

Adaptation électrique d'un convertisseur d'énergie pyroélectrique

J.P. Capron, P. Gonnard, Y. Fétiqueau

► **To cite this version:**

J.P. Capron, P. Gonnard, Y. Fétiqueau. Adaptation électrique d'un convertisseur d'énergie pyroélectrique. *Revue de Physique Appliquée, Société française de physique / EDP*, 1977, 12 (4), pp.547-552. 10.1051/rphysap:01977001204054700 . jpa-00244208

HAL Id: jpa-00244208

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00244208>

Submitted on 1 Jan 1977

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.

Classification
Physics Abstracts
8.770

ADAPTATION ÉLECTRIQUE D'UN CONVERTISSEUR D'ÉNERGIE PYROÉLECTRIQUE

J. P. CAPRON, P. GONNARD et Y. FETIVEAU

Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectrique, INSA de Lyon,
20 avenue A.-Einstein, 69621 Villeurbanne, France

(Reçu le 8 octobre 1976, accepté le 22 décembre 1976)

Résumé. — Cette note concerne l'étude d'un convertisseur d'énergie pyroélectrique réversible. Les paramètres fondamentaux permettant d'optimiser l'énergie électrique récupérée sur une résistance d'utilisation sont étudiés. Un calcul théorique définit les facteurs de qualité pyroélectriques du matériau ainsi que la résistance d'adaptation. Une étude expérimentale de l'énergie électrique récupérée lors d'une attaque thermique impulsionnelle permet de vérifier ces résultats théoriques.

Abstract. — This paper describes a reversible pyroelectric power converter. The fundamental parameters leading to the optimization of the electrical energy absorbed by a resistive load are studied. From a theoretical development, the pyroelectric merit figure and the matched resistive load of the material have been calculated. An experimental study of the electrical energy supplied by the converter during a thermal pulse has enabled the accuracy of the theory to be tested.

Introduction. — Les matériaux pyroélectriques sont des matériaux polaires dont la polarisation spontanée varie avec la température. Parmi ces matériaux certains sont ferroélectriques c'est-à-dire que le sens de la polarisation spontanée peut être renversé par un champ électrique ; la relation $P(E)$ est donc représentée par un cycle d'hystérésis. Après suppression du champ électrique, ces matériaux conservent une polarisation rémanente et c'est la variation de cette polarisation rémanente avec la température qui permet la libération d'un courant électrique dans une charge fermée sur la céramique. Cette conversion d'énergie est réversible si on ne franchit pas la température de Curie du matériau.

Les matériaux pyroélectriques sont principalement utilisés comme capteur de tension dans la détection du rayonnement infra-rouge (détecteur infra-rouge, camera infra-rouge de télévision).

Ce travail a pour but d'étudier les paramètres qui interviennent dans le cas d'un capteur d'énergie et d'optimiser l'énergie récupérée sur une résistance d'utilisation. Nous avons calculé théoriquement les facteurs de qualité pyroélectriques du matériau ainsi que la résistance d'adaptation théorique et nous avons effectué une vérification expérimentale de ces résultats.

1. Etude théorique de la conversion d'énergie pyroélectrique en régime thermique impulsionnel. — Considérons le circuit suivant :

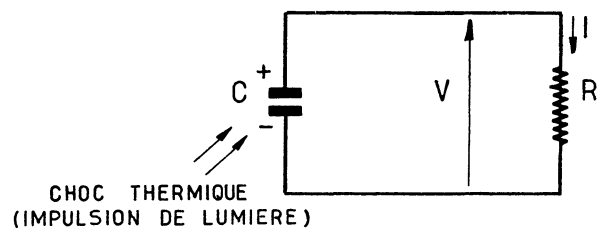


FIG. 1. — Principe de la conversion.
[Ferroelectric conversion process.]

La capacité C représente l'échantillon pyroélectrique préalablement polarisé dont la polarisation varie sous l'influence d'une variation de température. La valeur de cette capacité est égale à la capacité propre de la céramique en parallèle avec la capacité parasite du montage.

La capacité propre de la céramique varie avec la température, mais varie peu pour une faible variation de température si l'on se trouve assez loin du point de Curie.

La résistance R représente la résistance dans laquelle se décharge la capacité.

La variation de l'induction électrique aux bornes de la pastille s'écrit :

$$dD = \varepsilon dE + p d\theta \quad (1)$$

ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{dQ}{S} = \frac{C}{S} dV + p d\theta$$

S représente la surface du condensateur plan formé par l'échantillon

p le coefficient pyroélectrique

$d\theta$ la variation de température.

Pour la résistance R , on peut écrire :

$$V = e \cdot E = - R \cdot \frac{dQ}{dt}$$

E représente le champ aux bornes de l'échantillon et e l'épaisseur de celui-ci.

Donc

$$dQ = - \frac{eE}{R} dt \quad (2)$$

ou encore :

$$\frac{dQ}{S} = - \frac{eE}{RS} dt .$$

Posons

$$\rho = \frac{R \cdot S}{e}$$

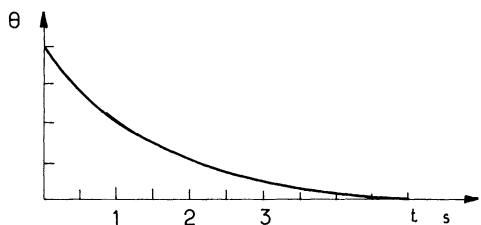
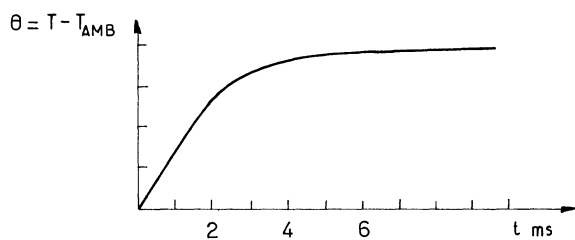


FIG. 2. — Impulsion de température à des échelles de temps différentes ($\theta_{\max} \approx 4^\circ\text{C}$ pour les matériaux PLZT et BaTiO_3 et $\theta_{\max} \approx 23^\circ\text{C}$ pour le TGS).

[Thermal pulse at different scales ($\theta_{\max} \approx 4^\circ\text{C}$ for PLZT and BaTiO_3 materials and $\theta_{\max} \approx 23^\circ\text{C}$ for TGS material).]

la relation (2) s'écrit :

$$\frac{dQ}{S} = - \frac{E}{\rho} dt .$$

Des relations (1) et (2), on tire :

$$\boxed{\varepsilon \frac{dE}{dt} + \frac{E}{\rho} = - p \frac{d\theta}{dt}} \quad (3)$$

Pour intégrer cette équation différentielle, il faut connaître $\theta = f(t)$; dans le cas de notre appareillage, la variation de température est du type impulsionnel (voir Fig. 2).

On peut prendre alors comme modèle pour $\theta = f(t)$:

$$\theta = A(e^{-t/a} - e^{-t/b}) \text{ avec } a \gg b .$$

Cette équation représente la différence de deux exponentielles, l'une avec une constante de temps très brève, l'autre avec une constante de temps plus longue.

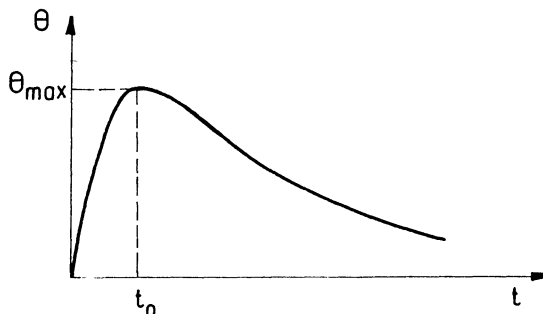


FIG. 3. — Impulsion de température (modèle mathématique). [Thermal pulse (mathematical model).]

En écrivant qu'au temps $t = t_0$, $d\theta/dt = 0$ on obtient :

$$A = \frac{\theta_{\max}}{e^{-t_0/a} - e^{-t_0/b}} > \theta_{\max} .$$

La détermination des constantes a et b se fait à partir des enregistrements de $\theta = f(t)$.

La solution de l'équation différentielle (3) s'écrit :

$$\boxed{E = \frac{p \cdot A \cdot \rho (a - b)}{(b - \varepsilon \rho) (a - \varepsilon \rho)} e^{-t/\rho \varepsilon} + \frac{p \cdot A \cdot \rho}{a - \varepsilon \rho} e^{-t/a} - \frac{p \cdot A \cdot \rho}{b - \varepsilon \rho} e^{-t/b}} \quad (4)$$

Cette équation représente la variation du champ électrique aux bornes de l'échantillon pyroélectrique en fonction du temps.

L'énergie électrique récupérée dans la résistance R s'écrit :

$$W_e = \int_0^\infty \frac{V^2}{R} \cdot dt = \int_0^\infty \frac{e^2 \cdot E^2}{R} \cdot dt$$

avec

$$\rho = \frac{R \cdot S}{e} \quad W_e = \int_0^\infty \frac{E^2}{\rho} \cdot v_0 \cdot dt$$

où v_0 représente le volume de l'échantillon étudié.

L'énergie par unité de volume s'écrit donc :

$$W = \int_0^\infty \frac{E^2}{\rho} \cdot dt.$$

Soit en prenant la valeur de E donnée par l'équation (4) :

$$W = \frac{p^2 A^2 \rho^2 (a-b)^2 \varepsilon}{2(b-\varepsilon\rho)^2 (a-\varepsilon\rho)^2} + \frac{p^2 A^2 \rho^2 a}{2(a-\varepsilon\rho)^2} + \frac{bp^2 A^2 \rho^2}{2\rho(b-\varepsilon\rho)^2} + \frac{2p^2 A^2 \rho^2 (a-b)}{(b-\varepsilon\rho)(a-\varepsilon\rho)^2 \rho \left(\frac{1}{\rho\varepsilon} + \frac{1}{a}\right)} - \frac{2p^2 A^2 \rho^2 (a-b)}{(b-\varepsilon\rho)^2 (a-\varepsilon\rho) \rho \left(\frac{1}{\rho\varepsilon} + \frac{1}{b}\right)} - \frac{2p^2 A^2 \rho^2}{(a-\rho\varepsilon)(b-\rho\varepsilon) \rho \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{a}\right)}.$$

Cette relation se simplifie et devient en posant $x = \varepsilon\rho$

$$\frac{W}{p^2 \cdot A^2} = \frac{x(a-b)^2}{2(a+b)(a+x)(b+x)} \quad (5)$$

L'énergie W sera maximum quand $dW/dx = 0$, c'est-à-dire pour :

$$x = \varepsilon\rho = RC = \sqrt{ab}$$

et aura pour valeur :

$$W_{\max} = \frac{p^2 A^2}{2\varepsilon} \frac{(a-b)^2}{(a+b)(2\sqrt{ab} + a + b)}$$

Dans le cas où a est très grand devant b , cette relation devient :

$$W_{\max} = \frac{p^2 A^2}{2\varepsilon} \frac{a}{2\sqrt{ab} + a}$$

avec dans ce cas $A \neq \theta_{\max}$

que l'on peut aussi écrire :

$$W_{\max} = \frac{p^2 A^2}{2\varepsilon} \frac{\sqrt{ab}}{2b + \sqrt{ab}}$$

On voit donc qu'à l'adaptation, c'est-à-dire pour la résistance optimale, l'énergie sera importante si :

- ε est faible,
- p est grand,
- θ_{\max} est grand.

On en déduit un facteur de qualité caractérisant cette conversion d'énergie pyroélectrique :

$$\frac{p^2}{\varepsilon}$$

Remarque. — Dans le cas où l'on fait intervenir la résistance de fuite de l'échantillon, l'énergie récupérée est en fait :

$$W_{\text{ext}} = \frac{aRC}{(a+RC)(b+RC)} \frac{Rf}{Rf+R_{\text{ext}}} \frac{p^2 A^2}{2\varepsilon}$$

et cette énergie est maximale pour :

$$R_{\text{ext}} = Rf \sqrt{\frac{ab}{(b+CR)(a+CR)}} \quad (R = R_{\text{ext}} // Rf).$$

2. Appareillage d'étude et résultats obtenus.

2.1 APPAREILLAGE D'ÉTUDE. Pour produire une variation de température sur nos échantillons, nous avons utilisé un flash lumineux produit par un tube à décharge au Xénon, type VQX 15 S 20 API Verre et Quartz (Fig. 4). Ce tube à décharge est placé dans un réflecteur cylindrique.

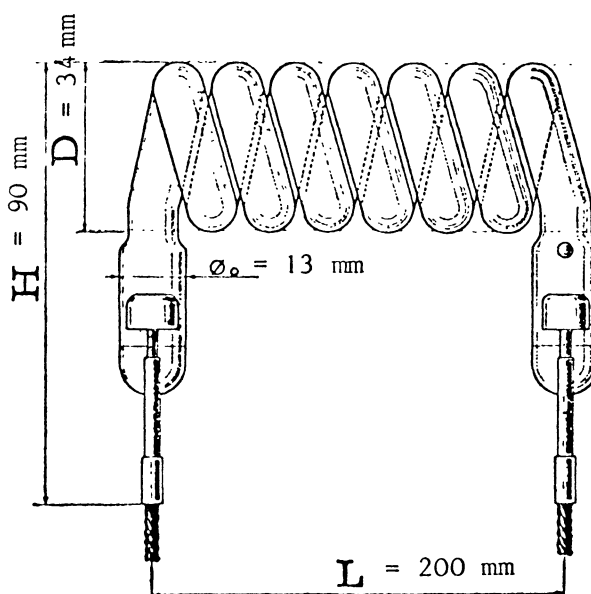


FIG. 4. — Tube à décharge. [Flashtube.]

Le schéma de son alimentation est donné figure 5.

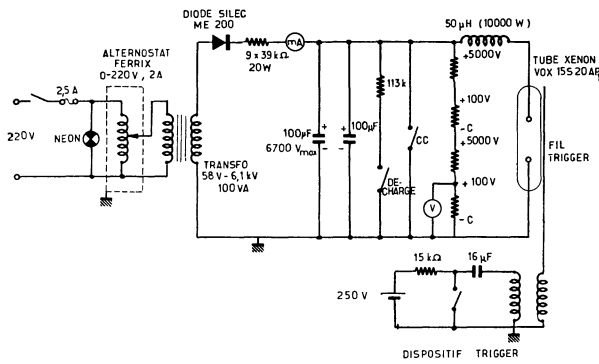


FIG. 5. — Alimentation du tube à décharge.
[Flashtube power supply.]

L'échantillon est placé sur un radiateur comme le montre la figure 6.

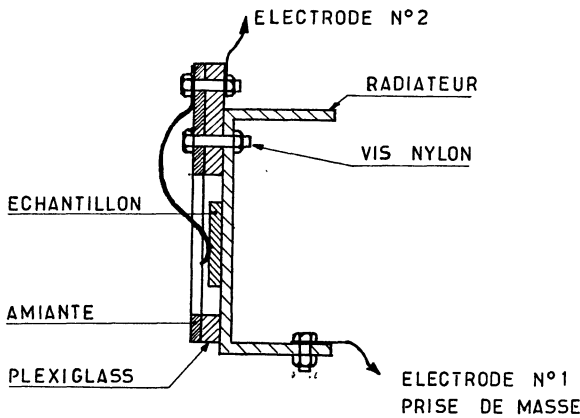


FIG. 6. — Porte échantillon.
[Sample holder.]

Pour mesurer la tension aux bornes de la résistance de charge R , on utilise un amplificateur adaptateur d'impédance (Fig. 7). Un amplificateur opérationnel type LH 042 de National semi-conducteur, dont l'impédance d'entrée en mode différentiel est de $10^{12} \Omega$ est monté en diviseur de tension ; le slewrate de cet

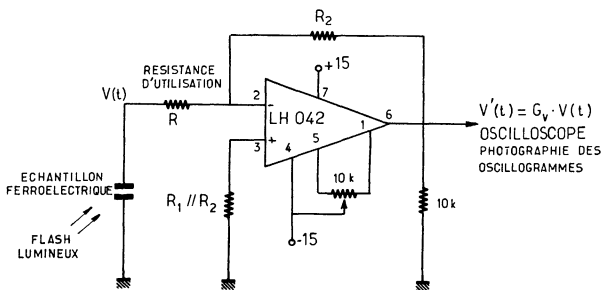


FIG. 7. — Circuit amplificateur et adaptateur d'impédances.
[Amplifier circuit and load adaptor.]

amplificateur est de $1,5 \text{ V}/\mu\text{s}$, donc compatible avec nos signaux. Le gain en tension est :

$$G_v = \frac{R_2}{R} < 1 \text{ puisque } R_2 < R.$$

Les calculs de :

$$Q = \frac{1}{R \cdot S_0} \int V \cdot dt \text{ (charges écoulées)}$$

et

$$W = \frac{1}{R \cdot v_0} \int V^2 \cdot dt \text{ (énergie libérée)}$$

s_0 : surface de l'échantillon

v_0 : volume de l'échantillon

se font par intégration des courbes $V(t)$ et $V^2(t)$ par la méthode des trapèzes.

2.2 ETUDE DES OSCILLOGRAMMES $V(t)$ SUR DIFFÉRENTES RÉISTANCES DE CHARGE. — L'impulsion de tension obtenue pour une résistance $R = 10 \text{ k}\Omega$ a la forme suivante :

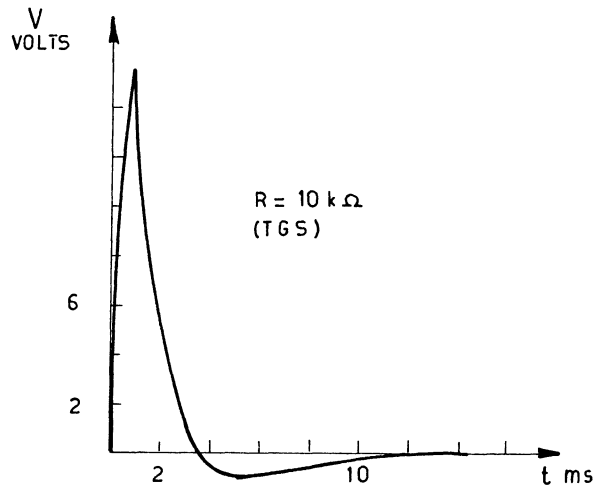


FIG. 8. — Impulsion de tension sur résistance faible.
[Low load voltage pulse.]

On constate une impulsion positive et une impulsion négative. Ici, on est presque dans le cas d'une décharge en court-circuit. La forme de la tension obtenue représente donc sensiblement la dérivée de la courbe $\theta = f(t)$ puisque

$$dQ = C \cdot dV + p \cdot S \cdot d\theta$$

devient avec

$$V = 0 \text{ et } dV = 0$$

$$dQ = pSd\theta, \quad Q = pS \cdot \theta(t)$$

or

$$V = Ri = R \cdot \frac{dQ}{dt} = RpS \frac{d\theta}{dt}.$$

L'impulsion positive correspond donc à l'élévation de température et l'impulsion négative, d'amplitude beaucoup plus faible, correspond au refroidissement de l'échantillon. L'expression de l'énergie étant proportionnelle au carré de la tension, le calcul montre que l'énergie correspondant à l'impulsion négative est négligeable devant celle correspondant à l'impulsion positive.

L'impulsion de tension obtenue pour une résistance infinie ou très grande serait la suivante :

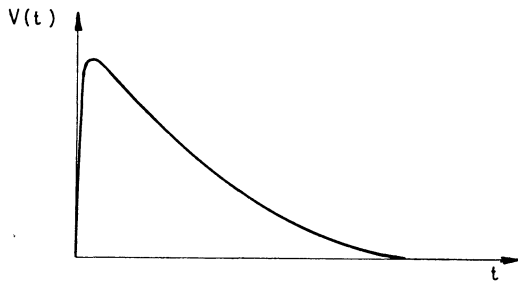


FIG. 9. — Impulsion de tension sur résistance infinie.
[High load voltage pulse.]

Cette courbe est l'image de la variation de température de l'échantillon, en effet :

$$dQ = C dV + pS d\theta$$

$$dQ = 0$$

$$C dV = - pS d\theta$$

$$dV = - \frac{pS}{C} d\theta$$

$$V = - \frac{pS}{C} \theta(t).$$

Malheureusement, on ne peut utiliser cette méthode pour obtenir la variation de température à cause de la résistance de fuite de l'échantillon.

2.3 MESURE ET ENREGISTREMENT DE L'IMPULSION DE TEMPÉRATURE. — Pour obtenir la courbe de la variation de la température de l'échantillon en fonction du temps, nous avons relevé la tension aux bornes d'une capacité de 11,5 μ F en fonction du temps au cours d'une décharge.

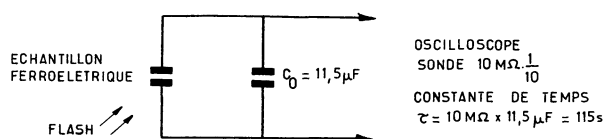


FIG. 10. — Circuit utilisé pour l'enregistrement de l'impulsion de température.

[Thermal pulse recording circuit.]

La capacité C_0 ayant une forte valeur par rapport à la capacité propre de l'échantillon, la tension obtenue à ses bornes est très faible (de l'ordre de 150 mV), on peut donc considérer que l'on réalise pratiquement les conditions du court-circuit. On peut alors écrire :

$$V \neq 0, \quad dV = 0$$

aux bornes de l'échantillon

$$dQ = C dV + pS d\theta = pS d\theta.$$

La variation de tension aux bornes de C_0 est :

$$dV = \frac{dQ}{C_0} = \frac{pS}{C_0} d\theta$$

et

$$V(t) = \frac{pS}{C_0} \cdot \theta(t).$$

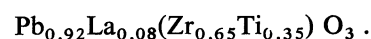
Si p est constant, l'enregistrement de la tension aux bornes d'une capacité d'assez forte valeur représente donc la courbe $\theta(t)$. Cette courbe $\theta(t)$ nous permet de déterminer les constantes a, b, A de notre étude théorique ainsi que la valeur θ_{\max} de l'échauffement de l'échantillon.

2.4 CONCLUSIONS : PERFORMANCES DE L'APPAREIL- LAGE. — Notre dispositif d'attaque thermique nous permet d'obtenir des variations de températures de 4 à 25 °C. L'écart de température de 25 °C étant obtenu pour le TGS avec une tension de charge des capacités du flash de 4 000 V. Il nous permet également d'obtenir des temps de montée en température très faible : 3 ms environ.

2.5 RÉSULTATS (voir tableau). — Nous avons choisi trois matériaux présentant de bonnes propriétés pyroélectriques pour effectuer une vérification expérimentale de nos résultats théoriques :

— le TGS ou Triglycine sulfate, sous forme monocristalline, matériau très utilisé en pyroélectricité ; il est ferroélectrique à la température ambiante et devient paraélectrique au dessus de sa température de Curie : $T_c = 49$ °C. Son axe ferroélectrique est l'axe b perpendiculaire au plan de clivage du monocristal ;

— le PLZT ou Zircono titanate de plomb dopé avec 8 % de lanthane, sous forme céramique. La composition choisie est :



Il est ferroélectrique à la température ambiante, présente une phase intermédiaire entre 105 °C et 166 °C caractérisée par des *Slim-loop* et devient paraélectrique au-dessus de 166 °C ;

— le BaTiO₃ ou titanate de Baryum, sous forme céramique ; il est ferroélectrique à température ambiante et devient paraélectrique au-dessus de 129 °C.

TABLEAU

| Echantillon | TGS monocristal | PLZT (1) céramique | PLZT (2) céramique | BaTiO ₃ céramique |
|---|---|--|--|---|
| Electrodes | Or + Cu métallisé sous vide | Vernis à l'argent | Or + Cu métallisé sous vide | Vernis à l'argent + encre de chine |
| Dimensions | | | | |
| e (μm) | 580 | 330 | 620 | 270 |
| s (mm^2) | 130 | 101 | 120 | 111 |
| θ_{max} | 23 | 4 | 3,4 | 4,1 |
| ϵ_r | 48,7 | 1 862 | 1 740 | 2 600 |
| $\frac{p^2}{\epsilon}$ ($\text{J}/\text{m}^3 \cdot (^\circ\text{C})^2$) | 370 | 24,3 | 24,3 | 48,6 |
| Résistance adapta- tion théorique ($\text{M}\Omega$) | 14,5 | 14,2 | 32 | 5,15 |
| Energie maximum théorique ($\mu\text{J}/\text{cm}^3$) | $38,3 \times 10^3$ | 540 | 400 | 348 |
| Résistance adapta- tion pratique ($\text{M}\Omega$) | 3,8 | 15 | 70 | 0,500 |
| Energie maximum récupérée ($\mu\text{J}/\text{cm}^3$) | $3,6 \times 10^3$ ($156 \mu\text{J}/\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$) | 360 ($90 \mu\text{J}/\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$) | 240 ($70,6 \mu\text{J}/\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$) | 75 ($18,2 \mu\text{J}/\text{cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$) |
| Conductivité ther- mique ($\text{W}/^\circ\text{C} \cdot \text{m}$) | 5×10^{-3} | 2,1 | 2,1 | 6 |
| η (rendement) | $6 \times 10^{-3} \%$ | $3,5 \times 10^{-3} \%$ | $2,7 \times 10^{-3} \%$ | $0,65 \times 10^{-3} \%$ |

2.6 CONCLUSIONS. — Les résultats théoriques se vérifient pour les deux matériaux PLZT. On constate que le rendement (rapport de l'énergie électrique récupérée à la quantité de chaleur absorbée) est meilleur pour le PLZT (1) par suite de son épaisseur plus faible.

Pour le TGS, la différence entre les résultats pratiques et les résultats théoriques peut s'expliquer :

- pour l'énergie, compte tenu de la conductivité thermique très faible du TGS, le gradient thermique entre la face d'attaque et la face plaquée contre le radiateur est très important et de ce fait, on fait une erreur dans le calcul de l'énergie ramenée au cm^3 ;
- pour la résistance d'adaptation, la résistance de fuite fausse certainement les résultats.

On peut constater d'autre part que le coefficient de conductibilité thermique joue un rôle important

dans le cas d'un régime thermique variable puisque l'échauffement du TGS est le plus important, bien que sa chaleur spécifique C_p soit plus forte.

Les conditions nécessaires à l'obtention d'une énergie élevée dans ce mode de conversion sont :

- très bon facteur p^2/ϵ
- résistance de fuite très élevée
- chaleur spécifique faible
- conductivité thermique faible.

La résistance d'adaptation dépend de la montée en température, du refroidissement et de la résistance de fuite. Notons enfin que notre méthode de calcul peut être utilisée pour calculer la résistance d'adaptation pour des variations de température de forme différentes.

Bibliographie

- [1] EYRAUD, L., *Diélectriques Solides Anisotropes et Ferroélectricité* (Gauthier-Villars Paris).
 [2] BROUSSAUD, G., *Optoélectronique* (Masson Paris).
 [3] DAUGUET, A., *La détection des radiations I. R. et ses applications* (Dunod Paris).
 [4] CAPRON, J. P., Thèse Lyon 1976.
 [5] PUTLEY, E. H., *Infrared applications of the pyroelectric effect. Optics and Laser Technology* August 1971.
 [6] GONZALO, J. A., *Ferroelectric materials as energy converters* *Ferroelectrics* 11 (1976) 423-430.