



Recherches sur l'effet photoélectrique de Hertz

Eugène Bloch

► To cite this version:

Eugène Bloch. Recherches sur l'effet photoélectrique de Hertz. Radium (Paris), 1910, 7 (5), pp.125-136. 10.1051/radium:0191000705012500 . jpa-00242404

HAL Id: jpa-00242404

<https://hal.science/jpa-00242404>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Recherches sur l'effet photoélectrique de Hertz

Par Eugène BLOCH

[Laboratoire de Physique de l'École Normale supérieure.]

En 1887, Hertz découvrait que la production d'une étincelle électrique était facilitée par la lumière ultraviolette provenant d'une autre étincelle. Peu de temps après, Hallwachs complétait cette découverte en montrant qu'il s'agissait d'une déperdition d'électricité négative par la cathode sous l'influence des radiations de courte longueur d'onde. On reconnut de suite que les divers corps présentent très inégalement cette propriété que nous appellerons, conformément à l'habitude actuelle, l'effet photo électrique de Hertz-Hallwachs. Certains métaux, par exemple, comme le zinc et l'aluminium, la possèdent à un haut degré; d'autres, comme le fer ou l'or, sont beaucoup moins sensibles. D'une manière générale, l'ordre dans lequel se classent les métaux à ce point de vue suit d'assez près la série de Volta, au moins à la pression ordinaire; en d'autres termes, les métaux les plus électro-positifs paraissent aussi les plus photoélectriques. Ce parallélisme fut confirmé par l'importante découverte d'Elster et Geitel, qui, les premiers, prouvèrent que les métaux les plus électro-positifs, c'est-à-dire les métaux alcalins, sont beaucoup plus sensibles que tous les autres; les radiations visibles les déchargent alors qu'elles sont sans action sur les métaux ordinaires.

1. Essais de classification des métaux. —

Depuis ces premiers travaux, bien des tentatives ont été faites pour classer les métaux par ordre de pouvoir photoélectrique décroissant. Les listes ainsi établies sont en général qualitatives; mais il y a eu aussi plusieurs essais quantitatifs auxquels nous nous attacherons surtout. La grosse difficulté que l'on rencontre dans ce genre de recherches, est la variabilité extrême de l'effet Hertz avec les conditions expérimentales. En premier lieu, deux surfaces du même métal, inégalement polies ou polies depuis des instants différents, présentent des différences souvent énormes. En particulier toutes les surfaces sensibles paraissent se *fatiguer*, c'est-à-dire que l'effet décroît progressivement, d'abord très vite, puis plus lentement, sous l'influence de causes complexes dont les principales sont l'action de la radiation, l'oxydation.

T. 7.

l'occlusion de gaz ou d'humidité par le métal. D'autre part la nature et la pression du gaz qui environne la lame éclairée influent fortement sur l'effet Hertz, de même que la grandeur du champ électrique qui sert à faire la mesure, la température, etc. On comprend dès lors que les auteurs qui ont tenté de classer les métaux aient eu quelque difficulté à réaliser des surfaces nettement définies, à se mettre à l'abri des erreurs provenant de la fatigue et des autres causes de variations. Les classifications quantitatives ont été faites soit dans l'air ou un autre gaz à la pression ordinaire, soit dans le vide. Parmi les premières on peut citer celles de Ramsay et Spencer¹, et de Herrmann²; parmi les secondes, celles de E. Ladenburg³ et de Millikan et Winchester⁴. Voici une partie des listes de ces quatre auteurs :

Ramsay et Spencer	Herrmann	E. Ladenburg	Millikan et Winchester
Al 85,5	Al 27,2	Cu 15,6	Cu 25,5
Mg 66,7	Zn 13,7	Laiton 10	Au 24,6
Zn 41,7	Mg 15	Zn 6,67	Ni 25,8
Sn 7,81	Sn 10,8	Bi 4,62	Laiton 23,7
Cd 7,52	Bi 9,25	Pt 3,51	Ag 17,1
Pb 6,58	Cd 7,7	Ni 2,99	Fe 16,5
Bi 5,20	Pb 6,4	Fe 2,57	Al 14,8
Au 2,19	Cu 6,52	Au 1,97	Mg 11,0
Ni 1,56	Ni 5,15	Ag 1,42	Sb 4,0
Co 1,25	Co 5,05		Zn 1,2
Cu 1,14	Ag 2,98		Pb 0,9
Ag 0,92	Au 2,90		
Fe 0,098 à 0,51	Fe 1,58		

La première liste a été obtenue avec des métaux aussi bien polis que possible, la seconde en polissant chaque métal de manière à obtenir l'effet optimum. La troisième a été également dressée en polissant à fond les métaux, mais aucune précaution de ce genre n'a été prise pour la quatrième. Les nombres indi-

1. RAMSAY et SPENCER. *Phil. Mag.*, **12** (1906) 597.

2. HERRMANN. *Dissertation*, Berlin, 1908.

3. E. LADENBURG. *Ann. d. Physik.*, **12** (1905) 558.

4. MILLIKAN et WINCHESTER. *Phil. Mag.*, **14** (1907) 197.

qués sont des moyennes entre les nombres obtenus pour divers échantillons du même métal. Ce seul fait leur ôte déjà une bonne partie de leur valeur, puisque, par exemple, Ramsay et Spencer donnent, pour le cuivre, des nombres aussi différents que 1,50 et 0,99, et que, de même, Herrmann trouve, pour le cadmium, des nombres allant de 7,41 à 8,16. Si l'on fait abstraction de cette difficulté, on sera frappé des différences qui existent entre des listes dressées dans des conditions pourtant analogues : non seulement les rapports diffèrent, mais l'ordre même des métaux peut s'inverser. Pour ne citer que des métaux très photo électriques, on voit que, pour Ramsay et Spencer le magnésium est 1,5 fois plus photo électrique que le zinc, alors que pour Herrmann il l'est un peu moins.

De même, pour les listes obtenues dans le vide, il n'y a concordance ni sur la grandeur, ni même sur le sens du phénomène.

Ainsi, qu'il faille attribuer les différences au polissage, à la fatigue ou à toute autre cause, il est hors de doute qu'il n'existe aucune concordance, même approximative, entre les listes quantitatives données jusque à ce jour. On peut remarquer en particulier que, dans le vide, l'ordre des métaux n'a plus aucun rapport avec la liste obtenue à la pression ordinaire, et que le parallélisme avec la série de Volta disparaît totalement.

Les quelques observations qui suivent permettent de comprendre pourquoi toute classification quantitative des métaux paraît actuellement impossible à établir avec quelque rigueur.

Nous supposons que l'on cherche à comparer les métaux en les plaçant dans le même champ électrique, dans le même gaz, à la même température et à la même pression, enfin en les éclairant de la même manière.

1° *Si la comparaison est faite dans le vide*, elle aura l'avantage d'éviter les complications dues au gaz et aussi, d'après plusieurs travaux récents, celles qui proviendraient de la fatigue pendant l'expérience. Mais il s'écoule nécessairement un temps relativement long entre le polissage ou le nettoyage du métal et la mesure. Or, la fatigue se produit surtout dans les premières minutes et est très inégale pour les divers métaux. Donc, à supposer même que l'état initial de chaque métal fût parfaitement défini (ce qui est loin d'être le cas, comme on le verra), une fois le vide réalisé, les rapports que l'on obtient peuvent n'avoir plus aucune relation avec ceux du début, que l'on se proposait de connaître.

Si la surface métallique est produite dans le vide même (par distillation par exemple) l'inconvénient précédent sera évité mais il sera difficile d'obtenir une surface plane au degré qui est nécessaire pour les radiations ultra-violettes, et d'éviter les diffusions ou

réflexions irrégulières qui fausseraient entièrement une mesure quantitative. L'emploi des surfaces liquides (mercure et amalgames) permettrait peut-être de tourner cette nouvelle difficulté et a été effectivement préconisé¹.

2° *Si l'on opère dans un gaz*, par exemple dans l'air à la pression ordinaire, on peut faire les mesures un temps très court après le polissage (de l'ordre de la minute). La difficulté précédente se trouve donc atténuée; et l'on peut même aisément imaginer des dispositifs où elle disparaîtrait totalement, la mesure de l'effet se faisant *au moment même* où le renouvellement de la surface vient d'avoir lieu. Mais une autre difficulté aussi grave se présente, c'est l'impossibilité où l'on se trouve d'obtenir (au moins avec les métaux solides usuels) une surface bien définie. Plusieurs auteurs, en particulier Hallwachs et Herrmann, ont déjà signalé la difficulté qu'il y a à obtenir, dans des conditions en apparence identiques, des résultats constants, et ont étudié l'influence du degré de poli. Les nombreux essais que j'ai faits dans cette voie n'ont fait que confirmer leurs résultats. Les lames à polir étaient montées sur un moteur rapide à vitesse à peu près constante. On appuyait sur elles pendant la rotation la substance de polissage (par exemple du papier émeri marque Hubert avec ou sans essence de térébenthine). Dans d'autres cas, on faisait tourner un disque recouvert de drap mouillé sur lequel on pulvérisait de l'eau tenant en suspension du colcothar lévigné, et on appuyait contre le disque les lames métalliques tenues à la main. Avec un même papier émeri, par exemple, le résultat obtenu dépend essentiellement de la durée du travail et de la force d'application des deux surfaces frottantes l'une contre l'autre. La couche grise d'oxyde ou de métal qui se forme rapidement sur le papier et en empâte le grain joue dans le polissage un rôle beaucoup plus important que le grain lui-même. Aussi peut-on obtenir avec quelque exercice des effets assez voisins avec tous les papiers fins (nos 0-00-000-0000); et s'il est possible d'affirmer que l'effet photoélectrique est plus intense quand on s'est servi de ces papiers que des papiers à gros grains (3-4-5), il paraît difficile de décider, parmi les papiers du même groupe, celui qui donnera l'effet optimum (ce que prétend cependant faire Herrmann). — On pourrait espérer obtenir des résultats plus réguliers en réalisant, dans chaque cas, le poli spéculaire. J'ai pu, en effet, m'en rapprocher pour plusieurs métaux comme le cuivre, le zinc ou le fer. Mais il ne m'a pas paru que la régularité des effets en fût accrue. Peut-être cela tient-il à ce que, pour les très petites longueurs d'onde actives dans le phénomène, un poli en apparence spéculaire est, en réalité, assez grossier.

On peut conclure de là que toute classification

1. KLINGS, *Ann. de Phys.*, 34 (1910) 343.

quantitative des métaux d'après leur pouvoir photo-électrique est, à l'heure actuelle, illusoire.

Dans les expériences dont il va être question, j'ai cherché à éclaircir quelques problèmes qui, malgré cela, restent abordables et conservent tout leur intérêt. En premier lieu, on est frappé, quand on parcourt l'importante littérature relative au sujet, de voir combien peu d'auteurs se sont préoccupés de l'influence du choix de la radiation active sur le phénomène. L'effet sélectif des radiations de courtes longueurs d'onde est connu depuis l'origine, et pourtant il n'existe, à ma connaissance, qu'un nombre très petit de travaux où la longueur d'onde utilisée soit bien connue. Le plus souvent on s'est contenté, ou d'employer la radiation globale d'une source riche en rayons ultra-violet, ou de filtrer les rayons à travers diverses substances définissant plus ou moins bien un domaine spectral. Les seules exceptions notables sont : 1° les expériences de Ladenburg¹ et de ses continuateurs sur certains métaux placés dans le vide ; 2° celles sur les métaux alcalins, étudiées par Elster et Geitel et, en dernier lieu, par Hallwachs². Aussi me suis-je proposé de comparer, dans l'air à la température et à la pression ordinaires, les métaux pour une série de longueurs d'onde nettement définies. On pouvait penser qu'une partie au moins des différences observées dans les classifications signalées plus haut s'expliquerait par la différence des radiations employées.

L'exposé qui va suivre sera divisé de la manière suivante : 1° description des appareils employés ; 2° expériences sur la fatigue et l'influence de la longueur d'onde sur l'effet photo électrique ; 3° expériences sur les courbes de saturation, et explication théorique de ces courbes.

2. Disposition des appareils. — La source de radiations est l'arc au mercure du type Heræus. Cet

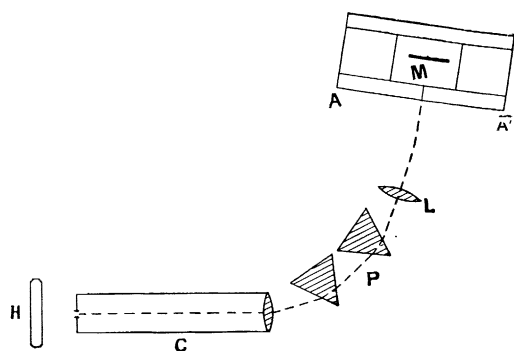


Fig. 1.

arc H, placé près du collimateur C, lui envoie des rayons qui, après dispersion par les prismes P et

passage à travers la lentille L, viennent former dans le plan AA' un spectre dont la longueur totale est d'environ 10 centimètres. Les prismes P sont en quartz, les lentilles en quartz achromatisé par le spath.

L'appareil de mesure électrique, dont le détail est donné dans les figures 2 et 3, est une boîte de laiton B à section carrée de 5 centimètres de côté et de 9 centimètres de hauteur. Cette boîte porte à la partie supérieure un bouchon d'ébonite, au centre duquel se trouve fixé, par l'intermédiaire d'un tube métallique T, un bouchon d'ambroïde. Dans ce dernier passe une tige qui sera reliée à l'électromètre et qui supportera les lames métalliques étudiées, pendant que T est relié au sol et la boîte elle-même au pôle positif isolé d'une batterie d'accumulateurs. La lame M prend donc une charge négative, et le courant photoélectrique de déperdition est mesuré à la manière usuelle au moyen d'un électromètre Curie.

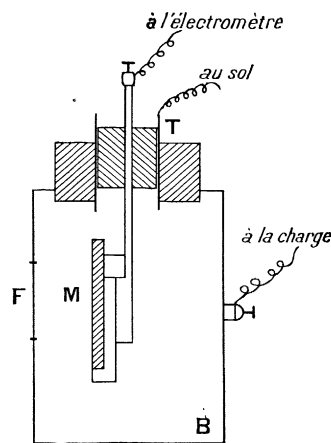


Fig. 2.

Afin d'éclairer la lame, la boîte B porte, sur sa face antérieure (que l'on peut ouvrir par une charnière) une fente F de 1^{mm},5 de large environ et de 2 centimètres de haut. On amène le plan de cette fente à coïncider avec le plan AA' où se forme le spectre, et, par déplacement de la boîte le long d'une glissière en bois, la raie que l'on se propose d'étudier peut être placée rapidement sur la fente elle-même ; la radiation correspondante pénètre alors seule dans la boîte et tombe sur la lame M. Le réglage est grandement facilité par le dispositif suivant : sur la face antérieure de la boîte B, et de part et d'autre de la fente F, on a collé deux lames minces de verre (couvre-objets de microscope) recouvertes d'une substance fluorescente. Les raies spectrales viennent se dessiner sur cette substance, ce qui permet immédiatement de choisir celle qui sera admise dans la boîte B. Comme substance fluorescente j'ai utilisé la willémitte et le platinocyanure de baryum. La première est satisfaisante pour la portion extrême du spectre (de 300 $\mu\mu$. à 240 $\mu\mu$.), mais peu brillante pour les longueurs d'onde plus grandes. La seconde, aussi éclatante que la willémitte dans la région extrême, est en outre très brillante pour la région moins éloignée. Elle me paraît donc préférable. Quant au verre d'urane, que

1. E. LADENBURG, *Phys. Zeitschr.*, **8** (1907) 590.

2. HALLWACHS, *Ann. d. Physik.*, **30** (1909) 592.

j'ai aussi utilisé, il est bien insuffisant au-dessous de la longueur d'onde $500 \mu\mu$. — Le spectre de l'arc au mercure étant relativement pauvre en raies, la largeur de la fente du collimateur était réglée de manière que son image recouvrit à peu près exactement la fente F de la boîte B. On arrive ainsi à avoir une énergie suffisante pour permettre les mesures, tout en évitant la superposition partielle des raies.

Il était important, dans les comparaisons des métaux entre eux, ou dans l'étude de la variation de l'effet en fonction du temps, de pouvoir enlever ou remettre rapidement en place les lames M. A cet effet elles ont toutes été taillées sur le même modèle : ce sont des rectangles de 42×36 millimètres de côté et de 2 millimètres d'épaisseur, taillés en biseau sur leurs deux bords les plus longs (fig. 5). Ces lames s'engagent à frottement doux dans un petit

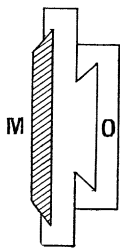


Fig. 5.

châssis de fer ; celui-ci, par une glissière, s'engage dans un châssis analogue, mais plus petit, porté par la tige reliée à l'électromètre. Pour remplacer une lame par une autre, on retire l'ensemble de la lame et de son châssis de support, on fait l'échange hors de la boîte, et on remet en place le châssis. Je me suis assuré que le bord du châssis de fer, qui ne reçoit d'ailleurs aucune lumière directe, ne modifie en rien l'effet Hertz produit sur la lame étudiée.

Les métaux sur lesquels les expériences ont porté sont : le zinc, l'aluminium, le laiton, le cuivre, le fer, le nickel, l'argent. Les raies ultra-violettes utilisées ont été surtout celles de longueurs d'onde 254, 265, 280, 315 (en $\mu\mu$). Pour des longueurs d'onde plus grandes les effets observés ne sont plus mesurables avec mon dispositif pour aucun des métaux précédents. Les raies 315 et 280 ne donnent même d'effets intenses qu'avec le zinc et l'aluminium, dont l'étude a, par suite, pu être poussée plus loin. Il est remarquable, en particulier, que la raie 366, qui est l'une des plus intenses du spectre de l'arc au mercure, ne produise aucun effet photoélectrique sensible.

3. Variations de l'effet Hertz avec le temps ; accroissements spontanés de l'effet. — On désigne sous le nom de « fatigue » la diminution progressive de l'effet qui se présente chez tous les métaux à la pression ordinaire, et qui paraît due à des causes fort complexes. Des très nombreux travaux publiés sur ce sujet, et parmi lesquels il faut citer surtout ceux de Hallwachs¹, il ressort que les principales causes de fatigue sont les suivantes : l'oxydation de la surface, l'occlusion de gaz (surtout l'ozone, que

l'ultraviolet crée lui-même dans l'oxygène, ou la vapeur d'eau), l'action directe de la lumière sur la surface éclairée (corrosion de la surface, etc.). La fatigue est surtout intense au début, aussitôt après le polissage, l'effet tombant souvent de moitié en quelques minutes (Al, Cu...). Elle dépend de la nature du gaz et diminue avec la pression. Dans le vide absolu, malgré quelques contradictions, il semble que l'on puisse admettre que la fatigue est très faible ou nulle. Enfin, une lame qu'un éclairage prolongé a fortement fatiguée peut *se régénérer* partiellement à l'obscurité. Tel est le résumé très succinct de nos connaissances sur ce point.

Il m'a été possible de les compléter en constatant pour bien des métaux un effet opposé au précédent, c'est-à-dire un *accroissement spontané de l'effet avec le temps*. Un fait de ce genre avait déjà été signalé pour le zinc amalgamé par Buisson¹ et Von Schweidler² ; mais son caractère exceptionnel avait empêché que l'attention ne se portât sur ce point. Or, les métaux usuels le présentent avec une grande netteté, à condition seulement que la surface soit frottée avec un émeri à grain assez grossier (papier Hubert, nos 1 à 5 ou toile émeri). Il est des plus nets pour le zinc, le cuivre, le fer. Par contre, je n'ai jamais pu l'observer avec l'aluminium. Voici quelques exemples :

Longueurs d'onde des raies étudiées	Zinc (frotté avec papier n° 1 G)					
	Courant photo-électrique au bout des temps (en minutes)					
	2 à 5	18	34	62	78	118
315	12,8	41	61	74,6	72,5	64,1
280	54,3	72,5	87	83,3	80	68,5
						26
						41,7
	Cuivre (frotté avec toile émeri n° 3).					
254	Le courant croît en quelques minutes de 17,5 à 33,5, puis décroît lentement.					
	Cuivre (frotté avec papier n° 5).					
254	Le courant va en quelques minutes de 27,5 à 33, puis décroît lentement.					
	Fer (frotté avec papier n° 3).					
254	Le courant croît en quelques minutes de 42 à 56,8, puis décroît lentement.					

La variation est, comme on le voit, bien plus rapide au début pour le cuivre et le fer que pour le zinc. Pour ce dernier, le maximum n'est souvent atteint qu'au bout d'une heure ; pour les premiers, au bout de quelques minutes.

Il est utile de compléter les indications précédentes en signalant une particularité assez remarquable. On sait que bien des métaux se polissent mieux en présence de certains liquides qu'à sec. Le fait est bien connu pour l'aluminium, qu'il est fort difficile de polir sur papier émeri, si l'on n'ajoute pas un peu

1. Buisson, *Thèse*, Paris, 1901.2. Von Schweidler, *Wiener Berichte*, **442** (1905) 9741. HALLWACHS, *Ann. d. Physik*, **23** (1907) 439.

d'essence de térébenthine. La même essence améliore aussi le polissage du zinc. Or, *tous les métaux polis en présence d'essence de térébenthine ne présentent plus l'accroissement d'effet signalé plus haut*; la fatigue commence dès le début des mesures. Peut-être peut-on rapprocher ce fait d'un autre connu depuis longtemps : l'essence de térébenthine est un catalyseur d'oxydation. Si l'oxydation du métal est plus rapide, peut-être la période d'accroissement initial passe-t-elle inaperçue. Cela reviendrait à admettre que les accroissements observés plus haut sont liés à la formation de la première trace d'oxyde (ou à la première altération de la surface, quelle qu'elle soit). C'est là une hypothèse dont la vérification expérimentale paraît possible, mais qui, pour l'instant, ne peut être présentée qu'avec les plus grandes réserves.

En résumé, le phénomène bien connu de la fatigue photoélectrique est souvent précédé d'une période pendant laquelle le phénomène inverse, c'est-à-dire un accroissement spontané de l'effet, se produit. Toute explication de la fatigue devra expliquer aussi l'accroissement, et ce nouvel élément ne paraît pas propre à faciliter l'explication.

4. Action de diverses raies sur un même métal. Inégalité de la variation en fonction du temps pour les diverses raies. — D'après ce qui a été dit au paragraphe 1, il paraît difficile, par l'action d'un procédé de polissage déterminé sur un métal, d'obtenir une surface toujours identique à elle-même. En d'autres termes, il est illusoire de chercher à faire correspondre à chaque procédé de polissage un nombre bien défini représentant la grandeur correspondante de l'effet. Mais, si les valeurs absolues sont illusoires, les valeurs relatives conservent un sens. Grâce au dispositif décrit plus haut, il est possible : 1° pour un métal donné de faire alterner rapidement plusieurs radiations bien définies ; 2° pour une radiation donnée de faire alterner rapidement plusieurs métaux. Cette méthode d'expériences croisées fournira des rapports dont le sens sera parfaitement susceptible d'interprétation.

Dans ce qui va suivre nous supposons d'abord que, pour un métal donné, on se propose de comparer les actions de plusieurs raies. Et nous examinerons principalement les questions suivantes : 1° le rapport de ces actions dépend-il du degré de poli ?

2° la variation de l'effet avec le temps (accroissement ou fatigue) dépend-il de la raie employée ?

On constate d'abord facilement l'effet nettement sélectif des diverses raies. Pour tous les métaux étudiés, la raie 254 m'a toujours donné des effets notablement plus grands que ceux fournis par les raies 265, 280, 315. Ainsi pour l'aluminium les effets correspondant à $\lambda = 254$ sont 2 à 4 fois plus intenses que pour $\lambda = 315$; pour le zinc ils sont 3 à

10 fois plus intenses. Ces résultats ne peuvent avoir d'intérêt que si on les rapproche des mesures d'énergie totale, faites sur les raies de l'arc au mercure par Pfüger¹ et Ladenburg². D'après ces auteurs la raie 254 transporte environ 2 fois moins d'énergie que la raie 315. Rapportés à des énergies égales, les rapports des effets pour les raies 254 et 315 varieraient donc de 6 à 20 pour le zinc et de 4 à 8 pour l'aluminium. Les autres raies donnent des résultats analogues, et l'on voit l'avantage qu'il y a, au point de vue de la sensibilité, à utiliser les plus petites longueurs d'onde. Ladenburg³ avait déjà signalé des faits analogues pour les métaux placés dans le vide; Hallwachs⁴ les a confirmés pour les métaux alcalins.

Nous pouvons maintenant aborder les deux questions posées ci-dessus. En premier lieu, *si l'on mesure aussitôt que possible après le polissage les effets produits par diverses raies sur le même métal, on trouve que le rapport des effets dépend beaucoup du degré et du procédé de polissage* (ou de renouvellement de la surface). Voici quelques exemples :

Zinc. — Rapports des courants photoélectriques pour les raies 280 et 315.				
1 ^{er} Échantillon.	Polissage par toile émeri	00	2,55	
—	— papier	3	2,18	
—	— papier	1F	0,62	
2 ^e Échantillon.	— papier	4	12,5	
—	— papier	1F	0,77	
—	— papier	0	0,74	
Aluminium. — Rapports des courants pour les raies 254 et 265.				
1 ^{er} Échantillon.	Polissage par papier n°	3	2,62	
—	—	1M	2,40	
—	—	00	2,18	
—	—	0000	1,85	
2 ^e Échantillon.	— n°	3	2,76	
—	—	1M	2,52	
—	—	00	2,22	
—	—	0000	1,85	

La variation est particulièrement grande pour le zinc. Dans le 2^e exemple cité pour ce métal, le courant photoélectrique produit par la raie 280, qui était 12 fois supérieur à celui de la raie 315 pour un certain poli, lui est devenu inférieur pour un autre.

On est conduit à des conclusions analogues lorsqu'on étudie l'action du temps. Le rapport des effets fournis par deux raies agissant sur le même échantillon de métal varie en fonction du temps. En d'autres termes *la fatigue ou l'accroissement photoélectrique sont très différentes pour les diverses raies*. Ce résultat me paraissant présenter quelque importance, je reproduis complètement les résultats d'une série de mesures à titre d'exemple.

1. PFÜGER, *Phys. Zeitschr.*, **5** (1904) 414; *Ann. d. Phys.*, **26** (1908) 789.

2. E. LADENBURG, *Phys. Zeitschr.*, **5** (1904) 525.

3. E. LADENBURG, *Phys. Zeitschr.*, **8** (1907) 590.

4. HALLWACHS, *Ann. d. Phys.*, **30** (1909) 592.

Un échantillon de zinc, ayant été poli avec du papier émeri 4, a fourni, pour les deux raies 280 et 313, les courants suivants, par expériences croisées.

$\lambda = 280$	19	22,5	27,5	29,2
$\lambda = 313$	4,67	4,2	5,78	

Quelques minutes après :

$\lambda = 280$	29,9	29,8	29,8
$\lambda = 313$	8,5	8,8	

Rapports successifs :	12,5	9,4	5,9	5,6	4,9
Puis :	3,54	3,43	3,29		

On voit qu'il s'agit d'une période d'accroissement de l'effet, pendant laquelle le rapport des effets a varié de 12,5 à 3,29. *L'accroissement pour la raie 280 a donc été 4 fois moins rapide que pour la raie 313.*

Voici un autre exemple dans lequel on a traversé et dépassé la période d'accroissement pour atteindre celle de fatigue. Les rapports mesurés pour deux raies paraissent eux-mêmes passer par un minimum aux environs du changement de sens dans l'évolution du phénomène; et ce résultat semble général. Il s'agit du zinc poli avec le papier émeri 1 G.

Rapport des courants pour les raies	Au début	3 min. après	36 min. après	50 min. après	12 heures après
254 et 265 . .	2,23	2,11	2,03(m.)	2,25	2,51
280 et 313 . .	4,23	1,76	1,11	1,06(m.)	1,60

On voit que pour la raie 280, par exemple, l'accroissement a été 4 fois plus rapide que pour la raie 313, jusqu'au maximum; puis la fatigue en douze heures a, à son tour, été 1,60 fois plus grande.

On peut, pour un même métal, rapprocher les résultats de toutes les comparaisons précédentes, et se demander entre quelles limites peut varier le rapport des courants photoélectriques fournis par deux raies, quand on change de toutes les manières possibles le degré de poli ou la fatigue de la surface. Ces limites sont souvent très éloignées. Ainsi pour le zinc et les deux raies 313 et 280 les rapports obtenus ont varié depuis 0,5 jusqu'à 12.

Une conclusion simple et générale ressort de ce qui précède : *pour un métal et un groupe de raies déterminé, la raie la plus active n'est pas toujours la même. Elle peut changer avec le degré de poli de la surface ou avec le temps.*

5. Comparaison des divers métaux pour des raies déterminées. — Les résultats ci-dessus étant établis pour chaque métal, il devient possible de passer à la comparaison des divers métaux entre eux.

Pour chaque métal, le rapport des effets pour deux raies peut varier entre deux limites plus ou moins éloignées, qui dépendent de l'état initial de la surface et du temps depuis lequel celui-ci a été réalisé. Or, ces deux limites sont assez fortement différentes pour plusieurs métaux différents et pour les mêmes raies. Ainsi pour les raies 254 et 265 le rapport des effets varie de 1,5 à 3 pour le zinc, de 2,5 à 5 pour le cuivre. Ici encore on voit apparaître les propriétés sélectives des diverses radiations.

Si l'on rapproche ce résultat de celui qui a été énoncé plus haut sur l'inégalité des variations avec le temps pour chaque raie, on aura deux raisons d'énoncer le résultat suivant, sur la portée duquel il est inutile d'insister. *L'ordre de deux métaux dans la classification fondée sur le pouvoir photoélectrique peut fort bien s'inverser quand on passe d'une longueur d'onde à une autre.* En fait, il m'a été possible de réaliser, par exemple, deux échantillons d'aluminium et de zinc tels que le premier fût, à un moment donné, plus photoélectrique que le second pour la raie 313, et moins que le second pour la raie 280.

Ce résultat montre nettement l'importance qu'il y a à définir la longueur d'onde sur laquelle on opère, lorsqu'on compare deux métaux, et il explique certainement une partie des écarts constatés par divers expérimentateurs et dont il a été question au premier paragraphe de ce mémoire.

6. Les courbes de saturation. — On sait que dans les cas ordinaires d'ionisation par petits ions, le courant qui traverse le gaz augmente avec la différence de potentiel jusqu'à un certain maximum qui correspond à un palier horizontal sur la courbe représentative, dite courbe de saturation. Ce palier se prolonge jusqu'à la région de l'ionisation par chocs, début de la décharge disruptive, dans laquelle la courbe remonte rapidement. Le courant photoélectrique présente à cet égard une particularité qu'on peut déjà constater sur les courbes des premiers expérimentateurs (Stoletow, Von Schweidler, etc.) : il n'arrive jamais à une véritable saturation, mais continue à croître d'une manière très appréciable jusqu'au moment où l'ionisation par collisions entre en jeu.

J'ai commencé par vérifier ce fait en opérant sur des longueurs d'onde bien déterminées. Pour avoir des potentiels dont les rapports, sinon les valeurs absolues, fussent parfaitement connus, une batterie d'accumulateurs de 800 volts environ était fermée sur un mégohm, jouant le rôle de potentiomètre, et la boîte B contenant la lame étudiée était chargée par une dérivation prise sur ce mégohm. Les valeurs absolues des potentiels étaient données par un voltmètre multicellulaire. Il est possible, par des expériences

croisées, de déterminer avec quelque précision les rapports des courants observés dans deux champs différents. Voici un exemple, dans lequel le métal étudié est le zinc éclairé par la raie 513.

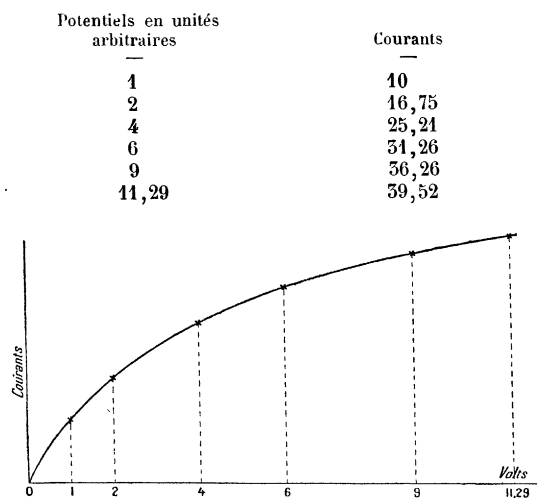


Fig. 4.

Le potentiel le plus élevé est de 793 volts et correspond à un champ de 466 volts-centimètres. On voit combien la courbe représentative est éloignée de la saturation même pour les potentiels les plus élevés.

On peut songer à plusieurs mécanismes pour expliquer cette difficulté de saturation. Un de ceux qui se présentent le plus naturellement à l'esprit est le suivant. Les ions négatifs de l'effet photoélectrique sont produits, comme l'a montré Lenard, par des corpuscules négatifs émis par la surface éclairée et constituant des rayons cathodiques. Ces corpuscules, étant donnée leur faible vitesse, se convertissent aussitôt dans le gaz en ions négatifs en se fixant à des molécules neutres; d'où le caractère unipolaire de l'effet Hertz. Or, les rayons cathodiques des tubes à vide, grâce à leur grande vitesse, ionisent fortement les gaz (Lenard). Ne pourrait-il pas y avoir une ionisation du même genre, bien que très atténuée, dans l'effet Hertz, avec production d'ions des deux signes? S'il en était ainsi l'ascension continue de la courbe de saturation tiendrait à ce que l'ionisation par chocs commence même pour les plus faibles potentiels. D'ailleurs le caractère strictement unipolaire de l'effet ne serait pas en contradiction avec cette explication, puisque, dans le champ électrique toujours dirigé vers la lame éclairée, les ions positifs, s'ils existent, sont libérés dans le voisinage immédiat de la lame, et par suite absorbés aussitôt par elle; il est donc difficile de les mettre en évidence.

L'hypothèse paraît d'autant plus séduisante au premier abord qu'aux basses pressions l'ionisation par chocs intervient effectivement comme l'ont montré les travaux de Townsend.

On peut donc se demander : 1° si la vitesse initiale des corpuscules dans l'effet Hertz est suffisante pour leur permettre de produire des ions par collision; 2° si les ions positifs hypothétiques pourraient être mis expérimentalement en évidence.

La vitesse nécessaire pour ioniser par chocs a été évaluée par plusieurs auteurs. Langevin¹ trouve qu'il faut une chute de potentiel de 50 volts pour communiquer au corpuscule la vitesse nécessaire. Stark² trouve une valeur variant de 20 à 50 volts, Lenard³ donne 11 volts. Plus récemment ont été obtenus des nombres qui concordent assez bien avec ce dernier : O. von Baeyer⁴ trouve 10 volts, Dember⁵ trouve 8 volts. Si l'on admet comme le plus probable le nombre 10, on en conclura que les électrons de l'effet Hertz ne doivent pas ioniser sensiblement par collision. Leurs vitesses d'émission, d'après Lenard et ses continuateurs, sont en effet égales en moyenne à celle que leur communiquerait une chute de potentiel de 2 ou 3 volts. Il suffit, pour s'en rendre compte, de chercher le potentiel positif maximum pris par un métal primitivement neutre sous l'influence de la lumière ultraviolette. Ce potentiel est celui que les électrons ne sont pas capables de surmonter, et il dépasse rarement quelques volts. On peut donc déjà conclure de là que le mécanisme imaginé plus haut pour expliquer la forme des courbes de saturation n'est probablement pas le véritable.

D'autre part, si l'on cherche à mettre expérimentalement en évidence la production d'ions positifs dans l'effet Hertz, on est conduit à des résultats négatifs. Je citerai à ce sujet l'expérience suivante. Un

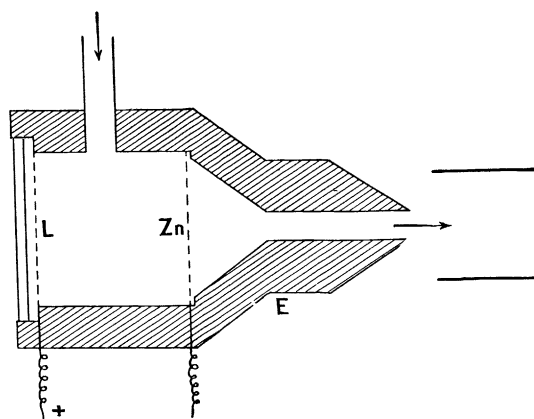


Fig. 5.

entonnoir en ébonite (E, fig. 5), fermé à sa partie antérieure par une lame de quartz mastiquée, con-

1. LANGEVIN, *Thèse* (1902) 85.

2. STARK, *Ann. d. Phys.*, 4 (1901) 411; 7 (1902) 421.

3. LENARD, *Ann. d. Phys.*, 8 (1902) 149.

4. O. VON BAEYER, *Berichte der Deutsch. Phys. Gesellsch.*, 6 (1908) 96.

5. DEMBER, *Ann. d. Phys.*, 30 (1909) 137.

tient une toile métallique de laiton L et une lame de zinc polie et percée de nombreux trous. Un courant rapide d'air filtré peut être envoyé dans l'appareil à travers les ouvertures et dans le sens des flèches. Si, pendant l'éclairement de la lame de zinc à travers le quartz et la toile L, il se produit des ions positifs, le courant d'air en arrachera une partie, au moment même de leur production, à l'action du champ créé entre L et Zn, et on pourra ensuite les déceler en envoyant le gaz entre deux plateaux métalliques parallèles placés à la sortie de l'entonnoir et formant le condensateur de mesure. Or, quels que fussent la vitesse du gaz et le champ électrique utilisé, je n'ai pu déceler aucune charge positive.

7. Théorie des courbes de saturation. —

Nous concluons de ce qui précède qu'il n'y a pas lieu de faire intervenir, à la pression ordinaire, l'ionisation par chocs, et que le nombre d'ions négatifs produits est sensiblement égal au nombre même des corpuscules sortant du métal. Ces corpuscules parcourront dans le gaz un chemin moyen λ du même ordre que celui que l'on pourrait calculer à partir de leur mouvement d'agitation thermique, mais probablement un peu supérieur (quelques-uns d'entre eux étant émis avec des vitesses et dans des directions telles qu'ils ne soient pas arrêtés dès la première collision). Puis, alourdis par les molécules gazeuses, ils deviendront des ions ordinaires.

Mais ces ions, produits au voisinage immédiat de la lame éclairée, se diffusent très activement vers elle, malgré le champ électrique qui tend à les en éloigner, de sorte que le courant recueilli dans un champ donné sera moins intense que le courant maximum théorique, qui entraînerait la totalité des ions produits par seconde. Nous allons voir qu'il est possible, sous cette forme, de mettre le problème en équation et de faire la théorie complète des courbes de saturation. Le procédé de calcul que je vais appliquer m'a été signalé par M. Langevin, dont les conseils m'ont été des plus utiles dans l'établissement de toute cette théorie.

Nous représenterons par k et D la mobilité et le coefficient de diffusion des ions, par h le champ électrique que nous supposerons uniforme¹. L'arrivée des corpuscules dans le gaz y produit des ions dont la densité varie avec la distance à la lame éclairée. Nous supposerons que la surface de celle-ci est 1 cm^2 . Nous appellerons q la densité négative des ions produits par seconde à la distance x de la lame, et n la densité présente à la même distance en régime permanent. En exprimant la conservation des charges dans une lame d'air d'épaisseur dx placée à la dis-

tance x de la lame, on trouve

$$kh \frac{dn}{dx} - D \frac{d^2n}{dx^2} = q.$$

Une première intégration permet d'écrire :

$$khn - D \frac{dn}{dx} = \int_0^x q dx - i_0.$$

La constante d'intégration i_0 désigne visiblement le courant de diffusion qui traverse la lame éclairée elle-même. L'expression q doit être regardée comme une fonction donnée de x , dont la forme dépend, comme on le verra, de la loi d'émission admise pour les électrons sortant de la lame. Il est commode d'introduire dans le calcul le courant photoélectrique i mesuré à l'électromètre. Soit I la quantité totale d'électricité libérée par seconde dans le gaz (c'est-à-dire la quantité totale d'électricité sortant par seconde de la lame éclairée). On a évidemment :

$$I = \int_0^\infty q dx \quad i = I - i_0;$$

et en tenant compte de ces deux égalités, l'équation à intégrer s'écrit

$$(1) \quad khn - D \frac{dn}{dx} = i - \int_x^\infty q dx.$$

On peut remarquer que I désigne le courant théorique maximum ou courant de saturation.

La méthode de variation des constantes arbitraires conduit à écrire l'intégrale de l'équation linéaire (1) sous la forme

$$(2) \quad n = C e^{\frac{kh}{D}x},$$

C étant une fonction de x définie par

$$C = \frac{1}{D} \int_0^x \left[\int_x^\infty q dx - i \right] e^{-\frac{kh}{D}x} dx$$

Comme n doit rester fini à l'infini, il faut nécessairement, d'après (2), que C s'annule quand x croît indéfiniment. Il en résulte que

$$i \int_0^\infty e^{-\frac{kh}{D}x} dx = \int_0^\infty e^{-\frac{kh}{D}x} dx \int_x^\infty q dx$$

Le premier membre se calcule immédiatement, le second peut être intégré par parties, et l'on trouve

$$(3) \quad i = I - \int_0^\infty e^{-\frac{kh}{D}x} q dx$$

Le problème se trouvera dès lors entièrement résolu si l'on sait calculer q en fonction de x . Or, la valeur de q dépend de la loi d'émission admise pour les électrons¹. Nous allons examiner trois hypothèses simples.

1. Cette hypothèse est très près d'être exacte, au moins dans les champs intenses.

1. Dans un mémoire récent (*Ann. d. Phys.*, 15 Mars 1910, p. 769) Robinson a cherché à déterminer expérimentalement

1° *L'émission est normale.* Dans ce cas, parmi le nombre total I des électrons émis, ceux dont le libre parcours dépasse x sont en nombre $I e^{-\frac{x}{\lambda}}$. On déduit immédiatement de là

$$(a) \quad q = \frac{I}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

2° *L'émission est homogène,* c'est-à-dire que les électrons sont émis également dans toutes les directions. C'est l'hypothèse la plus vraisemblable *a priori*

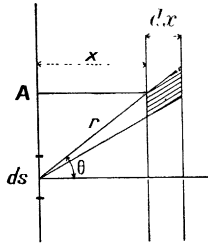


Fig. 6.

Un très petit élément ds de la lame éclairée envoie alors dans un cône très étroit d'angle solide $d\omega$, faisant avec la normale l'angle θ , un nombre d'électrons

$$\frac{I}{2\pi} ds d\omega$$

Ceux d'entre eux qui sont arrêtés dans une tranche comprise entre les abscisses x et $x + dx$ sont en nombre

$$dp = \frac{I}{2\pi\lambda} e^{-\frac{r}{\lambda}} ds d\omega dr,$$

en désignant par r et $r + dr$ les longueurs des génératrices du cône jusqu'aux deux plans limitant cette tranche. Or, le volume que le cône décompose dans cette même tranche est

$$dv = \frac{r^2 d\omega}{\cos \theta} dx;$$

de sorte que le nombre d'ions arrêtés par unité de volume est, en remarquant que $x = r \cos \theta$,

$$\frac{dp}{dv} = \frac{I}{2\pi\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} \frac{ds}{r^2}.$$

Or, nous pouvons évidemment prendre pour élément ds la surface d'une couronne circulaire ayant le point A pour centre et comprise entre les cercles de rayons $x \tan \theta$ et $x [\tan \theta + d(\tan \theta)]$, de sorte que

$$ds = 2\pi x \tan \theta \times x \frac{d\theta}{\cos^2 \theta}.$$

D'après cela le nombre *total* d'électrons reçus (c'est-à-dire d'ions formés) par unité de volume de la tranche $(x, x + dx)$ sera

$$(b) \quad q = \frac{I}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \tan \theta e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} d\theta;$$

la loi d'émission. Mais la précision de ses expériences me paraît tout à fait insuffisante pour permettre de conclure avec quelque vraisemblance.

1. Voir, à ce sujet, la thèse de Langevin, p. 56.

5° *L'émission a lieu suivant la loi du cosinus.* Le calcul conduira évidemment au même résultat que le précédent, sauf un facteur $2 \cos \theta$ qu'il faudra ajouter sous le signe d'intégration. On aura donc

$$(c) \quad q = \frac{2I}{\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta e^{-\frac{x}{\lambda \cos \theta}} d\theta.$$

Nous sommes dès lors en possession de tous les éléments nécessaires pour compléter le calcul de la courbe de saturation. En portant successivement l'une des trois expressions a, b, c , dans la formule 5, on constate qu'une intervention de l'ordre des quadratures par rapport à x et à θ permet d'achever entièrement le calcul, et on est conduit à l'une des trois lois de saturation suivantes, dans lesquelles on a posé, pour abréger,

$$z = \frac{k\lambda}{B} h$$

$$\text{Emission normale : } \frac{I-i}{I} = \frac{1}{1+z} \quad (\alpha)$$

$$\text{Emission homogène : } \frac{I-i}{I} = \frac{1}{z} L(1+z) \quad (\beta)$$

Emission suivant la loi du cosinus :

$$\frac{I-i}{I} = \frac{2}{z} \left[1 - \frac{1}{z} L(1+z) \right]. \quad (\gamma)$$

8. **Vérifications expérimentales.** — Nous nous servirons, pour confronter ces formules avec l'expérience, des nombres donnés plus haut (p. 131) à titre d'exemple. La variable z de nos formules est proportionnelle au champ électrique h , c'est-à-dire au potentiel de charge de la boîte B. Les valeurs de z devront donc être choisies de manière à varier dans le même rapport que les nombres de la première colonne du tableau ci-dessus. Les formules α, β, γ permettront alors d'obtenir les quotients $\frac{i}{I}$ et par suite de calculer les rapports des courants successifs i . Ces rapports devront coïncider avec les rapports expérimentaux déduits de la seconde colonne du tableau ci-dessus, rapports qui sont justement fournis par l'expérience avec une précision assez grande (du 100^{me} environ). Les résultats des calculs sont consignés dans le tableau de la page suivante.

L'examen des nombres de la dernière colonne du tableau montre immédiatement :

1° Que la théorie proposée concorde avec l'expérience;

2° Que la concordance est particulièrement bonne dans l'hypothèse de l'émission homogène, où elle a lieu au 100^{me}. (c'est-à-dire avec la précision même des expériences) dans toute l'étendue de la courbe;

5° Qu'il est difficile néanmoins de faire un choix

1° Résultats expérimentaux.			
Champs électriques	Courants	Rapports des champs successifs	Rapports des courants successifs
1	10	2	1,675
2	16,75	2	1,505
4	25,21	1,5	1,24
6	31,26	1,5	1,16
9	36,26	1,254	1,09
11,29	59,52		
2° Résultats théoriques.			
Emission normale (formule α).			
Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,24	0,1935	2	1,676
0,48	0,524	2	1,51
0,96	0,490	1,5	1,20
1,44	0,590	1,5	1,16
2,16	0,685	1,254	1,068
2,71	0,750		
Emission homogène (formule β)			
Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,4	0,159	2	1,67
0,8	0,265	2	1,51
1,6	0,405	1,5	1,22
2,4	0,490	1,5	1,17
3,6	0,576	1,254	1,08
4,51	0,622		
Emission suivant la loi du cosinus (formule γ).			
Valeurs de z	Valeurs de $\frac{i}{I}$	Rapports des z successifs	Rapports des courants
0,345	0,185	2	1,672
0,69	0,506	2	1,51
1,38	0,462	1,5	1,21
2,07	0,558	1,5	1,16
3,105	0,649	1,254	1,11
3,894	0,722		

définitif parmi les trois lois d'émission étudiées; il faudrait, pour cela, que l'exactitude des expériences atteignît le millième, ce qui paraît actuellement difficile dans ce genre de mesures.

En résumé, le mécanisme imaginé ci-dessus pour expliquer la forme expérimentale de la courbe de saturation paraît entièrement justifié, bien que la loi même d'émission des électrons ne puisse encore être actuellement fixée avec certitude.

Mais il y a plus : la comparaison numérique de la théorie et de l'expérience peut être poursuivie au delà

du point où nous en sommes arrivés, et elle va nous fournir une nouvelle concordance des plus remarquables.

Le tableau précédent nous fixe en effet la valeur de z pour chaque valeur expérimentale du champ électrique. Si l'on cherche, par exemple, la valeur de z correspondant au plus faible des champs employés (qui était de 41 volts-centimètre environ), on trouve, suivant la loi d'émission adoptée, les trois nombres 0,24 — 0,4 — 0,545. Or, z est défini par l'égalité

$$z = \frac{k\lambda}{D} h$$

d'où l'on tire,

$$i = \frac{zD}{h k}$$

Les valeurs correspondantes de z et de h étant connues comme on vient de le voir, il suffira, pour calculer λ , de connaître aussi le rapport $\frac{D}{k}$. Or, on sait¹ que ce rapport peut se calculer indépendamment de toute expérience d'ionisation par la formule

$$\frac{D}{k} = \frac{\pi}{Me},$$

en désignant par e la charge atomique, et par M le nombre des molécules d'un gaz par centimètre cube sous la pression π . Si l'on prend pour π la pression atmosphérique normale ($1,01 \times 10^6$ baryes), la loi de Faraday en électrolyse donne

$$Me = 1,29 \times 10^{10}$$

si la température est 0°. A 15°, température où ont été mesurés k et D , on trouve

$$Me = 1,25 \times 10^{10}$$

d'où

$$\frac{D}{k} = 0,82 \times 10^{-4}.$$

On possède donc tous les éléments nécessaires pour calculer λ , et l'on trouve les valeurs suivantes :

$$\lambda = 1,44 \times 10^{-4} \text{ si l'émission est normale;}$$

$$\lambda = 2,4 \times 10^{-4} \text{ si l'émission est homogène;}$$

$\lambda = 2,07 \times 10^{-4}$ si l'émission a lieu suivant la loi du cosinus.

Or, dans l'air à la pression ordinaire le chemin moyen des molécules est, d'après la théorie cinétique, voisin de 10^{-5} ; le chemin moyen des électrons doit être voisin de

$$\lambda' = 4\sqrt{2} \times 10^{-5} = 0,57 \times 10^{-4}.$$

L'accord entre ce nombre et les valeurs de λ doit être considéré comme très satisfaisant, si l'on se rappelle que les électrons de l'effet Hertz ont vraisemblablement

1. Voir, par exemple, la thèse de Langevin, p. 49.

blement un libre parcours moyen un peu plus élevé que celui que l'on calculerait simplement à partir de leur vitesse d'agitation thermique : l'ion négatif auquel ils donneront naissance ne sera formé qu'au bout de plusieurs parcours moyens.

9. Variations avec la longueur d'onde et avec le temps. — Dans la théorie précédente, on a supposé que le libre parcours moyen λ d'un électron émis par le métal était une constante. Or, ce libre parcours dépend d'un certain nombre de circonstances, dont il faudrait tenir compte pour compléter la théorie, mais sur lesquelles nous donnerons surtout pour l'instant des indications expérimentales.

La forme des courbes de saturation dépend de la longueur d'onde utilisée. Pour le vérifier, la méthode la plus simple consiste à mesurer, pour deux longueurs d'onde, les rapports des courants photoélectriques, dans deux champs électriques différents. Si ces rapports diffèrent eux-mêmes, il en résulte que la saturation est plus ou moins facile suivant la longueur d'onde. — La même méthode permet de s'assurer que l'état de fatigue de la surface a une influence sur la forme des courbes de saturation. Voici quelques exemples, pour le zinc et l'aluminium.

Les courants sont mesurés dans des champs de 41^v et de 82^v par centimètre. Le tableau fournit le rapport des deux courants :

Longueur d'onde	Zn I	Zn II	Zn II (fraîchement poli)	Al (surface ancienne)
254	1,51	1,59	1,48	1,46
265	1,51	1,55	1,49	1,52
280	1,54	1,53	1,52	1,54
313	1,69	1,705	1,625	1,67

On voit, en comparant, par exemple, les raies 254 et 313 que le rapport dépend nettement de la longueur d'onde. D'autre part en comparant la seconde et la troisième colonne, relative au même métal à des états de poli différents, on constate de suite l'influence de la fatigue. L'examen du tableau semble montrer aussi qu'en général la saturation est d'autant plus facile que la longueur d'onde est plus faible. Il faut rapprocher ce résultat du fait, établi pour la première fois par Ladenburg¹, que la vitesse d'émission des électrons croît quand la longueur d'onde excitatrice décroît. Le parcours moyen des électrons jusqu'au moment où ils sont arrêtés augmente vraisemblablement avec leur vitesse d'émission; en d'autres termes les ions formés sont, en moyenne, d'autant plus éloignés de la lame éclairée, qu'ils sont produits par une plus petite longueur d'onde. Leur diffusion vers

la lame étant moins aisée, on comprend que la saturation soit facilitée.

10. Influence d'un champ magnétique. — On sait depuis longtemps qu'aux basses pressions l'effet photoélectrique est fortement diminué par l'action d'un champ magnétique parallèle à la surface éclairée. La raison de cette diminution est la déformation de la trajectoire des électrons par le champ. — Mais ce phénomène n'a pas encore, à ma connaissance, été constaté à la pression atmosphérique. Il est pourtant facile de le mettre en évidence, par l'emploi de champs suffisamment intenses. A cet effet la lame étudiée (zinc) dont les dimensions ont été réduites à 16×8 mm. est placée dans une boîte rectangulaire en laiton de dimensions 25×15 mm. Cette boîte est serrée entre les deux pôles tronconiques d'un électro-aimant Weiss, dont elle n'est séparée que par deux feuilles de papier, pour permettre la charge de la boîte. Un courant de 20 ampères dans l'électro correspond, dans ces conditions, à un champ d'environ 15 000 gauss dans la région où se trouve la lame. Celle-ci est éclairée normalement, c'est-à-dire perpendiculairement au champ magnétique.

Voici quelques-uns des résultats obtenus avec la raie 254 :

Boîte chargée à 220 volts.		Rapport
Courant sans champ magnétique.	28,7	} 1,13
— avec — — — — —	25,3	

Dans un autre essai.		
Courant sans champ magnétique.	31,3	} 1,14
— avec — — — — —	27,5	

Boîte chargée à 452 volts.		
Courant sans champ magnétique.	43,1	} 1,15
— avec — — — — —	37,5	

L'effet, comme on le voit, est diminué de plus de 10 pour 100 par le champ magnétique, et cela à peu près indépendamment du champ électrique utilisé. En d'autres termes la saturation du courant paraît rester à peu près aussi difficile en présence qu'en l'absence du champ. L'état de polarisation de la lumière (parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique) m'a paru, dans des essais préliminaires, ne pas exercer grande influence sur la marche du phénomène.

Mais de nouvelles mesures seront nécessaires pour préciser ce point, et pour obtenir un tableau de nombres assez complet pour faciliter les contrôles théoriques. Dans cet ordre d'idées je me borne à indiquer ici que M. Langevin, en étudiant par le calcul le cas de l'émission normale ou homogène dans un champ magnétique H parallèle à la lame éclairée, et en tenant compte de l'incurvation des trajectoires dans ce cas (elles deviennent des cercles ou des hélices), a pu évaluer la correction qu'il faut appor-

1. E. LADENBURG, *Phys. Zeitschr.*, 8 (1907) 390.

ter aux formules α et β du § 7. Pour la formule α (émission normale), on trouve, en négligeant les termes en H^4 vis-à-vis des termes en H^2 , et en désignant par v la vitesse d'émission des électrons.

$$\frac{1-i}{1} = \frac{1}{1+z} \left[1 + \frac{z}{(1+z)^5} \frac{e^2 \lambda^2}{m^2 v^2} H^2 \right]$$

La formule β doit être remplacée par une formule analogue, un peu plus compliquée. Cette correction, rapprochée de la variation expérimentale, permet évidemment de calculer la vitesse moyenne v d'émission des corpuscules. On trouve ainsi un nombre voisin de $0,4 \times 10^8$, dans l'une ou l'autre hypothèse d'émission. Ce nombre est en accord satisfaisant avec ceux que Lenard a trouvés par des méthodes directes; je compte revenir sur ce point quand j'aurai pu compléter les expériences.

11. Conclusions. — Les principales conclusions de ce travail sont les suivantes :

1° L'influence du mode de polissage et du temps sur l'effet Hertz paraissent rendre difficile une classification rigoureuse des métaux par ordre de pouvoir photoélectrique décroissant, et cela aussi bien dans le vide que dans un gaz;

2° La variation de l'effet avec le temps n'est pas toujours une *fatigue*, mais souvent en *accroissement spontané*. Ce dernier phénomène est surtout marqué pour certains métaux (zinc, cuivre) polis assez grossièrement;

3° Si l'on compare les effets produits par diverses radiations de longueur d'ondes bien déterminées sur un même métal, on trouve que leurs rapports dépendent du degré de poli et du temps. En particulier la fatigue est très inégale pour les diverses raies; de sorte que, de toutes les raies du même groupe, la plus active n'est pas toujours la même;

4° Si l'on compare plusieurs métaux pour diverses raies, on trouve que l'ordre de ces métaux dans la classification fondée sur le pouvoir photoélectrique peut fort bien s'inverser quand on passe d'une longueur d'onde à une autre;

5° On peut, pour chaque raie, construire la courbe de saturation qui donne les variations du courant en fonction du potentiel. La forme anormale de cette courbe peut s'expliquer complètement par la théorie. De plus la même théorie permet de calculer le chemin moyen des électrons qui sortent de la lame éclairée, et le résultat obtenu est conforme aux données de la théorie cinétique des gaz;

6° La forme des courbes de saturation est, dans une certaine mesure, sous la dépendance d'influences extérieures telles que : le degré de poli de la surface ou son degré de fatigue, la nature de la longueur d'onde employée. Enfin l'intensité du courant photoélectrique diminue, même à la pression ordinaire, dans un champ magnétique suffisamment intense.

Manuscrit reçu le 15 Avril 1910.