été identifiées comme laminaires; leurs distributions de vitesse étaient exactement superposables à celles que nous avons obtenues, par ailleurs, pour la couche limite laminaire d'une plaque plane, à une même distance du bord d'attaque. Les quatre répartitions obtenues sont rigoureusement superposables, sauf, comme prévu, pour y voisin de zéro (*fig.* 1).

3. Pour étudier le phénomène au voisinage de la paroi, nous avons utilisé une méthode d'images, en montant deux sondes exploratrices, de diamètre extérieur d, exactement symétriques, dans un écoulement uniforme, et en faisant varier la distance e de leurs axes. Le phénomène étudié correspond à une interaction sonde-paroi en fluide parfait (la paroi fictive étant le plan de symétrie du système), et sans gradient de vitesse.

1° Lorsque la vitesse de l'écoulement général est subsonique, la pression mesurée reste constante jusqu'à ce que e devienne inférieur à $2d$; elle décroît alors jusqu'à ce que les deux sondes viennent en contact. La variation observée est de 0,6 mm de mercure pour $M = 0,8$; elle correspond à une diminution de 0,1 % pour le nombre de Mach, ce qui est à la limite de la précision de sa mesure.

Il est explicable que les deux sondes en contact donnent une valeur par défaut de la vitesse, car leurs prises de pression ne sont plus axées sur le point d'arrêt de l'écoulement autour de l'ensemble, et recueillent une pression légèrement inférieure à la pression d'arrêt.

2° Lorsque la vitesse de l'écoulement général est supersonique, la pression mesurée reste encore constante jusqu'à ce que e devienne inférieur à $2d$, passe par un minimum pour $e = 1,5\,d$, pour reprendre sa valeur initiale lorsque les deux sondes viennent en contact. La variation observée est de 4 mm de mercure pour $M = 1,85$. Elle correspond à une diminution de 0,2 % pour le nombre de Mach.

Le phénomène peut s'expliquer par des considérations de courbure de l'onde de choc au voisinage des prises de pression.

4. Nous pouvons donc conclure que *l'interaction sonde-paroi reste un phénomène toujours négligeable, même aux vitesses supersoniques*. En conséquence, les corrections déterminées pour les sondes soumises à un gradient transversal de pression totale seront identiques au voisinage d'une paroi ou en l'absence de celle-ci.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la dilatation de la couche s de ^{16}O.*

Note (*) de M. **Bernard Jancovici**, présentée par M. Louis de Broglie.

On estime par un calcul de variations la déformation qui est produite dans la couche s d'un noyau ^{16}O par les nucléons p. Le rayon de la couche n'est que de 5 % supérieur à celui de la particule α. Il est nettement plus petit que dans un modèle à puits parabolique.

(*) Séance du 4 avril 1955.

Il serait important pour différents problèmes de connaître la déformation produite dans les couches internes par les nucléons extérieurs (1). Cette Note traite un modèle simple d'un cas simple, mais on peut espérer qu'elle fournit aussi une estimation des déformations à attendre dans des cas plus complexes.

On étudie ici comment se dilate une particule α, quand on l'entoure de nucléons p pour former un noyau ${}^{16}O$. On traite le problème en rendant l'énergie minimum. On prend pour fonctions d'onde des fonctions propres de puits de potentiel parabolique $U(r)=(\hbar^2/2m)\nu^2 r^2$, le paramètre ν pouvant avoir des valeurs différentes ν_0 et ν_1 pour la couche s et la couche p. L'interaction choisie est un potentiel gaussien à deux corps $V[g+(1-g)M]e^{-r^2/r_0^2}$, où M est l'opérateur d'échange de Majorana.

Les énergies cinétiques sont $T_0=3\hbar^2\nu_0/m$ pour une couche s fermée et $T_1=15\hbar^2\nu_1/m$ pour une couche p fermée. Les énergies potentielles à l'intérieur de chaque couche (2) sont

$$W_0=6V\left[\frac{\lambda_0^2}{1+\lambda_0^2}\right]^{\frac{3}{2}}.$$

pour une couche s, et

$$W_1=V\left[\frac{\lambda_1^2}{(1+\lambda_1^2)}\right]^{\frac{3}{2}}\frac{(6+60g)\lambda_1^2(1+\lambda_1^2)+\left(\frac{45}{2}\right)}{(1+\lambda_1^2)^2}$$

pour une couche p, où $\lambda_0^2=(1/2)\nu_0 r_0^2$, $\lambda_1^2=(1/2)\nu_1 r_1^2$. Il y a aussi dans ${}^{16}O$ une énergie d'interaction mutuelle des couches s et p :

$$W_{01}=12[g(4J-K)+(1-g)(4K-J)],$$

où J et K sont respectivement les intégrales directes et d'échange de Ve^{-r^2/r_0^2} entre un nucléon s et un nucléon p :

$$J=\frac{16V\lambda_0^3\lambda_1^5(2\lambda_0^2+1)}{[2(\lambda_0^2+\lambda_1^2)+4\lambda_0^2\lambda_1^2]^{\frac{5}{2}}},\qquad K=\frac{16V\lambda_0^4\lambda_1^4}{[(\lambda_0^2+\lambda_1^2)(\lambda_0^2+\lambda_1^2+2)]^{\frac{5}{2}}}.$$

Pour la particule α, on ajuste ν_0 à la valeur $0,69.10^{-26}\,cm^{-2}$ de façon que le rayon quadratique moyen $(3/2\nu)^{1/2}$ ait la valeur $1,48.10^{-13}\,cm$ (3). On détermine les paramètres V et r_0 par les conditions que l'énergie de liaison T_0+W_0 ait la valeur expérimentale $-28,3$ MeV et que cette énergie soit un minimum; on trouve ainsi $V=-53,3$ MeV, $r_0=1,71.10^{-13}\,cm$, et donc $\lambda_0^2=1$.

On cherche alors le minimum de l'énergie $T_0+W_0+T_1+W_1+W_{01}$ du noyau ${}^{16}O$ en faisant varier λ_0 et λ_1, pour plusieurs valeurs du paramètre g. On choisit la valeur $g=0,237$ qui reproduit l'énergie de liaison expérimen-

(1) E. P. WIGNER (Communication privée).

(2) I. TALMI, *Helv. Phys. Acta*, 25, 1952, p. 185.

(3) Cette valeur est en bon accord avec des mesures récentes de R. HOFSTADTER, R. MC. ALLISTER et E. WIENER (Communication privée).

tale — 128 MeV de ^{16}O. Ce minimum est atteint pour $\lambda_0 = 0,95$, $\lambda_1 = 0,79$. Ces nombres correspondent à un rayon quadratique moyen qui est le même que celui d'une sphère uniforme de rayon $2,90.10^{-13}$ cm, valeur parfaitement acceptable.

Le rayon de la couche s (qui varie comme $1/\lambda_0$) est donc augmenté de 5 % quand la particule α nue devient le cœur d'un noyau ^{16}O. Ce résultat pourrait donner un ordre de grandeur pour les déformations des couches internes par les nucléons extérieurs et pourrait permettre d'estimer la contribution de ces déformations aux moments quadrupolaires des noyaux.

D'autre part, pour ^{16}O, le rapport λ_1/λ_0 est 0,83 (au lieu de 1 pour un modèle à un seul puits parabolique). Le cœur s des noyaux de la couche $1p$ pourrait donc être nettement plus petit relativement à la couche p que dans le modèle à puits parabolique et, a *fortiori*, que dans le modèle à puits carré.

ÉLECTRICITÉ. — *Théorie de la vitesse de précipitation des particules submicroniques dans les champs électriques ionisés.* Note de M. **Marcel Pauthenier**, présentée par M. Eugène Darmois.

Soit un champ électrique ionisé E_0 analogue à ceux qu'on utilise dans la purification électrique des gaz; il est sillonné par des ions unipolaires rapides de vitesse KE_0.

1° Rappelons que pour une « grosse » particule sphérique de rayon a c'est le *bombardement direct des ions* qui est la cause prédominante de charge. Nous avons établi (¹) et contrôlé entre plusieurs millimètres et quelques microns de rayon la formule *complète* donnant dans ce cas le nombre d'ions captés au temps t :

$$(1)\qquad n = \frac{pE_0a^2}{e}\,\frac{t}{t+\theta} \qquad \text{où} \quad p = 1 + 2\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \qquad \text{et} \qquad \theta = \frac{1}{\pi K\rho}$$

(ε, pouvoir inducteur spécifique de la particule, K, mobilité des ions, $\rho = N_0 e$, densité électrique ambiante; θ, durée d'acquisition de la demie charge; pour un conducteur, $p = 3$). Formule caractérisée *par un plafond de charge* pE_0a^2 *rapidement atteint* (fait fondamental pour les applications), et aujourd'hui classique. La discussion prévoyait ces formules valables pour $a > 1$ micron, sans limite supérieure.

Ces conclusions suffisaient pour les applications ordinaires de la précipitation électrique des poussières et des fumées, où les particules de rayon supérieur au micron constituent la quasi totalité de la masse de matière divisée à retenir.

Par ailleurs, la charge des particules par *agitation thermique des ions* a été

(¹) M. Pauthenier et Mme Moreau-Hanot, *J. de Phys.*, 3, 1932, p. 565 et réf.