



**HAL**  
open science

## Sur la nature de la chaleur non compensée

L. Décombe

► **To cite this version:**

L. Décombe. Sur la nature de la chaleur non compensée. J. Phys. Theor. Appl., 1911, 1 (1), pp.359-372. 10.1051/jphystap:0191100105035901 . jpa-00241681

**HAL Id: jpa-00241681**

**<https://hal.science/jpa-00241681>**

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.

**SUR LA NATURE DE LA CHALEUR NON COMPENSÉE<sup>(1)</sup> ;**

Par M. L. DÉCOMBE.

Le présent travail peut être considéré comme un essai, très limité et sans doute très imparfait, d'une théorie électronique de la chaleur non compensée.

On sait combien il a fallu d'efforts et de travaux, tant expérimentaux que théoriques, pour imposer le principe de l'équivalence et faire admettre la nature mécanique de la chaleur. Encore est-il que cette dernière hypothèse ne semble pas universellement acceptée, bien que les réels progrès de la théorie cinétique lui soient évidemment favorables.

La raison principale paraît devoir en être attribuée aux difficultés que l'on rencontre lorsqu'on essaie de rattacher les lois expérimentales de la thermodynamique aux principes fondamentaux de la mécanique.

---

<sup>(1)</sup> Communication faite à la Société française de Physique : séance du 3 février 1911.

Sans doute on est convenu de considérer le principe de l'équivalence comme facilement réductible au théorème du travail <sup>(1)</sup>; sans doute encore, le principe de Carnot-Clausius a pu être rattaché en toute généralité <sup>(2)</sup>, pour le cas d'une transformation compensée, aux équations de Lagrange; mais le cas subsiste des transformations non compensées qui paraît avoir résisté jusqu'ici à tous les essais de réduction.

Si l'on veut bien se rappeler que nous ne savons rien de la chaleur non compensée dégagée dans une transformation (sinon qu'elle est essentiellement positive), que son origine, sa nature, ses propriétés nous échappent entièrement, on concevra sans peine que les tentatives d'interprétation mécanique d'une quantité aussi mal définie aient échoué et qu'il convienne préalablement d'étudier — et, s'il se peut, de résoudre — la question suivante :

Qu'est-ce que la chaleur non compensée ?

Le présent travail fournit de cette grandeur une interprétation physique particulièrement simple. *La chaleur non compensée serait attribuable aux déformations des atomes qui s'accomplissent avec une vitesse finie.*

On arrive à cette conclusion en discutant les conditions de production de la chaleur de Siemens, c'est-à-dire de la chaleur dégagée dans le diélectrique d'un condensateur par la charge variable ou alternative des armatures, puis généralisant les résultats obtenus.

On aboutit ainsi à une théorie dans laquelle les déformations de l'atome (regardé comme un assemblage déterminé d'électrons), sont considérées comme généralement accompagnées d'une variation de son moment électrique. Une telle théorie est donc à la fois *mécanique* (puisque fondée sur la notion de déformation) et *électrique*. Plus exactement c'est une *théorie électronique*; il était à prévoir, en effet, que l'ancienne théorie mécanique de la chaleur serait amenée à tenir compte de la constitution électrique discontinue de l'atome révélée par l'étude des nouveaux phénomènes.

Notre exposé comprendra quatre parties :

I. Définition et propriétés de la chaleur de Siemens.

(1) Je ne crois pas cependant qu'il ait été donné de ce principe une démonstration satisfaisante. Il semble qu'on ait oublié de voir qu'il implique autre chose que la conservation de l'énergie et en particulier qu'il présuppose non seulement la définition de la température, mais encore la manière dont elle figure dans l'énergie interne. Je reviendrai sur cette question.

(2) DÉCOMBE, *Comptes Rendus*, tome CLI. p. 1044 (1910); tome CLII, p. 81 (1911).

II. Définition et propriétés des modifications thermodynamiques.

III. Modifications thermodynamiques pures.

IV. Modifications thermodynamiques quelconques.

I. — DÉFINITION ET PROPRIÉTÉS DE LA CHALEUR DE SIEMENS.

Lorsqu'on charge un condensateur à lame diélectrique au moyen d'une différence de potentiel alternative, on constate que le diélectrique s'échauffe. Il y a donc dissipation d'énergie. Nous donnerons à la chaleur ainsi dégagée le nom de *chaleur de Siemens*, physicien qui paraît l'avoir observée pour la première fois <sup>(1)</sup>.

Ce phénomène a fait l'objet d'un très grand nombre de mesures pouvant se rattacher à quatre méthodes différentes : *mesure directe de l'échauffement, mesure électrique de l'énergie dissipée, mesure de la rotation du diélectrique dans un champ tournant, amortissement des oscillations du diélectrique dans un champ électrique* :

Les résultats obtenus peuvent se résumer de la manière suivante :

1° Le phénomène se manifeste avec de nombreux diélectriques tant *solides* (verre, quartz, mica, ébonite, diélectrine, caoutchouc, gutta-percha, cire, résine, etc...) que *liquides* [pétrole, huile de térébenthine, huile d'olive, huile de ricin <sup>(2)</sup>, etc...].

La paraffine et la colophane ne paraissent donner lieu à aucune dissipation appréciable d'énergie <sup>(3)</sup>. Le papier paraffiné, au contraire, manifeste le phénomène avec netteté.

2° Le dégagement de chaleur observé ne paraît pas attribuable à la résistance ohmique du diélectrique, c'est-à-dire à la chaleur de Joule due au faible courant de conduction qui le traverse. Dans ce cas, en effet, la perte d'énergie pendant l'unité de temps serait indépendante de la fréquence. Or Steinmetz <sup>(4)</sup>, Eisler <sup>(5)</sup>, Moscicki et Altenberg <sup>(6)</sup> et d'autres encore ont établi avec netteté que l'énergie dissipée varie avec la fréquence et qu'elle est d'ailleurs *beaucoup*

<sup>(1)</sup> SIEMENS, *Monatsber. d. Berl. Akad.*, octobre 1861.

<sup>(2)</sup> L'huile de paraffine, l'huile de vaseline, la benzine et le toluène ne donneraient pas d'effet appréciable.

<sup>(3)</sup> Cependant Schaufelberger a constaté pour la paraffine une dissipation très légère.

<sup>(4)</sup> STEINMETZ, *Elektrotechnische Zeitschrift*, 29 avril 1892, et *Electrical World*, 22 juin 1901.

<sup>(5)</sup> EISLER, *Elektr. Zeitsch.*, p. 201 ; 1899.

<sup>(6)</sup> MOSCICKI et ALTENBERG, *Fortschritte der Physik*, p. 60 ; 1904.

*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. I. (Mai 1911.)

plus grande que celle attribuable à la seule chaleur de Joule<sup>(1)</sup>.

Divers expérimentateurs ont d'ailleurs vérifié directement la disparition du phénomène lorsque la vitesse de charge devient infiniment petite, ce qui n'aurait pas lieu s'il s'agissait de chaleur de Joule.

3° L'énergie dissipée croît avec la différence de potentiel maxima  $E$  des armatures et paraît pouvoir s'exprimer par la formule :

$$Q = aE^n,$$

$a$  désignant un coefficient de proportionnalité.

Mais, tandis que Naccari et Bellati<sup>(2)</sup>, Borgmann<sup>(3)</sup>, Benischke<sup>(4)</sup>, Steinmetz<sup>(5)</sup>, Fritz<sup>(6)</sup>, Eisler<sup>(7)</sup>, Schaufelberger<sup>(8)</sup> trouvent l'exposant  $n$  sensiblement égal à 2, Arno<sup>(9)</sup> et Threfall<sup>(10)</sup> le trouvent compris entre 1, 5 et 2.

Si l'on adopte la valeur  $n = 2$ , la loi de dégagement de chaleur dans les diélectriques se trouve identique à celle de Joule pour les conducteurs, et nous sommes très naturellement amenés à l'attribuer *aux courants de déplacement* dont le diélectrique est le siège, de la même manière que la chaleur de Joule est attribuable aux courants de conduction. Il y aurait ainsi complète analogie entre les propriétés thermiques des deux sortes de courants, analogie qui ne saurait surprendre beaucoup, si l'on veut bien se rappeler de quelle manière étroite les courants de déplacement et les courants de conduction s'associent dans les équations du champ électromagnétique.

Or cette hypothèse paraît satisfaire à la question.

Le courant de déplacement dans le diélectrique est, en effet, fonction de la fréquence et s'annule avec elle. La chaleur de Siemens, qui jouit de la même propriété, peut donc être regardée comme fonction du courant de déplacement, et l'on peut, puisqu'elle est

(1) A noter cependant le résultat de Benischke, d'après lequel la chaleur de Siemens serait du même ordre de grandeur que la chaleur de Joule proprement dite.

(2) NACCARI et BELLATI, *Il nuovo Cimento*, p. 35 : 1882.

(3) BORGMANN, *Journal de Physique*, 1<sup>re</sup> série, t. VII, p. 217 : 1888.

(4) BENISCHKE, *Beibl.*, p. 771 : 1894.

(5) STEINMETZ, *loc. cit.*

(6) FRITZ, *Beiblatter*, p. 763 : 1893.

(7) EISLER, *Elektrotechnische Zeitschrift*, p. 204 : 1899.

(8) SCHAUFELBERGER, *Wied. Ann.*, p. 307 : 1899.

(9) ARNO, *Il nuovo Cimento*, t. V, p. 52 : 1897.

(10) THREFALL, *Physical Review*, t. IV, p. 454, et t. V, p. 21, 65 : 1897.

essentiellement positive, la considérer, par exemple, comme proportionnelle au carré du courant de déplacement. *Cette hypothèse paraît s'accorder d'une manière satisfaisante avec l'ensemble des résultats expérimentaux.*

C'est ici le lieu de rappeler que, par analogie avec ce qui se passe pour les cycles de magnétisation, on avait eu d'abord recours, pour interpréter la chaleur de Siemens, à l'hypothèse d'une hystérèse diélectrique analogue à l'hystérèse magnétique, mais qu'on est à peu près d'accord aujourd'hui pour abandonner cette interprétation que les faits paraissent contredire.

Les deux théories actuellement en présence attribuent le phénomène, l'une à l'*hystérèse visqueuse* provoquée par une sorte de viscosité dans la substance du diélectrique, et l'autre à la conductibilité du diélectrique supposé hétérogène [théorie des conductions de Hess (1)].

Il semble que l'hypothèse attribuant le phénomène aux courants de déplacement, quoique se rapprochant plus particulièrement du point de vue de la viscosité, puisse cependant se rattacher, au moins dans une certaine mesure, à celui des conductions intérieures et qu'on pourrait peut-être trouver là le moyen de concilier entre elles — dans un point de vue plus général — deux théories en apparence fort différentes.

Je n'insisterai pas actuellement davantage sur cette question.

Dans les pages suivantes, j'attribuerai la chaleur de Siemens aux courants de déplacement et j'admettrai qu'elle est proportionnelle au carré du courant de déplacement. On voudra bien observer toutefois que les résultats obtenus nécessiteront seulement que son ordre de grandeur par rapport au courant soit supérieur à l'unité et qu'ils subsisteraient intégralement si elle s'exprimait, par exemple, en série ordonnée suivant les puissances paires du courant.

## II. — DÉFINITION ET PROPRIÉTÉS DES MODIFICATIONS THERMODYNAMIQUES.

a) Les modifications d'un système matériel peuvent être de deux sortes :

---

(1) HESS, *Journal de Physique*, 3<sup>e</sup> série t. II, p. 143 (1893), et *Eclairage électrique*, t. IV, p. 205 (1895) et t. VII, p. 450 (1896).

1° Celles qui n'altèrent en aucune manière, la nature, la forme, la densité ..., des substances en jeu et se réduisent à de simples déplacements géométriques des corps dont le système se compose; telles sont, par exemple, la chute d'une pierre dans le vide et, plus généralement, les modifications de position qu'étudie la mécanique rationnelle. De telles modifications n'entraînent la production d'aucun phénomène calorifique;

2° Les *déformations proprement dites* comme, par exemple, la dilatation, la compression, les transformations chimiques, etc. Nous leur réserverons le nom de *modifications* ou de *transformations thermodynamiques*, car elles sont toujours accompagnées d'importants phénomènes calorifiques. En particulier, le second principe de la thermodynamique (principe de Carnot-Clausius) nous apprend que la quantité de chaleur  $\Delta\Omega$  *dégagée* pendant une telle modification s'exprime par la relation :

$$(1) \quad \Delta\Omega = -\Theta dS + \tau^2,$$

dans laquelle  $\Theta$  représente la température du système supposée uniforme,  $S$  son entropie et  $\tau^2$  une quantité dont on ne sait rien autre chose, *a priori*, sinon qu'elle est essentiellement positive (ou nulle). C'est la chaleur *non compensée* dégagée dans la transformation; le premier terme ( $-\Theta dS$ ) reçoit le nom de *chaleur compensée*.

Dans le cas limite où  $\tau^2 = 0$ , la transformation du système est dite *compensée*; dans le cas général, elle est dite *non compensée*.

Soient, d'autre part,  $q_1, q_2, \dots, q_n$  les  $n$  paramètres sensibles ou contrôlables dont dépend l'état du système <sup>(1)</sup>.

Toute modification thermodynamique effectuée pendant le temps infiniment petit  $dt$  est caractérisée par des variations  $dq_1, dq_2, \dots, dq_n$  et  $d\Theta$  <sup>(2)</sup> dont quelques-unes, au moins, sont du même ordre que  $dt$  (les autres pouvant être d'un ordre supérieur), sans quoi la modification considérée échapperait à l'observation. Autrement dit quelques-unes au moins des vitesses de transformation  $\frac{dq}{dt}$  (et  $\frac{d\Theta}{dt}$ ) sont différentes de zéro. Dans le cas général elles sont toutes diffé-

<sup>(1)</sup> Par opposition aux paramètres cachés représentant l'agitation calorifique invisible.

<sup>(2)</sup> La température  $\Theta$  dépend évidemment des paramètres cachés. Elle n'en constitue pas moins un paramètre sensible au thermomètre — donc physiquement contrôlable — qu'il y a lieu d'adjoindre aux paramètres  $q$ .

rentes de zéro. On peut exprimer ce fait en disant qu'une *transformation réelle se projette généralement à la fois dans l'espace physique à  $n + 1$  dimensions et dans le temps.*

La thermodynamique considère sous le nom de transformation réversible une modification virtuelle qui s'effectuerait avec des vitesses  $\frac{dq}{dt}$  (et  $\frac{d\Theta}{dt}$ ) toutes infiniment petites. C'est un cas limite, pratiquement irréalisable, dont on connaît d'ailleurs toute la fécondité théorique. *Une transformation réversible ne se projette pas dans le temps, mais seulement dans l'espace physique à  $n + 1$  dimensions.*

Par opposition aux transformations réversibles, les transformations réelles sont souvent appelées *irréversibles*.

Ces définitions étant rappelées, la thermodynamique nous apprend que :

1° *Toutes les transformations réversibles sont compensées;*

2° *Les transformations compensées sont généralement réversibles.*

Toutefois, d'après M. Duhem <sup>(1)</sup> et M. Amagat <sup>(2)</sup>, il y aurait exception pour les transformations irréversibles (très particulières évidemment) qui n'entraîneraient aucun phénomène de frottement ou de viscosité. Ces transformations pourraient s'accomplir avec une vitesse finie sans donner lieu à dégagement de chaleur non compensée. Elles seraient donc à la fois compensées et irréversibles.

b) Nous arrivons maintenant à la propriété remarquable et très générale que possèdent la plupart des modifications thermodynamiques d'être souvent inséparables d'importants phénomènes électriques.

C'est ainsi que les *déformations mécaniques* sont généralement accompagnées d'électrisation (phénomènes triboélectriques, piézo-électriques, électrisation par déformation capillaire, choc, clivage, filtration à travers une paroi poreuse, etc.). C'est ainsi encore que les *actions chimiques* produisent toujours de l'électricité : la pile n'est qu'un dispositif particulier permettant de recueillir cette électricité et d'en utiliser l'énergie, par exemple sous forme de travail dans un électromoteur. On peut enfin rappeler que les *variations thermiques* des cristaux donnent lieu à électrisation et que, dans la pile thermoélectrique, les phénomènes calorifiques aux soudures

(1) DUHEM, *Théorie thermodynamique de la viscosité et du frottement*. Paris, Hermann, 1896.

(2) E.-H. AMAGAT, *Journal de Physique*. 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 669 : 1908.



déterminent la production d'un courant; on va même jusqu'à admettre l'existence — dans un conducteur inégalement chauffé — de forces électromotrices, donnant lieu, en régime variable, à la production de charges.

La généralité et la diversité des actions (mécaniques, chimiques, thermiques) dans lesquelles nous venons de reconnaître l'apparition de phénomènes électriques conduisent à penser qu'il s'agit là d'une propriété extrêmement générale dont la thermodynamique ne peut pas ne pas tenir compte. En d'autres termes, la notion d'électrisation paraît devoir s'introduire dans cette branche de la physique.

Les considérations suivantes fortifient encore cette manière de voir.

Il y a lieu de remarquer, en effet, que la déformation d'une substance peut déterminer l'électrisation effective de ses divers éléments de volume sans donner lieu à aucune manifestation électrique extérieure : il suffit par exemple que les axes des doublets engendrés soient orientés à la fois dans toutes les directions sans qu'aucune d'elles soit privilégiée. L'absence d'électricité libre ou de phénomènes électriques sensibles ne permet donc pas de conclure à l'absence réelle d'électrisation, et l'on peut concevoir que cette absence soit plutôt exceptionnelle.

La théorie électronique de la matière est évidemment favorable à cette conception.

Si l'on postule, en effet, la nature électrique discontinue de l'atome, en le regardant avec J.-J. Thomson, par exemple, comme formé par un assemblage de doublets électriques, on conçoit que toute déformation de cet assemblage doive être considérée comme modifiant, en général, le moment électrique de l'atome, c'est-à-dire comme donnant lieu à électrisation.

Bien entendu, la perte d'électrons ou la rupture en ions doit être considérée comme déterminant aussi l'électrisation de l'atome; dans le cas général, cette électrisation sera donc attribuable à la fois aux déformations et aux ruptures de l'édifice atomique.

Nous adopterons ce point de vue et nous diviserons les modifications thermodynamiques en deux catégories :

1° Les modifications thermodynamiques pures, qui ne sont accompagnées d'aucun phénomène électrique apparent, mais peuvent entraîner et entraînent effectivement, en général, d'importants phénomènes d'électrisation interne ;

2° Les *modifications thermodynamiques quelconques*, accompagnées d'un phénomène électrique apparent tel que : courant de conduction, ionisation, émission de centres chargés, etc.

III. — MODIFICATIONS THERMODYNAMIQUES PURES.

Considérons un système matériel subissant une transformation qui ne soit accompagnée d'aucun phénomène électrique apparent. Il pourra cependant être le siège de phénomènes électriques internes que nous allons essayer de rattacher aux modifications visibles dont il est le siège. Nous supposerons que la transformation ne donne lieu à aucune rupture d'atome. Cette condition paraît exiger que le système ne soit pas conducteur.

Partageons ce système en éléments de volume dont nous désignerons les températures par  $\Theta_1, \Theta_2, \dots$

Soient  $+dm_1$  et  $-dm_1$  les charges élémentaires <sup>(1)</sup> simultanément développées dans l'élément dont la température est  $\Theta_1$ ; soient, en outre,  $q_1, q'_1, q''_1, \dots$  les autres paramètres dont dépend l'état de cet élément.

Nous admettrons que les charges  $dm_1, dm_2, \dots$  s'expriment en fonction des modifications sensibles correspondantes par des relations de la forme :

$$(2) \quad \begin{cases} dm_1 = A_1 dq_1 + A'_1 dq'_1 + \dots + M_1 d\Theta_1 \\ dm_2 = A_2 dq_2 + A'_2 dq'_2 + \dots + M_2 d\Theta_2 \\ \dots \dots \dots \end{cases}$$

analogues à celles dont M. Lippmann a montré toute la fécondité dans l'étude des modifications matérielles accompagnées d'électrisation sensible. Pour plus de généralité nous pouvons supposer ici que les coefficients A et M sont en général fonctions, non seulement des paramètres  $q$  et  $\Theta$ , mais aussi des vitesses de déformations  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$ .

La première des relations (2) permet de considérer  $dm_1$  comme la somme des charges  $A_1 dq_1, A'_1 dq'_1, \dots, M_1 d\Theta_1$  respectivement dévelop-

---

(1) On doit considérer  $+dm_1$  comme la somme des charges positives et  $-dm_1$  comme celle des charges négatives simultanément développées dans l'élément de volume. Ce serait donc une erreur d'envisager l'ensemble de ces deux charges comme formant un doublet unique. Elles doivent être considérées comme subdivisées en un très grand nombre de doublets dont le moment électrique total est nul.

pées dans l'élément de volume considéré par les modifications  $dq_1, dq'_1, \dots, d\Theta_1$ . De même, la charge simultanée  $-dm_1$  peut être regardée comme la somme des charges  $-A_1 dq_1, -A'_1 dq'_1$ .

Or, l'apparition simultanée des charges  $+A_1 dq_1$  et  $-A_1 dq_1$  constitue un courant de déplacement proportionnel à  $A_1 \frac{dq_1}{dt}$ .

D'après l'hypothèse que nous avons précédemment adoptée, la production d'un tel courant donne lieu à un dégagement de chaleur de Siemens proportionnel au carré du courant, c'est-à-dire à  $A_1^2 \left(\frac{dq_1}{dt}\right)^2$ .

Ce dégagement sera nul pour  $A_1 = 0$  et pour  $\frac{dq_1}{dt} = 0$ . On obtient alors les résultats suivants :

1° Si la transformation est réversible, c'est-à-dire si les  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  sont tous infiniment petits, la chaleur de Siemens, composée de termes proportionnels aux  $A^2 \left(\frac{dq}{dt}\right)^2$  et aux  $M^2 \left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2$ , c'est-à-dire du second ordre, devra être considérée comme nulle.

*Ainsi, dans toute transformation réversible, la chaleur de Siemens est nulle.*

2° Réciproquement supposons nulle la chaleur de Siemens. Deux cas sont alors à distinguer.

*Premier cas.* — Tous les coefficients  $A$  et  $M$  sont différents de zéro (cas général).

Dans ce cas, tous les  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  sont négligeables, c'est-à-dire infiniment petits ou nuls, en même temps que la chaleur de Siemens; la transformation est donc réversible. *Les transformations non accompagnées de chaleur de Siemens sont donc généralement réversibles.*

*Deuxième cas.* — Quelques-uns des coefficients  $A$  ou  $M$  sont nuls. Les quotients  $\frac{dq}{dt}$  et  $\frac{d\Theta}{dt}$  relatifs aux coefficients nuls peuvent alors être finis et différents de zéro (auquel cas la transformation est irréversible) sans apparition de chaleur de Siemens :

*Exceptionnellement, certaines transformations non accompagnées de chaleur de Siemens peuvent être irréversibles.*

Il est facile de voir que ces transformations particulières n'entraînent aucune électrisation des divers éléments de volume du système.

Soient en effet  $A_i$  ou  $M_i$  les coefficients nuls ;  $A_j$  et  $M_j$  ceux différents de zéro. La chaleur de Siemens étant nulle, par hypothèse, les  $\frac{dq_j}{dt}$  et  $\frac{d\Theta_j}{dt}$  sont infiniment petits ou nuls, mais les  $\frac{dq_i}{dt}$  et  $\frac{d\Theta_i}{dt}$  peuvent être tous différents de zéro. Les  $dq_j$  et  $d\Theta_j$  sont alors négligeables devant les  $dq_i$  et les  $d\Theta_i$ . Tous les  $Adq$  et  $Md\Theta$  étant alors nuls (les uns par les A ou M, les autres par les  $dq$  ou  $d\Theta$ ), il en est de même de tous les  $dm$ . Il n'y a donc pas électrisation.

*Ainsi les transformations qui peuvent s'accomplir irréversiblement sans chaleur de Siemens ne sont accompagnées d'aucune électrisation.*

Si l'on rapproche ces résultats des énoncés thermodynamiques précédemment rappelés, nous voyons que (pour les transformations purement thermodynamiques s'effectuant sans rupture d'atomes) la chaleur de Siemens se manifeste ou disparaît précisément dans les mêmes conditions que la chaleur non compensée, les transformations irréversibles non accompagnées d'électrisation étant assimilables aux transformations irréversibles sans frottement ni viscosité envisagées par M. Duhem et M. Amagat.

*Nous sommes donc conduits à identifier la chaleur non compensée dégagée dans toute modification purement thermodynamique s'accomplissant sans rupture d'atomes à la chaleur de Siemens, essentiellement positive qui accompagne l'électrisation des éléments de volume du système.*

Pour chaque élément de volume, cette chaleur s'exprime par une somme de termes proportionnels aux carrés des vitesses de déformations indépendantes. Elle disparaît lorsque ces vitesses sont toutes infiniment petites ou nulles.

On conçoit toute l'importance de ce résultat. Il y a donc lieu d'examiner plus attentivement les conditions d'apparition de la chaleur de Siemens et d'en préciser l'origine.

A cet effet nous observerons que l'électrisation d'un élément de volume résulte en fait de l'électrisation des atomes qu'il renferme.

Or, dans le cas étudié ici, où n'intervient aucune rupture d'atome, cette électrisation est attribuable aux seules déformations atomiques. Nous sommes donc conduits à rattacher la chaleur de Siemens aux déformations atomiques et à formuler l'hypothèse suivante :

*Toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie est accompagnée d'un dégagement (essentiellement positif) de chaleur, à laquelle nous donnerons, par extension, le nom de chaleur de Siemens.*

## IV. — MODIFICATION THERMODYNAMIQUE QUELCONQUE.

Le cas où la modification thermodynamique considérée comporte l'apparition de phénomènes électriques sensibles est un peu plus délicat.

Néanmoins il est permis de trouver dans les remarques suivantes des indications paraissant établir que, dans ce cas plus général, la chaleur non compensée reconnaît encore la même origine.

Observons, en effet, que les phénomènes électriques sensibles (électricité libre, conduction, ionisation, désagrégation atomique, etc.) comportent généralement l'apparition d'ions ou d'électrons libres.

Il y a donc lieu d'étudier ce qui se passe, au point de vue thermique, lors de la rupture partielle d'un atome avec mise en liberté d'un électron.

L'analyse du phénomène est très simple.

Une telle rupture est généralement précédée, en effet, d'une déformation progressive de l'atome sous l'action de forces extérieures à cet atome; en outre, elle est toujours suivie d'une déformation spontanée et de sens contraire, qui tend à ramener l'édifice atomique dans un état stable voisin de son état primitif. Or, cette déformation spontanée, consécutive à la rupture, s'opère toujours avec une vitesse finie, car la rupture laisse évidemment l'atome hors d'équilibre. Si donc nous acceptons l'hypothèse formulée à fin du paragraphe précédent nous devons admettre que :

*La perte d'un électron est toujours immédiatement suivie (elle est d'ailleurs généralement précédée) d'un dégagement de chaleur de Siemens.*

Un raisonnement semblable paraît devoir s'appliquer aux perturbations finies qui accompagnent soit la recombinaison d'un électron négatif avec un atome positif, soit encore la formation, la rupture ou la recombinaison des ions, soit enfin la scission d'un atome en plusieurs autres avec ou sans libération concomitante d'électrons.

Dans ces conditions, il paraît indiqué d'étendre à une modification quelconque l'interprétation que nous avons précédemment obtenue pour la chaleur non compensée et de soumettre à l'examen la proposition générale suivante :

*Dans toute transformation thermodynamique, la chaleur non com-*

*pensée peut toujours être identifiée avec de la chaleur de Siemens, c'est-à-dire avec la chaleur essentiellement positive qui accompagne toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie.*

On admettra volontiers qu'il soit actuellement très difficile, sinon tout à fait impossible, d'appuyer cette hypothèse d'une démonstration ou d'une vérification générales. Tout ce qu'on peut faire, semble-t-il, c'est d'examiner jusqu'à quel point elle est susceptible de s'adapter aux faits dans tel ou tel cas particulier.

Nous observerons d'abord que cette hypothèse permet d'étendre aux systèmes *conducteurs* et, plus généralement, à un système quelconque, conducteur ou non, où peuvent intervenir des ruptures et des reconstitutions d'atomes, les résultats obtenus au paragraphe précédent pour les transformations thermodynamiques pures. Rien ne nous empêche, en effet, de supposer que ces ruptures et ces reconstitutions soient diversement et arbitrairement effectuées dans chaque élément de volume de manière à n'engendrer aucun phénomène électrique extérieur; il est donc permis d'attribuer le dégagement de chaleur non compensée aux déformations concomitantes des atomes.

*Chaleur de Joule.* — Considérons ensuite la chaleur non compensée connue sous le nom de Joule, c'est-à-dire celle dégagée dans un conducteur ou dans un électrolyte par un courant de conduction que nous supposerons d'abord constant.

Si l'on admet — comme on le fait volontiers aujourd'hui — que les phénomènes de conduction métallique ou électrolytique comportent la libération et la recombinaison successives d'ions ou d'électrons et, conformément aux hypothèses précédentes, qu'il en résulte, pour les atomes, des déformations à vitesse finie dégageant de la chaleur, on aura rattaché très simplement le mécanisme de la chaleur de Joule à celui de la chaleur de Siemens.

*Chaleur dégagée par les corps radio-actifs.* — L'hypothèse que la chaleur non compensée est attribuable, en toutes circonstances, aux déformations atomiques, paraît rendre compte également de la chaleur spontanément dégagée par les corps radio-actifs. On sait que la plus grande partie de cette chaleur est due à l'absorption des divers rayons et notamment à celle des rayons  $\alpha$ . Or une telle absorption ne peut manquer d'être accompagnée de violentes déformations atomiques, l'énergie cinétique des particules projetées par la substance radio-active étant extrêmement considérable.

Notre hypothèse exigerait toutefois qu'indépendamment de la chaleur provenant de l'absorption des rayons de diverses espèces il y eût une certaine quantité de chaleur dégagée — dans la substance radio-active elle-même — par les déformations atomiques qui accompagnent vraisemblablement sa désintégration.

L'expérience a montré que cette quantité de chaleur ne saurait être qu'une faible fraction de l'énergie totale dissipée; mais il ne semble pas cependant que les évaluations qui en aient été faites puissent permettre d'affirmer que cette fraction soit rigoureusement nulle et n'atteigne pas, par exemple, une valeur de 1 0/0.

J'observerai en terminant que l'hypothèse attribuant à la chaleur non compensée une origine électrique est plus ou moins explicitement postulée par certaines théories thermodynamiques classiques. Helmholtz, en particulier, a fondé la théorie de la pile sur l'hypothèse que l'énergie électrique disponible dans cet appareil est égale à la chaleur non compensée dégagée par la réaction chimique s'accomplissant en circuit ouvert. On sait quelles vérifications expérimentales confirment *a posteriori* la légitimité de cette hypothèse.

---