648. La force électrique est toujours nulle à l'intérieur d'un corps conducteur en équilibre. — Corps diélectriques. — L'état neutre d'un corps peut toujours être considéré comme résultant de la présence, en chacun de ses points, de masses égales d'électricités positive et négative. Si, en un point pris à l'intérieur d'un corps *conducteur*, la force électrique n'était pas nulle, l'équilibre ne pourrait pas subsister; l'électricité positive se déplacerait dans le sens de la force électrique, l'électricité négative se déplacerait en sens contraire. Il se produirait ainsi, dans deux régions opposées du conducteur, une accumulation des deux électricités contraires, jusqu'à ce que la force électrique arrivât à être nulle en tous les points intérieurs. C'est ce que l'on constate dans le phénomène de l'influence électrique (655). — D'une manière générale, quand un corps *conducteur* est en équilibre électrique, la force électrique est nulle en tous les points situés *à l'intérieur* : un corps conducteur ne fait donc jamais partie du champ électrique.

C'est donc exclusivement dans les corps *mauvais conducteurs*, que *se propage* l'action électrique. Ces corps ont été désignés par Faraday sous le nom de *corps diélectriques*. — L'équilibre peut subsister dans ces corps, lors même que la force électrique en chacun de leurs points ne serait pas nulle, en raison de la résistance que ces corps opposent au mouvement des deux électricités.

649 En tout point de la surface d'un corps conducteur en équilibre, la force électrique est normale à la surface. — Si l'on considère un point quelconque, pris sur la surface même d'un corps conducteur, l'équilibre ne peut subsister que si la force électrique est *normale à la surface*. — En effet, si elle était oblique, on pourrait la remplacer par deux composantes, l'une normale à la surface, l'autre dirigée dans un plan tangent à la surface. Cette dernière tendrait à mettre l'électricité en mouvement sur la surface du conducteur; l'équilibre ne saurait donc subsister.

Remarque. — Il en résulte que, quand l'équilibre est établi dans un système, les lignes de force du champ électrique rencontrent normalement les surfaces des divers corps conducteurs. Par suite, en tout point *extérieur* à l'un de ces conducteurs, mais suffisamment voisin de sa surface, la force électrique doit encore être considérée comme ayant une direction *normale à cette surface*.

650. Flux de force sortant d'une surface fermée, prise arbitrairement dans un champ électrique. — Théorème de Gauss. — Soit P un point pris dans un champ électrique (*fig.* 440), et F une droite qui représente, en grandeur et en direction, la force électrique en ce point; considérons un élément plan AB, de surface s, mené par P perpendiculairement à la direction de la force. — Imaginons maintenant que, par la surface s, on fasse passer des lignes de force (lignes généralement courbes), en nombre égal, par unité de surface, à la valeur nu-

mérique F de l'intensité du champ au point P : le nombre de ces lignes qui passeront par la surface s sera sF. Ce nombre peut être considéré comme représentant, en quelque sorte, la quantité de force électrique correspondante à tous les points de la surface AB. C'est ce qu'on appelle le *flux de force* relatif à cette surface. En ayant égard au sens des lignes de force, et bien qu'il ne se produise aucun déplacement des points du champ, on dit que le flux de force *traverse la surface* AB *dans le sens* PF. — Remarquons que ce même flux de force traverse également tout élément de surface tel que CD, passant par P, et dont la projection sur le plan de AB serait égale à s.

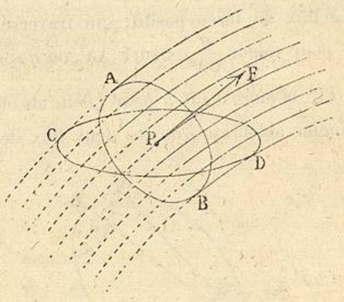

Fig. 440.

Soit maintenant une surface fermée quelconque, prise arbitrairement dans un champ électrique. On conçoit que l'on puisse évaluer le flux de force qui traverse chacun des éléments plans de cette surface. Convenons de compter positivement ou négativement chaque flux de force élémentaire, selon qu'il est dirigé vers l'extérieur ou vers l'intérieur de la surface fermée, et faisons la somme algébrique de tous ces flux. Cette somme est ce que l'on appelle le *flux de force total*, relatif à la surface fermée considérée. — Gauss a démontré la proposition suivante, qui est une conséquence de la loi de Coulomb :

Le flux de force total relatif à une surface fermée est égal, en grandeur et en signe, au produit de la quantité d'électricité comprise à l'intérieur de la surface par le nombre 4π (π étant le rapport de la circonférence au diamètre) (*).

Le théorème de Gauss se démontre facilement, dans le cas particulièrement simple où le champ électrique est produit par *un point unique* O, possédant une charge électrique q, positive par exemple.

Considérons d'abord le cas où le point O est *à l'extérieur* de la surface fermée S (*fig.* 441). — Pour évaluer le flux de force relatif à cette surface,

(*) L'expérience de Faraday (640, *fig.* 437) est d'accord avec cette proposition. — En effet, un corps chargé d'une masse électrique $+q$ étant placé dans la cavité que présente un corps conducteur creux *fermé*, l'expérience montre qu'une charge égale et contraire, $-q$, est induite sur la face interne, tandis qu'une charge $+q$ est induite sur la face externe de l'enveloppe conductrice. Or, si l'on considère une surface fermée, tracée dans l'épaisseur de la paroi, et enveloppant la cavité où est placé le corps inducteur, cette surface comprend dans son intérieur deux masses électriques, la charge inductrice $+q$, et la charge induite de signe contraire $-q$, dont la somme algébrique est identiquement *nulle*. D'autre part, en chaque point de cette surface, qui est à l'intérieur d'un conducteur en équilibre électrique, la force électrique est nulle (648); par suite *le flux de force* relatif à cette surface *est nul*.

menons un cône très délié, ayant pour sommet O, et découpant sur la surface deux éléments AB et CD; enfin, du point O comme centre, décrivons trois surfaces sphériques, dont les rayons seront respectivement OA, OC, et une longueur OG égale à l'unité. Le cône découpe, sur ces surfaces sphériques, des surfaces AA′, CC′ et GH, qui sont semblables, de sorte que l'on a :

$$\frac{\text{surf. AA}'}{\overline{OA}^2} = \frac{\text{surf. CC}'}{\overline{OC}^2} = \frac{\text{surf. GH}}{1^2}.$$

Le flux de force positif, qui traverse l'élément AA′, et aussi l'élément AB, a pour valeur $\frac{q}{\overline{OA}^2} \times$ surf. AA′, ou $q \times$ surf. GH; le flux de force négatif, relatif à CC′, et aussi à CD, a pour valeur absolue $\frac{q}{\overline{OC}^2} \times$ surf. CC′, ou $q \times$ surf. GH; la somme algébrique de ces deux flux de force élémentaires est identiquement

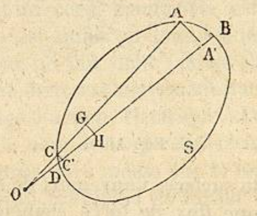

Fig. 441.

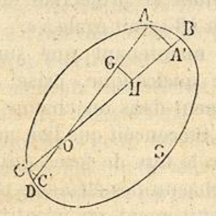

Fig. 442.

nulle. Il en est de même évidemment pour tous les éléments de la surface S, pris deux à deux. Par suite, le *flux de force total*, relatif à la surface fermée S, est nul : résultat conforme à l'énoncé du théorème de Gauss, puisque, dans ce cas, la quantité d'électricité comprise *à l'intérieur de la surface* S est nulle.

Considérons, maintenant, le cas où le point électrisé O est *à l'intérieur* de la surface S (*fig.* 442), et effectuons les mêmes constructions. — Les flux de force relatifs aux divers éléments sont tous de même signe. La valeur du flux de force relatif à AA′, et aussi à AB, est $\frac{q}{\overline{OA}^2} \times$ surf. AA′, ou $q \times$ surf. GH. Or, si l'on déplace progressivement l'élément AB sur toute la surface S, l'élément GH se déplace de manière à décrire toute la surface de la sphère de rayon OG égal à l'unité : par suite, le *flux de force total* relatif à la surface S a pour expression le produit de q par la surface de cette sphère, ou $q \times 4\pi$. C'est l'énoncé du théorème de Gauss.

651. Action d'une couche sphérique uniformément électrisée, sur un point intérieur ou sur un point extérieur. — Théorème de Newton. — 1° *En tout point pris à l'intérieur d'une couche sphérique uniformément électrisée, la force électrique est nulle*; 2° *en tout point pris à l'extérieur, la force électrique est la même que si toute la masse électrique de cette couche était réunie au centre.* — Cette proposition, connue sous le nom de théorème de Newton, peut être présentée comme une conséquence immédiate du théorème de Gauss.

Remarquons d'abord d'une manière générale que, si l'on imagine une surface sphérique S, de rayon quelconque OP (*fig.* 443 ou 444), concentrique à la couche électrisée E, la force électrique F a toujours, par raison de symétrie, une même valeur en tous les points P de cette surface. Le flux de force relatif à cette surface fermée a donc pour expression $F \times 4\pi\overline{OP}^2$. Dès lors :

1° Si le point P est *à l'intérieur* de la couche électrisée E (*fig.* 443), il n'y a pas de masse électrique à l'intérieur de la surface fermée S; donc, d'après le théorème de Gauss, le flux de force relatif à cette surface doit être identiquement nul, ce qui exige qu'on ait $F = 0$.

2° Si le point P est *à l'extérieur* de la couche électrisée E (*fig.* 444), la charge q, qui est répartie sur cette couche, étant à l'intérieur de la surface fermée S, le flux de force relatif à cette surface sphérique, de rayon OP, est égal à $q \times 4\pi$. On a donc, en égalant les deux expressions du flux de force,

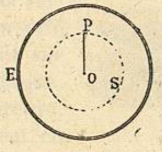

Fig. 443.

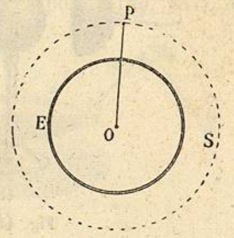

Fig. 444.

$$F \times 4\pi.\ \overline{OP}^2 = q \times 4\pi, \quad \text{d'où} \quad F = \frac{q}{\overline{OP}^2};$$

c'est-à-dire que la force électrique au point P, extérieur à la couche sphérique électrisée, est *la même que si la charge q était au centre de la sphère.*

III. — DISTRIBUTION DE L'ÉLECTRICITÉ. — DÉPERDITION

652. L'électricité se porte à la surface des corps conducteurs. — Quand on électrise tels ou tels points d'un corps mauvais conducteur, l'électricité demeure localisée en ces points : il n'y a donc pas lieu d'étudier la distribution de l'électricité dans ces corps. — Il n'en est pas de même des corps conducteurs. Nous allons montrer d'abord que quand un corps conducteur est électrisé, *il n'y a d'électricité qu'à sa surface.*

Prenons une sphère métallique A (*fig.* 445), isolée par un pied de verre, et deux hémisphères creux B et C, qui peuvent s'appliquer exactement sur la sphère et qu'on maintient avec des manches isolants. Électrisons la sphère A, en la mettant en communication avec la machine électrique, et couvrons-la ensuite avec les hémisphères : en retirant les hémisphères, nous constaterons qu'ils sont électrisés, tandis que la sphère a perdu son électricité.

Prenons encore une sphère métallique creuse (*fig.* 446), percée d'une petite ouverture O : si l'on électrise cette sphère et qu'on touche l'un des points de la surface extérieure avec un petit disque de clinquant, ou

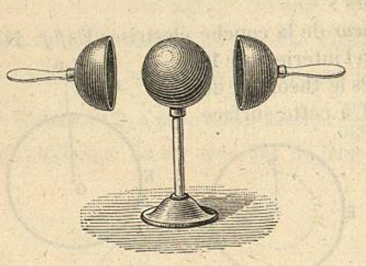

Fig. 445.

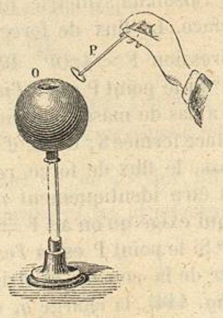

Fig. 446.

plan d'épreuve, isolé au bout d'une tige de gomme laque P, on constate que le disque se charge d'une quantité sensible d'électricité. Si l'on fait la même expérience pour un point intérieur, on ne constate pas trace d'électricité sur le plan d'épreuve.

Voici encore une expérience qui est due à Faraday. — On dispose, à l'intérieur et à l'extérieur d'une cage métallique, des couples de pendules, formés de balles de sureau suspendues par des fils conducteurs de lin. La cage étant placée sur un tabouret à pieds de verre, on la met en communication avec une machine électrique en activité : les pendules extérieurs divergent seuls ; les pendules intérieurs demeurent verticaux.

D'une manière générale, quand un conducteur électrisé est en équilibre, il n'y a pas d'électricité à l'intérieur du corps (*).

653. Distribution de l'électricité à la surface de conducteurs de diverses formes. — Densité électrique en un point. — La loi de Coulomb (641) suffit pour déterminer *a priori*, par le calcul, la distribution de l'électricité sur la surface d'un conducteur de forme déterminée : cette distribution doit toujours satisfaire aux deux conditions suivantes : 1° en tout point *intérieur*, la force électrique doit être nulle (648) ; 2° en tout point pris *sur la surface même du conducteur*, la force électrique doit être normale à la surface (649). — En appliquant le calcul à des formes simples de conducteurs, on a pu ensuite vérifier par des mesures expérimentales les résultats obtenus.

(*) Ce résultat se déduit immédiatement du théorème de Gauss. — En effet, si l'on imagine, *à l'intérieur d'un conducteur*, une surface fermée de forme quelconque, la force électrique est nulle en tous ses points (648), et par suite le flux de force total relatif à cette surface est nul ; dès lors, d'après le théorème de Gauss (650), la masse électrique comprise à l'intérieur de cette surface doit être nulle.

Pour définir avec précision la distribution de l'électricité sur la surface d'un conducteur, on convient d'appeler *densité électrique en un point*, la quantité d'électricité répartie sur un petit élément de surface pris autour de ce point, quantité rapportée à *l'unité de surface* ; en sorte que, si l'on désigne par μ la densité ainsi définie, la charge de l'élément de surface s est $q = s\mu$. — Pour mesurer expérimentalement les densités électriques en divers points d'un conducteur, il suffit d'appliquer successivement un même *plan d'épreuve* sur ces points (*fig.* 447). A chaque contact, la surface extérieure du petit disque métallique N constitue, pour la région couverte, la surface du conducteur lui-même, en sorte que la charge qui se trouvait sur cette région passe sur le disque. Quand on retire le plan d'épreuve, il emporte sa charge, et l'on peut, en le plaçant dans la balance de Coulomb, obtenir une mesure de sa charge q. Le quotient de q par la surface s du disque est la mesure de la densité électrique μ au point touché.

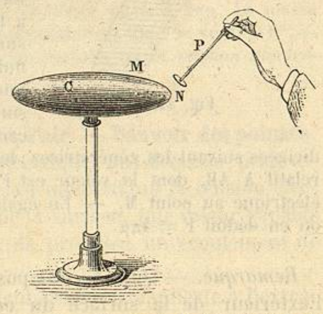

Fig. 447. — Étude de la distribution de l'électricité sur un corps conducteur.

Parmi les résultats obtenus par Coulomb, en appliquant cette méthode à des conducteurs de formes diverses, nous nous contenterons de citer les suivants :

Sur une *sphère*, la densité électrique est la même en tous les points de la surface ; résultat évident *a priori*, par raison de symétrie.

Sur un *ellipsoïde*, les densités électriques aux extrémités des axes sont proportionnelles aux longueurs de ces axes.

Sur les deux surfaces d'un *disque circulaire*, la densité électrique est minimum au centre, et maximum vers la circonférence.

654. Expression de la force électrique en un point extérieur, voisin de la surface d'un conducteur, en fonction de la densité électrique sur le conducteur, au voisinage de ce point. — Théorème de Coulomb. — On a vu (649, *Rem.*) que, en tout point extérieur, voisin de la surface d'un conducteur en équilibre, la force électrique est *normale* à cette surface : la théorie montre que, si μ est la densité électrique sur le conducteur, *la force électrique, en un point extérieur voisin, a pour mesure le produit* $4\pi\mu$ (théorème de Coulomb).

Ce théorème peut se déduire très simplement du théorème de Gauss (650). — Prenons un point M (*fig.* 448) à l'extérieur du conducteur électrisé C, à une distance très petite, et faisons passer par ce point un élément de surface AB, parallèle à la surface du conducteur. Considérons une surface cylindrique, ayant ses génératrices perpendiculaires à AB, et ayant pour bases, d'une part AB, et d'autre part un élément parallèle A'B', pris symétriquement à l'intérieur du corps conducteur : appliquons à cette surface fermée le théorème de Gauss. — Cette surface comprend, à son intérieur, la quantité d'électricité qui est répartie sur l'élément A″B″, découpé par la surface convexe du cylindre sur le conducteur électrisé : si μ est la densité électrique, cette quantité d'électricité est $\mu \times$surf. A″B″; par suite, le flux de force *total*, relatif à cette surface fermée, est égal à $\mu \times$surf. AB $\times 4\pi$. Mais, d'autre part, dans l'évaluation du flux de force total qui traverse cette surface, on n'a à tenir compte que des forces relatives à la surface AB, puisque la force électrique est nulle en tous les points de l'élément A′B′, intérieur au corps conducteur, et que, sur la surface convexe du cylindre, à l'extérieur du corps conducteur, les lignes de force sont

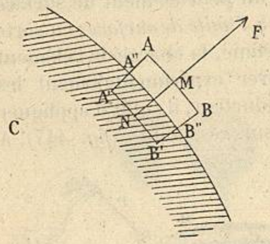

Fig. 448.

dirigées suivant les génératrices : le flux de force total se réduit donc au terme relatif à AB, dont la valeur est F $\times$ surf. AB, en désignant par F la force électrique au point M. — En égalant les deux expressions du flux de force, on en déduit $F = 4\pi\mu$.

Remarque. — Quand μ est positif, la force électrique est dirigée vers l'extérieur de la surface du conducteur : elle doit être considérée comme *positive*. — Quand μ est négatif, la force électrique est dirigée vers l'intérieur; elle doit être considérée comme *négative*.

655. Tension électrostatique. — On vient de voir que, en un point extérieur M (*fig.* 448), voisin de la surface d'un conducteur C électrisé positivement et en équilibre, la force électrique F est proportionnelle à la densité μ dans la région voisine. En un point de la surface même du conducteur, la force électrique, c'est-à-dire la force répulsive exercée *sur l'unité de masse électrique*, doit être également proportionnelle à μ. Mais sur l'élément A″B″ est répartie une masse électrique qui, par unité de surface, est égale à la même quantité μ. On conçoit donc que la répulsion exercée, sur la quantité d'électricité répartie sur l'unité de surface, doive être proportionnelle à μ^2. — La valeur de cette force répulsive, *par unité de surface* du conducteur, est ce qu'on appelle la *tension électrostatique*. On démontre qu'elle a pour mesure $2\pi\mu^2$ (*).

Pour le démontrer, remarquons que, au point M pris *à l'extérieur* du conducteur (*fig.* 448), la force électrique F doit être considérée comme la résultante de deux forces de même sens : l'une f, émanant de la charge de l'élément A″B″; l'autre f', émanant de tout le reste du conducteur : c'est cette somme $f + f'$ qui est égale à $4\pi\mu$ (654). — Au point N, symétrique de M, par

(*) Dans le cas d'un conducteur électrisé *négativement*, quoique la densité μ doive être considérée comme négative, l'expression de la tension électrostatique $2\pi\mu^2$ est encore positive. On conçoit qu'il en doit être ainsi : la charge négative de chaque élément doit être repoussée par la charge négative du reste du conducteur. Quel que soit le signe de μ, l'électricité de la surface du conducteur tend à fuir cette surface.

rapport à A″B″, et situé à l'*intérieur* du conducteur, la force émanant de la charge de l'élément A″B″ à une valeur égale et de signe contraire $-f$, tandis que la force émanant de la charge du reste du conducteur a encore la même valeur f', en raison de la petitesse de la distance MN. Or, en ce point N, la résultante $f' - f$ est nulle, puisque ce point est à l'intérieur du conducteur. Par suite, chacune des composantes f, f', est égale, en valeur absolue, à la moitié de la force électrique F au point M, c'est-à-dire à $2\pi\mu$.

Si maintenant on considère la charge électrique qui se trouve en A″B″ *sur la surface même du conducteur*, elle est soumise uniquement à la force émanant du reste du conducteur; c'est-à-dire que, sur cet élément, l'unité de masse électrique est soumise à une force répulsive égale à $2\pi\mu$. La masse de l'élément étant $\mu \times$ surf. A″B″, la force répulsive est $2\pi\mu^2 \times$ surf. A″B″. — Par suite, la force répulsive, pour l'unité de surface, ou *la tension électrostatique*, a pour valeur $2\pi\mu^2$.

656. Écoulement de l'électricité dans l'air. — Pouvoir des pointes. — Quand, au moyen d'une machine électrique, on électrise progressivement un conducteur isolé, il arrive un moment où la tension électrostatique acquiert, en certains points de la surface, une valeur capable de surmonter la résistance de l'air, et de produire un écoulement de l'électricité dans l'air ambiant.

Cet écoulement d'électricité est particulièrement manifeste à l'extrémité *d'une pointe*. En effet, d'après la loi de distribution sur un ellipsoïde (653), on peut prévoir que, si le grand axe s'allonge indéfiniment, c'est-à-dire si le conducteur se termine par une pointe, la densité électrique μ tend à devenir infinie en ce point; par suite, la tension électrostatique $2\pi\mu^2$, acquérant ainsi une très grande valeur à l'extrémité de la pointe, doit arriver à surmonter la résistance de l'air.

On fait ordinairement l'expérience en adaptant une pointe métallique sur l'un des conducteurs d'une machine électrique en activité. L'écoulement d'électricité se manifeste par une aigrette lumineuse, visible dans l'obscurité. — En outre, comme l'air environnant se charge alors de la même électricité que la pointe, il se produit une répulsion entre la pointe et l'air. En plaçant la main près de l'extrémité de la pointe, on sent un courant d'air très vif; si l'on présente la flamme d'une bougie à ce courant d'air (*fig.* 449), on le voit courber la flamme, et souvent l'éteindre.

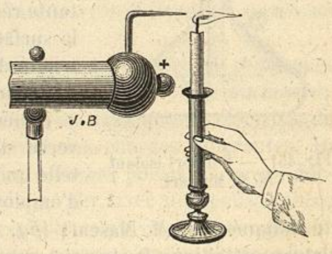

Fig. 449. — Écoulement de l'électricité par une pointe.

Si la pointe est mobile, et qu'elle puisse obéir à la force répulsive qui s'exerce entre elle et l'air électrisé, on la voit se mouvoir en sens inverse. Ce sont les conditions réalisées dans le *tourniquet électrique*.

— Cet appareil, représenté par la figure 450, se compose de plusieurs tiges métalliques horizontales, terminées par des pointes courbées toutes dans le même sens; le système de ces tiges est mobile sur un pivot métallique, qui est mis en communication avec la machine électrique. L'appareil se met en mouvement en sens inverse de la direction des pointes, c'est-à-dire dans le sens des flèches qu'indique la figure.

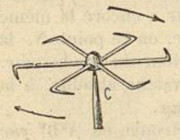

Fig. 450. — Tourniquet électrique.

Une conclusion à tirer de ce qui précède, c'est qu'on doit toujours éviter les pointes et les arêtes vives, dans les conducteurs sur lesquels on veut conserver l'électricité : on a soin de limiter ces appareils par des surfaces arrondies.

657. Notions générales sur la déperdition de l'électricité. — L'expérience montre qu'un conducteur électrisé, lors même qu'il ne présente aucune arête vive, et lors même qu'il est porté par un support isolant, ne peut jamais conserver indéfiniment sa charge : il éprouve une *déperdition* progressive.

Cette déperdition tient, comme l'a montré Coulomb, à plusieurs causes. — Et d'abord, il y a déperdition *par les supports* : le verre, la gomme laque, la résine, ne sont pas absolument dépourvus de conductibilité; la perte ne peut être considérée comme négligeable, que si les supports sont à la fois très longs et très fins, et si la charge est suffisamment faible. — Il y a toujours aussi déperdition *par l'air*, à cause du renouvellement de l'air à la surface du conducteur électrisé.

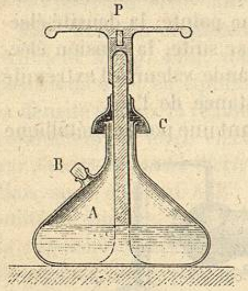

Fig. 451. — Support isolant de M. Mascart.

Mais la cause de déperdition la plus importante réside dans l'humidité qui se dépose à la surface des supports et qui conduit l'électricité dans le sol. Cet inconvénient se produit surtout avec les supports de verre : on y remédie ordinairement en recouvrant le verre d'une substance peu hygrométrique, telle que la gomme laque. — Il est préférable d'employer des supports dont la disposition a été indiquée par M. Mascart (*fig.* 451). Le pied de verre qui porte le plateau métallique P, ou tout autre conducteur que l'on veut isoler, est constamment desséché par de l'acide sulfurique A, placé dans le flacon qui l'entoure. L'ouverture du flacon est entourée d'un couvercle C en ébonite.

IV. — POTENTIEL ÉLECTRIQUE.

658. Rapprochements entre les phénomènes de l'électricité et ceux de l'hydrostatique ou de la chaleur. — Niveau électrique ou température électrique. — La définition précise du *potentiel électrique*, telle qu'elle sera donnée plus loin (659), repose sur la considération du travail électrique. Avant de donner cette définition et les conséquences qui en découlent, il ne sera pas inutile de présenter quelques considérations purement expérimentales sur les rapprochements que l'on peut établir entre les phénomènes de l'électricité et ceux de l'hydrostatique ou de la chaleur.

L'addition d'une certaine quantité d'électricité à un corps conducteur, soustrait à toute influence électrique, peut être considérée comme assimilable à l'addition d'une certaine quantité de liquide dans un réservoir : on peut dire qu'il se produit alors un accroissement du *niveau électrique* de ce corps. — Il ne pourra y avoir passage d'électricité, d'un conducteur à un autre, que s'il existe, entre ces deux conducteurs, une *différence de niveau électrique*.

En assimilant les phénomènes électriques aux phénomènes de la chaleur, on peut dire aussi que l'addition d'une certaine quantité d'électricité à un corps conducteur, soustrait à toute influence, donne naissance à un accroissement de la *température électrique* de ce corps. — Il ne pourra y avoir transmission d'électricité, d'un corps à un autre, que s'il existe entre eux une *différence de température électrique*.

Ces différences d'état électrique, assimilables à des différences de niveau ou à des différences de température, constituent ce que nous appellerons des *différences de potentiel*.

Voici enfin un fait expérimental, particulièrement digne de remarque. — Nous avons vu (653) qu'un même plan d'épreuve, mis successivement en contact avec les divers points d'un conducteur électrisé, de forme quelconque, acquiert généralement des charges différentes. Au contraire, si l'on relie successivement les divers points de ce conducteur, par l'intermédiaire d'un fil métallique fin, avec une petite sphère conductrice isolée, assez éloignée pour qu'elle ne puisse éprouver aucune action d'influence, on constate, une fois la communication interrompue, que la petite sphère a acquis toujours *une même charge*, quel que soit le point avec lequel la communication a été établie. — Cette petite sphère remplit donc ici le rôle d'une sorte de thermomètre : on peut dire qu'elle prend une certaine *température électrique*, qui est *la même pour tous les points du conducteur*. On verra plus loin (671) que la charge acquise alors par la sphère peut servir de mesure à ce que nous appellerons le *potentiel électrique* du conducteur.

659. Travail électrique. — Définition du potentiel électrique en un point du champ. — Considérons le champ électrique produit par un système de corps électrisés, placés dans une salle constituant une enceinte conductrice fermée, en communication avec le sol. Dans l'intérieur de cette enceinte, la force électrique en un point du champ ira en diminuant à mesure que le point considéré s'éloignera des corps électrisés; si tous les points de l'enceinte sont suffisamment éloignés de ces corps, la force électrique sera sensiblement nulle au voisinage des parois. D'ailleurs, en chaque point du champ, la force électrique ne sera pas modifiée par la présence de masses électriques qui pourraient exister à l'extérieur de l'enceinte (647, *Rem.*) : on pourra donc raisonner comme s'il n'y avait pas d'autres masses électriques que celles des corps placés à l'intérieur. — Le champ étant ainsi défini, imaginons qu'une masse électrique positive q se déplace dans ce champ, d'un point A à un point B (*fig.* 452), sans exercer aucune influence pour modifier l'état du champ : les forces électriques, agissant sur cette masse comme forces motrices ou comme forces résistantes, accomplissent un travail positif ou négatif. On démontre que le travail électrique est *indépendant du chemin suivi*, ACB ou ADB (*).

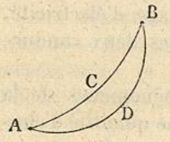

Fig. 452.

Soit V le travail électrique, positif ou négatif, évalué en ergs, qui correspondrait au déplacement de l'*unité de masse électrique positive*, depuis un point A pris dans le champ, jusqu'en un point quelconque X de l'enceinte ou du sol. Le même nombre V mesurerait encore le travail correspondant au déplacement de l'unité de masse électrique positive, du point A à un autre point Y du sol. En effet, la force électrique étant nulle en tous les points du conducteur constitué par l'enceinte et par le globe terrestre (648), le travail qui correspondrait à un déplacement de X en Y serait nul. — De là, la définition générale suivante :

Le potentiel électrique en un point A *a pour mesure, en grandeur et en signe, le nombre* V *qui mesurerait le travail électrique correspondant au déplacement de l'unité de masse électrique positive, depuis le point* A *jusqu'au sol.*

(*) Cette proposition est une conséquence du principe fondamental de la conservation de l'énergie. — Soit T le travail, supposé positif ou moteur, qui correspond au chemin ACB, et soit T' le travail positif ou moteur qui correspond au chemin ADB; supposons pour un instant $T' < T$. — Effectuons d'abord le déplacement de la charge q suivant ACB; puis, ramenons-la au point A par le chemin BDA. Dans la première partie du parcours, la force électrique, motrice, donne lieu à un travail moteur T : on conçoit la possibilité d'emmagasiner ce travail, sous forme de force vive, dans les organes d'une machine. Dans la deuxième partie du parcours BDA, la force électrique étant résistante, il faudrait dépenser contre la force électrique un travail T'; la force vive des organes de la machine diminuerait d'autant. Une fois le cycle ACBDA parcouru, il resterait dans les organes de la machine une partie $T - T'$ de la force vive, qui serait disponible pour produire un travail extérieur équivalent. On pourrait indéfiniment faire déplacer la charge q suivant le même cycle, en produisant chaque fois un travail $T - T'$, sans dépense correspondante d'énergie. — Un pareil résultat est en contradiction avec le principe de la conservation de l'énergie : il faut donc que l'on ait $T = \;'$.

660. Expression du travail électrique pour un déplacement entre deux points déterminés, en fonction des potentiels en ces points. — Si V et V′ sont les potentiels en deux points quelconques A et A′ du champ, la *différence* V — V′ mesure, en grandeur et en signe, le travail accompli par les forces électriques, quand l'*unité de masse électrique positive* se déplace de A en A′. — En effet, supposons que l'unité de masse positive se déplace du point A jusqu'au sol, en passant par le point A′. Le travail électrique, qui est de V ergs, se compose de deux parties : 1° le travail T que l'on veut évaluer, et qui correspond au déplacement de A en A′; 2° le travail correspondant au déplacement de A′ au sol, qui est de V′ ergs. On a donc

$$V = T + V';$$

d'où

$$T = V - V'.$$

Remarque. — En particulier, si la force électrique est nulle dans la région de l'espace qui comprend les deux points A et A′, on a $T = o$, ou $V - V' = o$. Par conséquent, *le potentiel a une même valeur* V *en tous les points d'une région où la force électrique est nulle.*

661. Potentiel d'un conducteur en équilibre. — Quand un conducteur est en équilibre électrique, la force électrique est nulle en tout point pris à l'intérieur de ce conducteur (648); par suite, d'après ce qu'on vient de voir (660, *Rem.*), *tous les points pris à l'intérieur d'un conducteur en équilibre sont au même potentiel.*

Remarque. — Le globe terrestre étant un conducteur en équilibre électrique, tous ses points sont au même potentiel. Par suite, d'après la définition même du potentiel (659), *en tous les points du globe terrestre, la valeur du potentiel est zéro.*

662. Surfaces de niveau. — Expression de la force électrique en un point du champ. — On appelle *surface de niveau*, ou *surface équipotentielle*, le lieu géométrique des points du champ où le potentiel a une même valeur.

Dans le cas particulièrement simple d'une couche d'électricité positive répartie uniformément sur une *sphère* conductrice, les surfaces de niveau sont, par raison de symétrie, des surfaces sphériques concentriques, extérieures à la sphère électrisée. — Si maintenant on considère un conducteur unique électrisé, *de forme quelconque*, sa surface est une surface de niveau, caractérisée par la valeur commune du potentiel en tous ses points. A mesure qu'on s'éloigne de cette surface, les surfaces de niveau qui l'entourent, et qui sont caractérisées par des potentiels différents, conservent d'abord une forme voisine de la sienne; mais elles se déforment ensuite progressivement, et, quand le potentiel qui les caractérise se rapproche de zéro, elles tendent vers des surfaces sphériques concentriques, de très grands rayons.

Quand on connaît les surfaces de niveau dans une région du champ, et les valeurs du potentiel pour chacune de ces surfaces, on en peut déduire la *direction*, le *sens* et la *grandeur* de la force électrique en chaque point du champ. — Remarquons d'abord que, à un déplacement quelconque de l'unité de masse électrique sur une même surface de niveau, correspond toujours un travail nul, puisque la valeur du potentiel n'a pas varié (660); d'autre part, le travail électrique ne peut être nul, pour une valeur quelconque d'un pareil déplacement, que si la force électrique est constamment normale à la direction du déplacement; donc, en tout point d'une surface de niveau, la force électrique est *dirigée normalement à cette surface*. — Soit S_1 (*fig.* 453) une surface de niveau, caractérisée par un potentiel V_1, et soit F_1 la force électrique en un point A_1 de cette surface : si l'on suppose que l'unité de masse électrique positive se déplace *dans le sens de la force* F_1, depuis le point A_1 jusqu'au point A_2 où la direction de la force rencontre la surface S_2 caractérisée par le potentiel V_2, le travail *positif* qui correspond à ce déplacement a pour mesure $A_1A_2 \times F_1$; il a aussi pour valeur $V_1 - V_2$ (660). La différence $V_1 - V_2$ est donc nécessairement positive, c'est-à-dire que, dans un champ électrique, le *sens* de la force électrique est toujours *celui dans lequel la valeur du potentiel va en diminuant*. — Enfin, en égalant les deux expressions du travail, on en déduit la *valeur* de la force électrique,

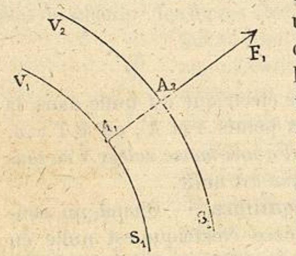

Fig. 453.

$$F_1 = \frac{V_1 - V_2}{A_1A_2}.$$

On peut imaginer que l'on ait figuré les surfaces de niveau caractérisées par des potentiels décroissant progressivement d'une quantité constante, par exemple d'une unité, de sorte que l'on ait

$$V_1 - V_2 = V_2 - V_3 = ... = 1.$$

Au point A_1, la valeur de la force électrique que nous venons d'obtenir devient alors $F_1 = \frac{1}{A_1A_2}$; elle est d'autant plus grande que la distance A_1A_2 est plus petite. Donc, dans une région déterminée du champ, *la force électrique est d'autant plus grande que les surfaces de niveau correspondantes à une même variation du potentiel y sont plus rapprochées*.

Remarque. — Si, pour une raison quelconque, le potentiel en tous les points d'un champ vient à augmenter d'une même quantité U, les surfaces de niveau conservent leurs formes respectives; la force électrique en un point A_1, exprimée par $\frac{(V_1 + U) - (V_2 + U)}{A_1A_2}$, conserve la même valeur $\frac{V_1 - V_2}{A_1A_2}$. Or les phénomènes électriques que l'on peut observer dépendent des valeurs des forces électriques aux divers points du champ; ces phénomènes ne sont donc pas modifiés par un même accroissement du potentiel en chaque point: ils ne dépendent que des *différences de potentiel*.

Nous allons montrer maintenant comment on peut évaluer le potentiel en un point du champ, quand on connaît les masses électriques réparties aux divers points électrisés.

663. Potentiel en un point d'un champ produit par un élément unique électrisé. — Considérons le champ électrique le plus simple, celui qui serait produit par un *élément électrisé*, se réduisant sensiblement à un point O, et soit q la charge de cet élément. — Toutes les lignes de force du champ seront dirigées suivant des droites passant par O. Considérons deux points A et A_1 (*fig.* 454), situés sur l'une de ces droites OX, et assez rapprochés l'un de l'autre pour que les deux valeurs de la force électrique $\frac{q}{OA^2}$ et $\frac{q}{OA_1^2}$ ne diffèrent pas sensiblement de la valeur moyenne $\frac{q}{OA \times OA_1}$. Si V et V_1 sont les potentiels en A et A_1, au déplacement de l'unité de masse électrique positive suivant AA_1, correspondrait un travail $V - V_1$ (660); ce travail aurait aussi pour mesure le produit du déplacement AA_1 par la grandeur moyenne de la force $\frac{q}{OA \times OA_1}$, c'est-à-dire $\frac{q \times AA_1}{OA \times OA_1}$ ou $q\,\frac{OA_1 - OA}{OA \times OA_1}$, ou enfin $q\left(\frac{1}{OA} - \frac{1}{OA_1}\right)$. On a donc :

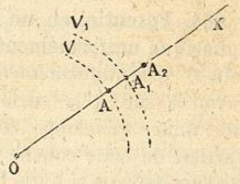

Fig. 454.

$$V - V_1 = q\left(\frac{1}{OA} - \frac{1}{OA_1}\right).$$

On aurait de même, en désignant par V_2, V_3, ... V_{n1}, V_n, les valeurs des potentiels aux points A_2, A_3, ... A_{n-1}, A_n,

$$V_1 - V_2 = q\left(\frac{1}{OA_1} - \frac{1}{OA_2}\right)$$

$$V_2 - V_3 = q\left(\frac{1}{OA_2} - \frac{1}{OA_3}\right)$$