gamma$$

Ces 2 photons partent en opposition avec 511 keV. La production de positrons se fait avec un accélérateur d'électrons à haute énergie qui produit dans un convertisseur de Z élevé (tungstène par exemple) des photons par rayonnement de freinage qui génèrent des paires par cascade.

6-6 L'interaction laser-surface

On ne peut traiter le thème en détail [ARI99]. La singularité de ce type d'interaction vient de la possibilité de focaliser finement le faisceau lumineux issu d'un laser.

Le flux de puissance peut atteindre 10^{21} W/cm^2 en impulsions ultra-brèves. Les différents processus qui se produisent dépendent principalement du temps d'interaction comme on peut le voir sur ce diagramme. Pour des impulsions lumineuses longues ou en continu, l'absorption des photons accroît l'agitation des atomes du matériau, l'effet est principalement thermique. En impulsions brèves, l'interaction induit une onde de choc thermique qui génère un plasma avec lequel l'onde électro-magnétique associée aux photons réagit.

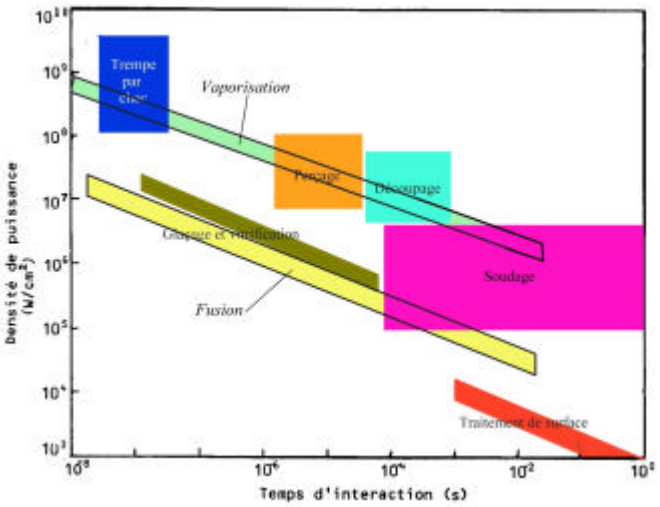


Figure 6-6-1

Tous les phénomènes décrits dans ce chapitre se produisent de façon localisée et exaltée. La transmission d'un faisceau laser dans le vide et sa captation par une surface peut amener une vaporisation (abrasion laser) et l'éjection de particules chargées accompagnées d'un dégazage intense. Quelle que soit l'incidence du faisceau, les produits éjectés sortent perpendiculairement à la surface, avec une directivité croissant avec le flux.

Références

ANG72 N. Angert. ICOMCHISAAS Trans. on Nucl. Sc. NS19-2 (1972) 263.

ARI97 J. Arianer. *Le vide* 53-286 (1997) 481.

ARI99 J. Arianer. *Une sélection d'applications des lasers*. Cours CNRS (1999).

BAK62 R. Bakish. *Introduction to electron beam technology*. John Wiley & sons. New-York (1962).

BAL96 V.V. Balashov. *Interaction of particles and radiation with Matter.* Springer Verlag. Berlin (1996).

BAR50 C.F. Barnett. *Vade-Mecum of the American Physical Society*. American Institute of Physics (1981).

BER84 J. Bernard, A. Michel, J. Philibert, J. Talbot. *Métallurgie générale*. Masson. Paris (1984).

BER94 G.Béranger, G. Henry, G. Sanz. *Le livre de l'acier*. Tec. Doc. Lavoisier. Paris (1994).

BOR90 V. Bortolani, N.H. March, M.P. Tosi. *Interactions of atoms and molecules with solid surfaces*. Plenum Press. (1990).

BOS92 J. Bosser. *Beam instrumentation*. Rapport CERN-PE-ED001-92 (1992).

BOU90 C. Bourgeois. *Techniques de l'ingénieur AF3530*.

BUE48 W.W. Buechner, R.J. Van de Graaf, E.A. Burril, A. Sperduto. *Phys. Rev*. 74-10 (1948) 1348.

CAR69 G. Carter, J.S. Colligon. *Ion bombardment of solids*. Heinemann Educational Books. Londres (1969).

CHE90 P. Chevallier. *Techniques de l'ingénieur A214*.

COC79 C.L. Cocke. *Phys. Rev*. A20-3 (1979) 749.

COR98 A. Cornet, J.P. Deville. *Physique et ingénierie des surfaces*. EDP Sciences. Paris (1998).

DEL94 J.L. Delcroix, A.Bers. *Physique des plasmas.* Savoirs actuels-CNRS éditions-EDP Sciences. Paris (1994).

DUS66 S. Dushman, J.M. Lafferty. *Scientific foundations of vacuum technique*. John Wiley & sons. New-York (1966).

FAN63 U.Fano et L.C. Northcliffe. *Annual Review of Nucl. Sc.* 13(1963)1&67

FOR87 A.T. Forrester. *Large ion beams*. John Wiley & sons. New-York (1987).

FRA92 B. Franzke. Rapport CERN 92-01 (1992).

GAR68 J.D. Garcia, E. Guerguoy, J.E. Welker. *Phys. Rev.* 165-1 (1968) 66.

GRI001 V. Grill, J. Shen, C. Evans, R. Graham Cooks. *Rev. Scient. Inst.* 72-8 (2001) 3149.

GRO83 O. Gröbner et al. *Vacuum* 33-7 (1983) 397.

GRO99 O. Gröbner. Dynamic outgassing. Rapport CAS CERN 99-05 (1999).

HAN58 *Handbuch der Physik* 34 (1958) Springer Verlag. Berlin.

HAS64 J.B. Hasted. *Physics of atomic collisions*. Butterworths. Londres (1964).

HOF98 A. Hofmann. Rapport CAS CERN 98-04 (1998).

HUB82 J.H. Hubbel. *Int. Journal Rad. and Isotopes* 33 (1982) 1269.

ISR91 J. Israelachvili. *Intermolecular and surface forces*. Academic Press. Londres (1991).

LAF97 J.M. Lafferty. *Foundations of Vacuum Science and Technology.* John Wiley & sons. New-York (1997).

LIN63 J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiott. *Mat.-Fys. Med*. 33 (1963) 14.

LOP67 J. Leite Lopes. *Fondements de la physique atomique*. Herman. Paris (1967).

LOT68 W. Lotz. *Zeitschrift für Physik* 216 (1968) 241.

MAR69 P. Marnier et E.Sheldon. *Physics of nuclei and particles*. Academic Press. Londres (1969).

MAS74 H.S.W. Massey, H.B. Gilbody, E.H.S. Burhop. *Electronic and ionic impact phenomena*. Clarendon Press. Oxford (1974).

MAT94 A.G. Mathewson. Rapport CAS CERN 94-01 (1994).

MCD64 E. W. McDaniel. *Collision phenomena in ionized gases*. John Wiley & sons. New-York (1964).

MOO93 E. Mooser. *Introduction à la physique du solide*. Presses polytechniques et universitaires romandes. Lausanne (1993).

NSS64 *Studies in penetration of charged particles in matter*. Nucl. Sc. Series. Report 39. National Academy of Sciences. Washington (1964).
OGU72 G.N. Ogurtsov. *Rev. Mod. Phys*. 44-1 (1972) 1.

PAP94 *Particle properties. Phys. Rev.* D50 (1994).

RED68 P.A. Redhead, J.P. Hobson, E.V. Kornelsen. *The physical basis of ultrahigh vacuum*. Chapman & Hall. Londres (1968).

REI94 M. Reiser. *Theory and design of charged particle beams*. John Wiley & sons. New-York (1994).

RIE72 F.Rieke et W.Prepejchal. *Phys.Rev.*A 6-4(1972)1507.

ROH94 J.W. Rohlf. *Modern Physics*. John Wiley & sons. New-York (1994).

ROU65 J. Roussel, J.J. Thibault, A. Nanoboff. *Le Vide* 118 (1965) 249.

RUD85 M.E. Rudd,Y.K. Kim, D.H. Madison, J.W. Gallagher. *Rev. Mod. Phys*. 57-4 (1985) 965.

SIG69 P. Sigmund. *Phys. Rev*. 184-2 (1969) 383.

SIG81 P. Sigmund, C. Claussen. *J. Appl. Phys*. 52-2 (1981) 990.

STE56 S.T. Stephenson. *The continuous X-ray spectrum*. Handbuch der Physik XXX. Springer Verlag. Berlin (1956).

STE57 E.J. Sternglass. *Phys. Rev*. 108-1 (1957) 1.

TSA74 Y.S. Tsai. *Rev. Mod. Phys*. 46 (1974) 815.

WAL82 A.J. Walton. *Three phases of matter*. Clarendon Press. Oxford (1982).

WEI56 G.L. Weissler. *Handbuch der Physik* 21 (1956) Springer Verlag. Berlin.

WIL66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard. *Table de parcours et de pouvoirs d'arrêt des éléments chimiques pour des particules chargées de 0.05MeV à 500MeV*. Rapport CEA R3042 (1966).

WIL73 R.G. Wilson, G.R. Brewer. *Ion beams*. John Wiley & sons. New-York (1973).

WIN96 H. Winter. *Rev. Sc. Inst*. 67-4 (1996) 1674.

ZHA99 H. Zhang. *Ion Sources*. Science Press Springer. Berlin (1999).

ZIE80 J.F. Ziegler. *Stopping powers and ranges of ions in matter*. Pergamon Press. New-York (1980).

Tableau des constantes et conversions

Quantity	Symbol	Value	Unit
UNIVERSAL			
speed of light in vacuum	c, c_0	299 792 458	$m\ s^{-1}$
magnetic constant	μ_0	$4\pi\times10^{-7}$	$N\ A^{-2}$
		$=12.566\ 370\ 614\ldots\times10^{-7}$	$N\ A^{-2}$
electric constant $1/\mu_0c^2$	ϵ_0	$8.854\ 187\ 817\ldots\times10^{-12}$	$F\ m^{-1}$
characteristic impedance of vacuum $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}=\mu_0c$	Z_0	376.730 313 461...	Ω
Newtonian constant of gravitation	G	$6.673(10)\times10^{-11}$	$m^3\ kg^{-1}\ s^{-2}$
	$G/\hbar c$	$6.707(10)\times10^{-39}$	$(GeV/c^2)^{-2}$
Planck constant	h	$6.626\ 068\ 76(52)\times10^{-34}$	$J\ s$
in eV s		$4.135\ 667\ 27(16)\times10^{-15}$	$eV\ s$
$h/2\pi$	$\hbar$	$1.054\ 571\ 596(82)\times10^{-34}$	$J\ s$
in eV s		$6.582\ 118\ 89(26)\times10^{-16}$	$eV\ s$
ELECTROMAGNETIC			
elementary charge	e	$1.602\ 176\ 462(63)\times10^{-19}$	C
	e/h	$2.417\ 989\ 491(95)\times10^{14}$	$A\ J^{-1}$
Bohr magneton $e\hbar/2m_e$	μ_B	$927.400\ 899(37)\times10^{-26}$	$J\ T^{-1}$
in eV T^{-1}		$5.788\ 381\ 749(43)\times10^{-5}$	$eV\ T^{-1}$
	μ_B/h	$13.996\ 246\ 24(56)\times10^{9}$	$Hz\ T^{-1}$
	μ_B/hc	46.686 4521(19)	$m^{-1}\ T^{-1}$
	μ_B/k	0.671 7131(12)	$K\ T^{-1}$
ATOMIC AND NUCLEAR			
General			
fine-structure constant $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$	α	$7.297\ 352\ 533(27)\times10^{-3}$	
inverse fine-structure constant	α^{-1}	137.035 999 76(50)	
Rydberg constant $\alpha^2m_ec/2h$	R_∞	10 973 731.568 549(83)	m^{-1}
	$R_\infty c$	$3.289\ 841\ 960\ 368(25)\times10^{15}$	Hz
	$R_\infty hc$	$2.179\ 871\ 90(17)\times10^{-18}$	J
$R_\infty hc$ in eV		13.605 691 72(53)	eV
Bohr radius $\alpha/4\pi R_\infty=4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_ee^2$	a_0	$0.529\ 177\ 2083(19)\times10^{-10}$	m
Electron, e^-			
electron mass	m_e	$9.109\ 381\ 88(72)\times10^{-31}$	kg
in u, $m_e=A_r(e)$ u (electron rel. atomic mass times u)		$5.485\ 799\ 110(12)\times10^{-4}$	u
energy equivalent	m_ec^2	$8.187\ 104\ 14(64))\times10^{-14}$	J
in MeV		0.510 998 902(21)	MeV
electron–proton mass ratio	m_e/m_p	$5.446\ 170\ 232(12)\times10^{-4}$	
electron charge to mass quotient	$-e/m_e$	$-1.758\ 820\ 174(71)\times10^{11}$	$C\ kg^{-1}$
electron molar mass N_Am_e	$M(e), M_e$	$5.485\ 799\ 110(12)\times10^{-7}$	$kg\ mol^{-1}$
classical electron radius α^2a_0	r_e	$2.817\ 940\ 285(31)\times10^{-15}$	m
Proton, p			
proton mass	m_p	$1.672\ 621\ 58(13)\times10^{-27}$	kg
in u, $m_p=A_r(p)$ u (proton rel. atomic mass times u)		1.007 276 466 88(13)	u
energy equivalent	m_pc^2	$1.503\ 277\ 31(12)\times10^{-10}$	J
in MeV		938.271 998(38)	MeV

PHYSICOCHEMICAL

Avogadro constant	N_A, L	$6.022\ 141\ 99(47)\times10^{23}$ mol^{-1}
atomic mass constant		
$m_u = \frac{1}{12} m(^{12}C) = 1\ u = 10^{-3}$ kg mol$^{-1}/N_A$	m_u	$1.660\ 538\ 73(13)\times10^{-27}$ kg
energy equivalent	$m_u c^2$	$1.492\ 417\ 78(12)\times10^{-10}$ J
in MeV		931.494 013(37) MeV
Faraday constant[5] $N_A e$	F	96 485.3415(39) C mol^{-1}
molar Planck constant	$N_A h$	$3.990\ 312\ 689(30)\times10^{-10}$ J s mol^{-1}
	$N_A hc$	0.119 626 564 92(91) J m mol^{-1}
molar gas constant	R	8.314 472(15) J mol^{-1} K^{-1}
Boltzmann constant R/N_A	k	$1.380\ 6503(24)\times10^{-23}$ J K^{-1}
in eV K^{-1}		$8.617\ 342(15)\times10^{-5}$ eV K^{-1}
	k/h	$2.083\ 6644(36)\times10^{10}$ Hz K^{-1}
	k/hc	69.503 56(12) m^{-1} K^{-1}
molar volume of ideal gas RT/p	V_m	$22.413\ 996(39)\times10^{-3}$ m^3 mol^{-1}
$T = 273.15$ K, $p = 101.325$ kPa		
Loschmidt constant N_A/V_m	n_0	$2.686\ 7775(47)\times10^{25}$ m^{-3}
$T = 273.15$ K, $p = 100$ kPa	V_m	$22.710\ 981(40)\times10^{-3}$ m^3 mol^{-1}
Stefan–Boltzmann constant $(\pi^2/60)k^4/\hbar^3c^2$	σ	$5.670\ 400(40)\times10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}

	J	kg	m^{-1}	Hz
1 J	(1 J) = 1 J	(1 J)/c^2 = $1.112\ 650\ 056\times10^{-17}$ kg	(1 J)/hc = $5.034\ 117\ 62(39)\times10^{24}$ m^{-1}	(1 J)/h = $1.509\ 190\ 50(12)\times10^{33}$ Hz
1 kg	(1 kg)c^2 = $8.987\ 551\ 787\times10^{16}$ J	(1 kg) = 1 kg	(1 kg)c/h = $4.524\ 439\ 29(35)\times10^{41}$ m^{-1}	(1 kg)c^2/h = $1.356\ 392\ 77(11)\times10^{50}$ Hz
1 m^{-1}	(1 m^{-1})hc = $1.986\ 445\ 44(16)\times10^{-25}$ J	(1 m^{-1})h/c = $2.210\ 218\ 63(17)\times10^{-42}$ kg	(1 m^{-1}) = 1 m^{-1}	(1 m^{-1})c = 299 792 458 Hz
1 Hz	(1 Hz)h = $6.626\ 068\ 76(52)\times10^{-34}$ J	(1 Hz)h/c^2 = $7.372\ 495\ 78(58)\times10^{-51}$ kg	(1 Hz)/c = $3.335\ 640\ 952\times10^{-9}$ m^{-1}	(1 Hz) = 1 Hz
1 K	(1 K)k = $1.380\ 6503(24)\times10^{-23}$ J	(1 K)k/c^2 = $1.536\ 1807(27)\times10^{-40}$ kg	(1 K)k/hc = 69.503 56(12) m^{-1}	(1 K)k/h = $2.083\ 6644(36)\times10^{10}$ Hz
1 eV	(1 eV) = $1.602\ 176\ 462(63)\times10^{-19}$ J	(1 eV)/c^2 = $1.782\ 661\ 731(70)\times10^{-36}$ kg	(1 eV)/hc = $8.065\ 544\ 77(32)\times10^{5}$ m^{-1}	(1 eV)/h = $2.417\ 989\ 491(95)\times10^{14}$ Hz
1 u	(1 u)c^2 = $1.492\ 417\ 78(12)\times10^{-10}$ J	(1 u) = $1.660\ 538\ 73(13)\times10^{-27}$ kg	(1 u)c/h = $7.513\ 006\ 658(57)\times10^{14}$ m^{-1}	(1 u)c^2/h = $2.252\ 342\ 733(17)\times10^{23}$ Hz
1 E_h	(1 E_h) = $4.359\ 743\ 81(34)\times10^{-18}$ J	(1 E_h)/c^2 = $4.850\ 869\ 19(38)\times10^{-35}$ kg	(1 E_h)/hc = $2.194\ 746\ 313\ 710(17)\times10^{7}$ m^{-1}	(1 E_h)/h = $6.579\ 683\ 920\ 735(50)\times10^{15}$ Hz

	K	eV	u	E_h
1 J	(1 J)/k = $7.242\ 964(13)\times10^{22}$ K	(1 J) = $6.241\ 509\ 74(24)\times10^{18}$ eV	(1 J)/c^2 = $6.700\ 536\ 62(53)\times10^{9}$ u	(1 J) = $2.293\ 712\ 76(18)\times10^{17}$ E_h
1 kg	(1 kg)c^2/k = $6.509\ 651(11)\times10^{39}$ K	(1 kg)c^2 = $5.609\ 589\ 21(22)\times10^{35}$ eV	(1 kg) = $6.022\ 141\ 99(47)\times10^{26}$ u	(1 kg)c^2 = $2.061\ 486\ 22(16)\times10^{34}$ E_h
1 m^{-1}	(1 m^{-1})hc/k = $1.438\ 7752(25)\times10^{-2}$ K	(1 m^{-1})hc = $1.239\ 841\ 857(49)\times10^{-6}$ eV	(1 m^{-1})h/c = $1.331\ 025\ 042(10)\times10^{-15}$ u	(1 m^{-1})hc = $4.556\ 335\ 252\ 750(35)\times10^{-8}$ E_h
1 Hz	(1 Hz)h/k = $4.799\ 2374(84)\times10^{-11}$ K	(1 Hz)h = $4.135\ 667\ 27(16)\times10^{-15}$ eV	(1 Hz)h/c^2 = $4.439\ 821\ 637(34)\times10^{-24}$ u	(1 Hz)h = $1.519\ 829\ 846\ 003(12)\times10^{-16}$ E_h
1 K	(1 K) = 1 K	(1 K)k = $8.617\ 342(15)\times10^{-5}$ eV	(1 K)k/c^2 = $9.251\ 098(16)\times10^{-14}$ u	(1 K)k = $3.166\ 8153(55)\times10^{-6}$ E_h
1 eV	(1 eV)/k = $1.160\ 4506(20)\times10^{4}$ K	(1 eV) = 1 eV	(1 eV)/c^2 = $1.073\ 544\ 206(43)\times10^{-9}$ u	(1 eV) = $3.674\ 932\ 60(14)\times10^{-2}$ E_h
1 u	(1 u)c^2/k = $1.080\ 9528(19)\times10^{13}$ K	(1 u)c^2 = $931.494\ 013(37)\times10^{6}$ eV	(1 u) = 1 u	(1 u)c^2 = $3.423\ 177\ 709(26)\times10^{7}$ E_h
1 E_h	(1 E_h)/k = $3.157\ 7465(55)\times10^{5}$ K	(1 E_h) = 27.211 3834(11) eV	(1 E_h)/c^2 = $2.921\ 262\ 304(22)\times10^{-8}$ u	(1 E_h) = 1 E_h