

# VERS UN ETALON QUANTIQUE DE TENSION ALTERNATIVE

O. Monnoye, P. Cancela, S. Djordjevic, C. Hauck, F. Piquemal, A. Poletaëff  
BNM-LNE  
33 Avenue du général Leclerc  
92260 Fontenay aux Roses  
France

## Résumé

L'utilisation de réseaux de jonctions Josephson non hystériques donne accès à la génération rapide et univoque de niveaux de tension de sortie constants et d'exactitude fondamentale. La rapidité des transitions entre plusieurs tensions en sortie du réseau permet d'envisager la génération de tensions dépendant du temps (ie. : alternatives). Dans cet exposé, nous faisons tout d'abord un bref rappel sur l'effet Josephson et son utilisation dans la conservation du volt. Nous donnons ensuite deux méthodes pour exploiter les réseaux de jonctions supraconductrices en générateurs de tensions alternatives. De récents résultats expérimentaux illustrent ces propos.

## Abstract

Using non hysteretic Josephson junction arrays enables the quick and unambiguous synthesis of DC voltages of fundamental accuracy. Furthermore, the synthesis of time depending (ie.: AC) voltages is under reach by switching rapidly between different output levels. Next, we shortly review the underlying physics and the achievements of the Josephson junction arrays as DC voltage standards. We then give two methods using these arrays for synthesizing AC voltages. Recent experimental results illustrate our presentation.

## Introduction

L'effet Josephson est utilisé depuis maintenant plusieurs années comme outil de conservation du volt en courant continu dans de nombreux laboratoires nationaux de métrologie [ 1, 2, 3]. Il constitue à l'heure actuelle le moyen le plus performant de déterminer une tension en courant continu. Pour les signaux alternatifs en revanche, il n'existe pas encore d'étalon de tension de précision fondamentale. Les tensions alternatives sont à l'heure actuelle comparées à des tensions continues par l'intermédiaire de transferts thermiques : la valeur efficace d'un signal alternatif est la tension continue qu'il faut appliquer à une résistance pour obtenir la même dépense énergétique que lorsqu'on lui applique le signal alternatif.

Les avancées technologiques dans la fabrication des jonctions Josephson permettent depuis peu d'obtenir des réseaux délivrant des niveaux de tension suffisamment élevés (jusqu'à 10 V) et facilement sélectionnables. Quelques microsecondes suffisent maintenant pour générer une tension calculable aux bornes d'un réseau, ce qui permet d'imaginer la création d'un étalon fondamental de tensions alternatives. Il suffit en effet de décomposer le signal alternatif en une succession de niveaux continus et de générer une séquence rapide de ceux-ci.

Deux méthodes se dégagent pour commander un étalon de tension Josephson de cette façon : la première consiste à diviser le réseau en différents segments polarisables individuellement et à faire varier le nombre de jonctions polarisées. La seconde consiste à exciter le réseau par un train d'impulsions de fréquence modulable et ainsi de faire varier la tension de sortie. La description détaillée de ces deux méthodes constituera la plus grande partie de cet exposé. Rappelons tout d'abord les performances actuelles des étalons fondamentaux de tension continue.

## Etalons de tension continue

L'étalon quantique de conservation du volt en courant continu est basé sur l'effet Josephson. Celui-ci relie la tension aux bornes d'une jonction tunnel entre deux éléments supraconducteurs (jonction Josephson) au courant qui la traverse. Traversée par un courant  $I_p(t) = I + I_{RF} \sin(2\pi ft)$ , la jonction Josephson génère à ses bornes une tension alternative  $V(t)$  dont la moyenne  $V$  montre une dépendance hautement non-linéaire avec  $I$ . La caractéristique courant-tension de la jonction (figure 1a) montre des paliers de tension, appelés marches de Shapiro [4], de valeur  $V = n f \Phi_0$ ;  $n$  est un nombre entier utilisé pour numéroter les marches et  $\Phi_0 = h/2e$  est le quantum de flux magnétique. Sur ces marches, dont la position et la taille sur l'axe des intensités  $I$  (dites de polarisation) dépend des caractéristiques physiques de la jonction Josephson, la tension  $V$  ne dépend que du nombre entier  $n$ , d'un rapport de deux constantes fondamentales (la charge de l'électron et la constante de Planck) et de la fréquence du courant exciteur. C'est pourquoi ces marches sont devenues les références de conservation du volt. Dans ce cadre, une constante  $K_J$  a été définie pour représenter la grandeur  $I/\Phi_0$  et lever

les incertitudes sur sa mesure dans la détermination des tensions ; sa valeur,  $K_{J90}$ , a été adoptée par consensus international par tous les laboratoires nationaux de métrologie avec comme date d'application le 1<sup>er</sup> Janvier 1990. Ainsi,  $K_{J90}$  a pour valeur exacte  $483597,9\text{GHz}/V$  et l'effet Josephson est décrit en métrologie des tensions par la formule  $V=nf/K_J$ . L'incertitude sur la valeur des tensions continues générées ne dépend donc plus théoriquement que des incertitudes sur la fréquence  $f$  du courant exciteur. Cette grandeur est très bien maîtrisée du point de vue métrologique, ce qui permet d'atteindre des niveaux de reproductibilité inégalés dans la conservation de l'unité de tension. Ainsi, les comparaisons directes des dispositifs complets à effet Josephson ont montré des accords à un niveau de quelques  $10^{-10}$  en valeur relative [5]). La tension moyenne d'une jonction Josephson irradiée par un courant de fréquence 10GHz et polarisée sur sa première marche est de  $V \approx 20\mu\text{V}$ . Pour obtenir un niveau de tension de l'ordre du volt, plusieurs milliers d'entre elles sont connectées en série dans ce qu'on appelle des réseaux de jonctions. Pour des raisons technologiques, il était difficile jusqu'à présent d'obtenir de nombreuses jonctions de caractéristiques identiques.

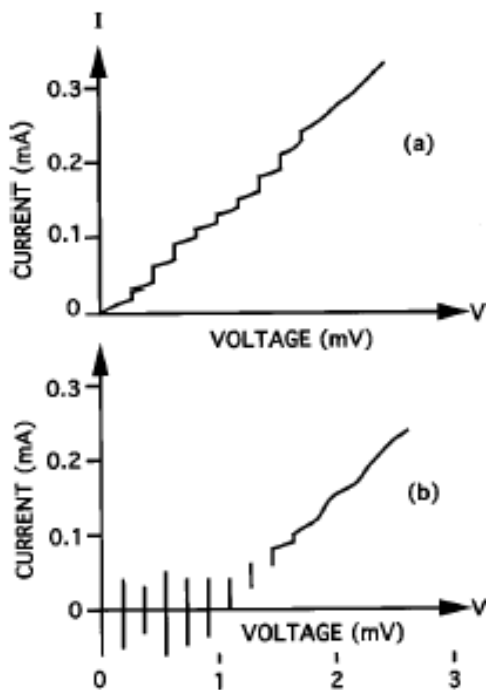


Figure 1 : Caractéristiques courant-tension de jonctions irradiées par une onde radiofréquence : (a) cas où la jonction n'est pas hystérétique, (b) jonction hystérétique (d'après [ 6]).

Toutes les jonctions du réseau ne pouvaient pas être polarisées sur la même marche avec le même courant (condition nécessaire pour pouvoir associer des jonctions ayant une caractéristique I-V présentée

figure 1a). C'est pourquoi les réseaux utilisés en métrologie des tensions continues sont constitués de jonctions Josephson de caractéristiques courant-tension hystérétiques (figure 1b). Lorsqu'un tel réseau est irradié par une onde hyperfréquence sinusoïdale, il développe un ensemble de marches de tension qui coupent l'axe des courants nuls (figure 1b) et qui sont donc sélectionnables sans appliquer de courant. En conséquence, il existe un grand nombre de tensions possibles en sortie d'un tel réseau, pour de mêmes conditions de polarisation. Cet avantage peut devenir un inconvénient car, l'obtention d'un niveau de tension en sortie n'étant pas univoque, celui-ci peut changer d'une marche à une autre de manière imprévisible sous l'effet du bruit, ce qui rend difficile la sélection rapide d'une tension définie.

Ces réseaux sont néanmoins très fiables et sont maintenant utilisés dans de nombreux laboratoires nationaux de métrologie pour la conservation du volt [ 1, 2, 3]. Ils autorisent des raccordements avec une incertitude d'étalonnage de l'ordre de la dizaine de nanovolts dépendant essentiellement de l'étalon à raccorder.

Les récents progrès en matière de conception des réseaux de jonctions Josephson non-hystérétiques permettent maintenant d'associer plusieurs jonctions de paramètres quasiment identiques en série [ 7, 8]. Dans un tel cas, chaque jonction du réseau peut être polarisée sur sa première marche avec un seul courant de polarisation. En d'autres termes, une association de  $n$  jonctions non hystérétiques de paramètres identiques en série se comporte du point de vue de sa caractéristique I-V comme une seule jonction de mêmes paramètres mais dont le niveau de sortie en tension est  $n$  fois plus élevé.

Le premier avantage de ces réseaux réside dans la possibilité de sélectionner la tension de sortie de façon non ambiguë. L'état de l'art dans ce domaine consiste à associer en série plusieurs segments  $i$  contenant chacun  $n_i$  jonctions, la suite  $n_i$  constituant une progression pseudo-binaire [ 9, 10]. Il s'agit ensuite de choisir quels segments seront polarisés sur la marche  $n=1$  et quels segments seront polarisés sur la marche  $n=0$  pour obtenir le niveau de tension souhaité (qui sera proportionnel au nombre total de jonctions polarisées sur la marche  $n=1$ ). A fréquence d'irradiation donnée, la tension de sortie de ces réseaux dépend donc d'un code imposé par l'utilisateur, c'est pourquoi ils sont appelés réseaux programmables.

Malgré un courant de polarisation non nul, et qui peut être bruité, les performances de ces réseaux restent comparables à celles des réseaux hystérétiques, en conséquence du caractère quantique du phénomène. Nous avons ainsi récemment mesuré une différence de  $(0,14 \pm 0,22)\text{nV}$  entre les tensions de sortie d'un réseau hystérétique et d'un réseau programmable, pour un niveau de tension de 3mV.

Un autre avantage de ces réseaux non hystérétiques est la rapidité avec laquelle la tension de sortie peut transiter d'un niveau à un autre. Elle permet d'envisager la création d'un étalon quantique de tensions variables dans le temps.

## Étalons de tension alternative

Deux méthodes sont envisagées pour la génération de tensions alternatives. La première utilise l'aspect programmable de la tension de sortie pour faire varier rapidement la tension continue et ainsi obtenir une tension alternative. Il s'agit d'échantillonner le signal désiré à intervalle régulier et de générer la tension voulue pendant cet intervalle de temps. La tension de sortie est ainsi programmée comme une tension continue entre deux instants d'échantillonnages. Les tensions alternatives obtenues sont en forme de marches d'escalier.

La principale limite de cette méthode est due à la vitesse de l'électronique de commande. En particulier, l'exactitude du signal alternatif généré dépend de la fréquence d'échantillonnage : plus elle est grande par rapport à la fréquence du signal, et plus celui-ci est « lisse ». On estime par simulation numérique que l'erreur relative due à l'échantillonnage est de  $300 \cdot 10^{-6}$  pour une fréquence d'échantillonnage 1000 fois supérieure à la fréquence du signal désiré, et qu'un facteur 10 en incertitude est gagné si on multiplie également par 10 la fréquence d'échantillonnage. Par exemple, pour obtenir un signal de fréquence 1kHz avec une incertitude de l'ordre du  $10^{-6}$ , il faut l'échantillonner à la fréquence 100MHz. Un signal échantillonné et bloqué à cette fréquence nécessite des temps de montée des sources de polarisation de l'ordre de la nanoseconde. L'état actuel de l'électronique rapide nous limite donc à des fréquences de signal ne pouvant dépasser les 10kHz. De plus, notre estimation des erreurs d'échantillonnage ne prend pas en compte les transitoires entre les différents états des composants électroniques. L'influence de ces transitoires est d'autant plus importante que les sources de polarisation sont directement interfacées aux jonctions Josephson, qui sont très sensibles aux impulsions courtes (comme nous le décrirons plus tard). Enfin, le grand nombre d'échantillons à stocker en mémoire dans le cadre d'un sur-échantillonnage aussi important constitue lui aussi une limitation.

Toutes ces raisons nous amènent à n'utiliser cette méthode que dans le domaine des basses fréquences (depuis le continu jusqu'à 1kHz).

Une première source de polarisation nous a permis de générer des signaux alternatifs (de forme arbitraire) avec une erreur d'échantillonnage (transitoires compris) de l'ordre de 1% sur la valeur efficace. La figure 2 montre la sinusoïde que nous avons obtenue en utilisant un réseau programmable de 510 jonctions divisé en 8 segments de 2, 4, 8, 16,

32, 64, 128 et 256 jonctions. Un courant de polarisation de  $0, \pm 1 \text{mA}$ , nécessaire pour placer les jonctions sur leur marche  $n=0, \pm 1$  est envoyé sur les différents segments de façon à reproduire une sinusoïde de fréquence 10Hz et d'amplitude  $a=510f/K_J$ . Notre fréquence d'irradiation  $f$  valant  $f=10\text{GHz}$ , la tension efficace désirée était  $V_{eff}=7,457\text{mV}$ . La fréquence d'échantillonnage de 10kHz nous a permis d'obtenir une erreur de l'ordre de 1% sur la valeur efficace désirée.

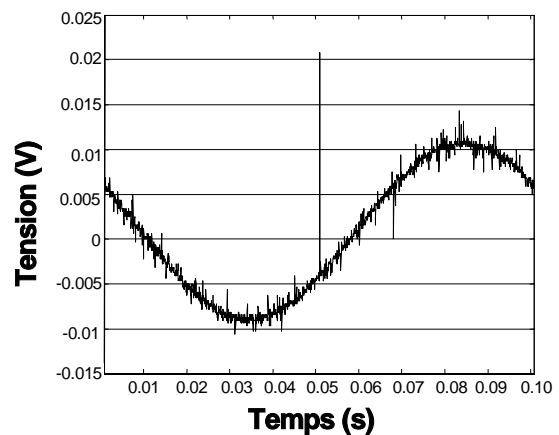


Figure 2 : Signal de sortie d'un réseau programmable de 510 jonctions commandé par une sinusoïde échantillonnée à 10kHz. Signal obtenu après un filtrage à deux étages à 100 puis 50kHz.

Malgré un filtrage d'ordre 2 (filtre LC du premier ordre de fréquence de coupure 100kHz, puis filtre numérique de l'oscilloscope de fréquence de coupure 50kHz), le signal mesuré est très fortement entaché de bruit. L'observation du spectre du signal fait apparaître une composante importante à 90kHz, que les filtres ne diminuent pas suffisamment. Cette composante est due à un mauvais découplage électrique entre le circuit de commande de la source de polarisation (relié à un ordinateur) et son circuit de sortie (relié au réseau). Elle montre bien la grande sensibilité des réseaux Josephson aux problèmes de commutation électrique dans le circuit de polarisation.

Un filtrage d'ordre plus important n'apporte que peu d'amélioration au niveau des incertitudes dues à la commutation et ne permet pas d'atteindre l'objectif de  $10^{-6}$ . De plus, un filtrage à une fréquence plus basse risque de déformer le signal. Ainsi, l'amélioration du filtre en sortie ne permet pas d'atteindre l'objectif fixé, et le principal effort à fournir concerne la source de polarisation.

Les limitations (en fréquence notamment) et la difficulté technologique de fabrication d'une source de courant de polarisation commutant rapidement et délivrant un courant stable conduisent à rechercher une autre solution pour commander un réseau de jonctions Josephson en générateur de signaux alternatifs. La méthode précédente consistait à faire

varier le nombre de jonctions polarisées sur les marches  $n=0, \pm 1$  à fréquence d'irradiation constante pour obtenir une tension variable dans le temps. Une autre méthode serait de faire varier la fréquence d'irradiation en gardant le nombre de jonctions constant. Toutefois, l'amplitude des marches (la taille du domaine de courant de polarisation avec lequel on peut commander ces marches) varie fortement avec la fréquence d'irradiation dans le cas d'une onde radiofréquence sinusoïdale. Cette variation est tellement importante que l'amplitude des marches de tension peut s'annuler, en particulier dans le domaine des basses fréquences d'irradiation (en pratique, aucune marche n'est utilisable en dessous du dixième de la fréquence caractéristique de la jonction, c'est-à-dire en dessous de 1GHz comme on peut le voir sur la figure 3). Néanmoins, si on irradie le réseau par un train d'impulsions gaussiennes de fréquence de répétition  $f$ , on obtient également des marches de tension de valeur  $V=nf/K_J$  mais dans ce cas l'amplitude des marches de tension ne dépend plus de la fréquence  $f$ . Cette propriété physique des jonctions supraconductrices, illustrée figure 3, va être utilisée pour commander les réseaux, que l'on appellera réseaux à commande impulsionnelle.

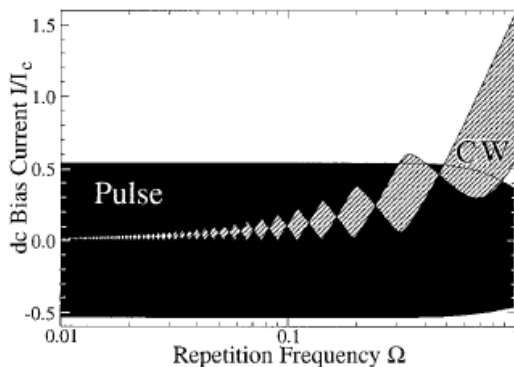


Figure 3 : Limites du courant polarisant une jonction Josephson sur la marche  $n=1$  en fonction de la fréquence d'irradiation dans le cas d'une irradiation par une onde sinusoïdale (région grise) et par un train d'impulsions gaussiennes (région noire).  $I_c$  est le courant critique de la jonction (de l'ordre de 1mA),  $\Omega=ff_c$  avec  $f$  fréquence de l'onde et  $f_c$  fréquence critique de la jonction (de l'ordre de 10 GHz). D'après [11].

Expliquons le fonctionnement des réseaux à commande impulsionnelle dans le cas simple de la génération de tensions continues. Irradiée par une impulsion de courant, la jonction génère une impulsion de tension dont l'aire (intégrée par rapport au temps) est quantifiée (égale à  $n/K_J$ ,  $n$  étant un entier dépendant de l'amplitude de l'impulsion de courant). En envoyant sur le réseau un train régulier d'impulsions de courant (de fréquence de répétition  $f$  constante) pendant la durée  $T$ , le réseau aura reçu

un nombre  $fT$  d'impulsions de courant. L'aire totale de la somme des impulsions de tension générées vaudra  $fTn/K_J$ , aire correspondant à une tension moyenne  $V=nf/K_J$  aux bornes de la jonction pendant la durée  $T$ . L'obtention de signaux alternatifs est ensuite réalisée par modulation de la fréquence  $f$  de répétition des impulsions de courant.

Il s'agit de générer une tension périodique quelconque comprise à chaque instant entre les valeurs  $+nf/K_J$  et  $-nf/K_J$  sous la forme d'une succession d'impulsions de tension d'aire  $\pm n/K_J$  (qu'on appellera impulsions  $\pm 1$ ). On représentera par exemple un signal carré d'amplitude  $nf/K_J$  et de fréquence  $f/10$  par la suite 11111-1-1-1-1-1, l'arrivée des bits (1 ou -1) sur le réseau se faisant à la fréquence de répétition  $f$ .

On réalise cette modulation par un algorithme de type  $\Delta\Sigma$ , qui présente l'avantage de repousser très loin le bruit de quantification. On montre par une simulation sur la figure 4 qu'en sur-échantillonnant un signal de la même façon que dans l'exemple précédent (soit 1000 fois par période), les premières composantes du bruit d'amplitude supérieure à -80dB par rapport au fondamental sont repoussées à 100 fois sa fréquence.

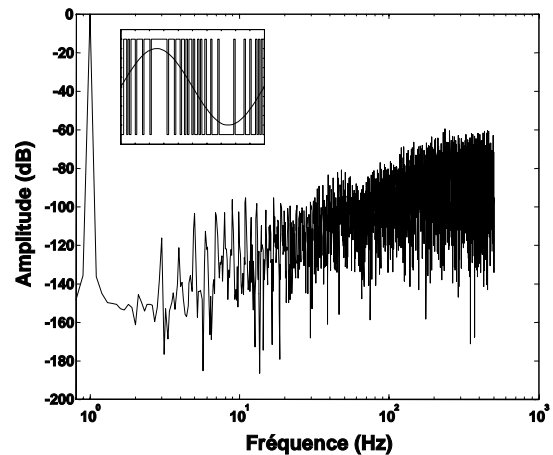


Figure 4 : Transformée de Fourier discrète d'un signal sinusoïdal échantillonné 1000 fois par période et traité par une modulation  $\Delta\Sigma$  d'ordre 2 (résultat de simulation). En encart, on montre la superposition d'une sinusoïde et de sa modulation par l'algorithme  $\Delta\Sigma$ .

Comme avec la méthode précédente, le bruit sera d'autant plus éloigné spectralement du fondamental et de bas niveau que la fréquence d'échantillonnage sera élevée. Ceci nécessite là aussi une électronique commutant à haute vitesse (un taux de répétition des impulsions de courant de 5GHz est actuellement étudié). Toutefois, contrairement à la méthode précédente, les niveaux de polarisation en courant n'ont pas besoin d'être très stables puisque par définition la source de polarisation fonctionnera en mode impulsionnel. De plus, le fonctionnement de la jonction dépend peu de la forme des impulsions de courant. C'est pourquoi cette méthode permet

d'obtenir des signaux de fréquences plus élevées et nécessite des outils de filtrage plus simples que la méthode précédente. Ainsi, un filtre de structure simple (typiquement filtre de Butterworth passe-bas d'ordre 3) de réponse calculable est suffisant pour éliminer le bruit de quantification.

En utilisant une technologie de génération et de modulation des impulsions empruntée aux télécommunications, cette méthode nous permet d'envisager des incertitudes de l'ordre du  $10^{-6}$  à des fréquences pouvant atteindre 10kHz (puis 1MHz).

## **Conclusion**

L'effet Josephson est un phénomène incontournable en métrologie du volt. Nous avons revu dans cet exposé les principales réussites de l'utilisation des réseaux de jonctions Josephson dans l'étalonnage des tensions continues. Nous avons également montré les perspectives en matière de tensions alternatives, les performances attendues et les principales difficultés.

Au delà des progrès attendus en métrologie des tensions alternatives (comparaison étalon quantique/transfert thermique), les applications d'un étalon quantique de tension alternative sont nombreuses, notamment dans le domaine de la thermométrie, où l'étalon Josephson pourrait servir de source de bruit blanc de référence aux thermomètres utilisant le bruit Johnson.

## **Références**

[1] J. P. Lo-Hive et G. Geneves, "Effet Josephson et Métrologie du Volt au BNM-LCIE", Bulletin du BNM, Vol. 93, pp. 17-26, 1993.

[2] R. Pöpel *et al.*, "Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Nb-Josephson Voltage Standards at 1V and 10V", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 40, pp. 298-300, Avril 1991.

[3] C. A. Hamilton *et al.*, "Operation of NIST Josephson Array Voltage Standards", J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., Vol. 95, pp. 219-235, Mai-Juin 1990.

[4] S. Shapiro, "Josephson Currents in Superconducting Tunneling: the Effect of Microwaves and other Observations", Phys. Rev. Lett., Vol. 11, pp. 80-82, Juillet 1963.

[5] D. Reymann and T.J. Witt, "International comparison of Josephson array voltage standards", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 42, pp. 596-599, 1993.

[6] C.A. Hamilton, "Josephson Voltage Standards", Rev. Sci. Instrum., Vol. 71, pp. 3611-3623, Octobre 2000.

---

[7] H. Schulze *et al.*, "Nb/Al/AIO<sub>x</sub>/AIO<sub>x</sub>/Al/Nb Josephson Junctions for Programmable Voltage Standards", Appl. Phys. Lett., Vol. 73, pp. 996-998, Août 1998.

[8] S. P. Benz, "Superconductor-Normal-Superconductor Junctions for Programmable Voltage Standards", Appl. Phys. Lett., Vol. 67, pp. 2714-2716, Octobre 1995.

[9] S. P. Benz *et al.*, "Stable 1 Volt Programmable Voltage Standard", Appl. Phys. Lett., Vol. 71, pp. 1866-1868, Septembre 1997.

[10] R. Behr *et al.*, "Application of Josephson Series Arrays to a DC Quantum Voltmeter", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 50, pp. 185-187, Avril 2001.

[11] S. P. Benz and C.A. Hamilton, "A pulse-driven programmable Josephson voltage standard", Appl. Phys. Lett., Vol. 68, pp. 3171-3173, Mai 1996.