

ジョセフソン線路における磁束量子の挙動

電電公社・武蔵野通研 新田淳作, 松田 梓, 川上剛司

I. 序

ジョセフソン線路中の磁束は

$$\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{sec}$$

で量子化されており, しかもこれはソリトンとして線路中を伝搬する。これはジョセフソン線路が次の摂動項を付加した sine-Gordon 方程式に従うためである。

$$\varphi_{xx} - \varphi_{tt} = \sin \varphi + \alpha \varphi_t - \beta \varphi_{xx} - \gamma \quad (1)$$

ここで摂動項中, 第一項 α は準粒子トンネリングロス, 第二項 β は超伝導体表面の rf ロス, 第三項 γ は外部からのバイアス電流に起因する。これらの摂動項が磁束量子ソリトンの伝搬プロフィールに及ぼす影響について, 磁束量子観測に基づく実験とシミュレーション解析を行なった結果を報告する。

II. ジョセフソン線路の基本的特性¹⁾

作製したジョセフソン線路の素子構造は, 図 1 中に示されている。線路部分は Nb/Nb-oxide/Pb トンネル接合で, 外部からのバイアス電流は素子全体に均一に流れる様, 楕形電極を通じて給供される。実験は長さ 1 cm のジョセフソン線路の入力端に単一電圧パルスを加え

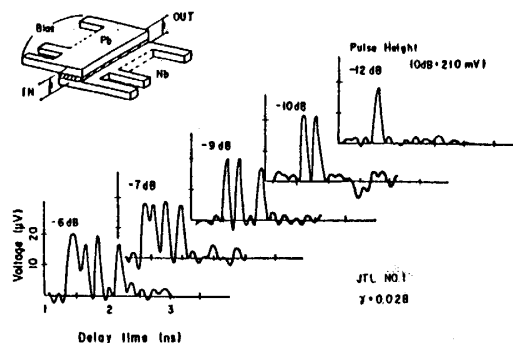


図 1. Wave-form profiles as a function of input pulse height with fixed bias current $\gamma = 0.028$. Respective peaks correspond to fluxon passage.

図 1

た際、出力端に現われる電圧応答を観測した。磁束量子の観測システムは、計算機を用いた高速サンプリング法²⁾により $2\mu\text{V}$, 60 psec の分解能を有している。

図1は出力端で得られた電圧波形であり、単一の入力電圧パルスに対し、波形は磁束量子を単位とするソリトン列に変換されている。出力されるソリトンの数は入力電圧高に依存し、この特性は図2の様にまとめられる。

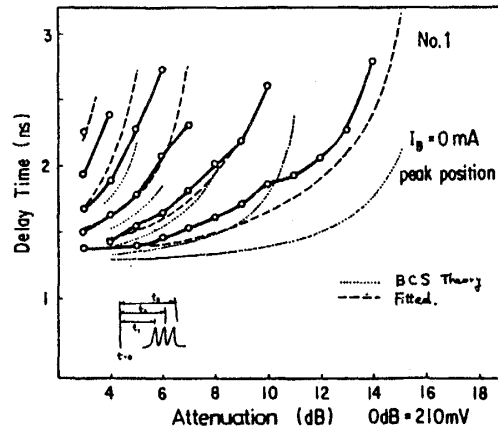


図2 Propagation delay time for respective fluxons as a function of input pulse height with $\gamma = 0$. Dashed and dotted lines indicate simulation results for $\beta = 0.023$ and $\beta = 0.0029$. α is fixed at 0.0041 .

図2

実験結果と比較するため、(1)式に実験系を再現する境界条件と初期条件を課しシミュレーション解析を行なった。 α の値はモニター用ジョセフソン接合のI-V特性より実験的に $\alpha = 0.0041$ と決定した。また β の値はBCS理論に基づいたHalbritter³⁾の方法により、 $\beta = 0.0029$ が求まる。図2における実験ではバイアス電流を供給していないため $\gamma = 0$ である。図2中点線は上記のパラメータを用いたシミュレーション結果であるが、出力ソリトンの間隔が狭く、伝搬時間が早くなるため実験結果をうまく再現しない。これは実際の β の値は金属的性質の残った酸化膜の存在により、理論値よりも大きくなっているためと予想される。そこで β をフィッティングパラメータとして、シミュレーションを行なった結果、破線で示される様に $\beta = 0.023$ で、実験とほぼよい一致を見た。

次に γ とソリトンの伝搬波形の関係について調べた。図3に示す様に γ を大きく(バイアス電流を大きく)するにつれ、磁束量子はローレンツ力を受け、伝搬速度が大きくなるとともに波形が急峻になる事が確認された。 $\gamma > 0.6$ では波形が不安定となり、 $\gamma = 0.71$ にすると、入力電圧波形に極めて類似した波形が観測された。これは γ の大きい条件下では、 ϕ の時間的、

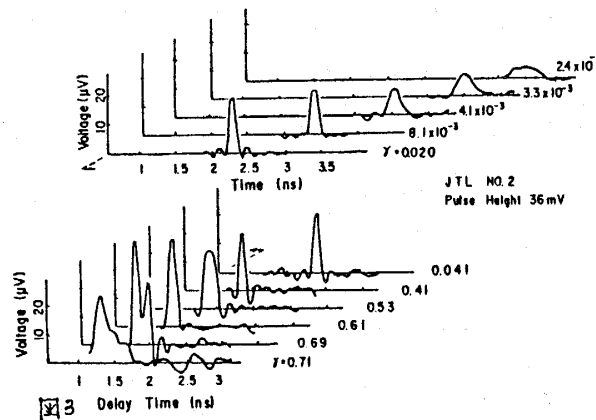


図3 Wave-form profiles as a function of γ .

図 3

空間的变化が早いため, (1) 式中非線形な $\sin \varphi$ の項が平均化され, 線形線路に近い状態に対応していると考えられる。

Ⅲ. ダンピング抵抗付きジョセフソン線路の特性⁴⁾

ジョセフソン線路に並列にダンピング抵抗を付加することにより, 等価的な準粒子トンネルロス α の大きな線路を作製した。素子構造と伝搬波形を図 4 に示す。

I-V 特性より得られた α は 0.66 で $r = 0.545$ と r の大きな条件下でも安定なソリトン波形が観測された。 α の伝搬時間に及ぼす効果について調べるためⅡで得られた結果と比較すると図 5 の様になる。 α を大きくすると伝搬時間は長くなるが, 高い r の値でも安定に伝搬し r のほぼ全領域にわたり伝搬時間が変化している。

摂動項とソリトンの伝搬速度の関係について McLaughlin と Scott がキंक解近似を用いた解析を行なっている。⁵⁾ それによれば, α , r が β に比べて充分大きい時, 伝搬速度は次式で表わされる。

$$u = u_0 \left[1 + \left(\frac{4\alpha}{\pi r} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

但し u_0 は線路媒質中を進む電磁波速度に対応し, 本実験で作製した線路の場合 $u_0 = 8.3 \times 10^6$ m/sec となる。図 6 はダンピング抵抗付きの線路について得られた実験結果を (2) 式と比較したものである。入力 -15 dB と -10 dB の違いは磁束量子が形成された際の初速度の違いによる影響であることを考慮すれば, 実験結果と M-S 理論は良く一致している。これは (1) 式において α , r が大きく, 準粒子ロス項, バイアス項が sine-Gordon 方程式と比べ無視出来ない場合でも 1 キंक解は良い近似を与えていることを示唆している。

次に単一電圧入力パルスから磁束量子が形成される過程についてシミュレーション解析を行

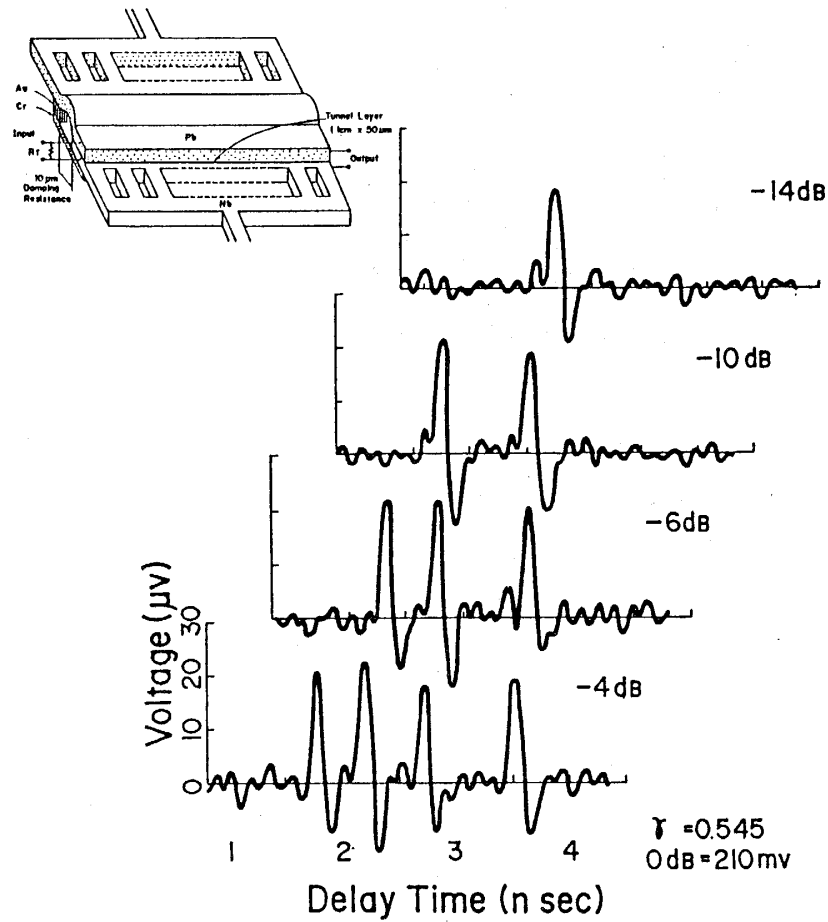


図4 Wave-form profiles as a function of input pulse height with $\alpha=0.66$.

図 4

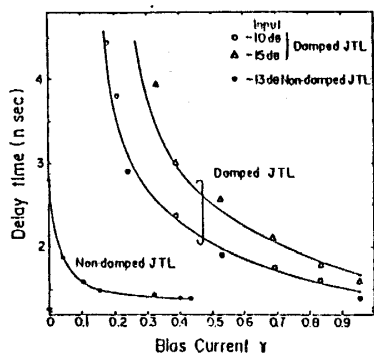


図5 Comparison of propagation times between $\alpha=0.0041$ (Non-damped) and $\alpha=0.66$ (Damped).

図 5

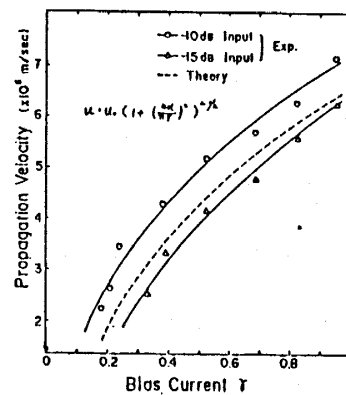


図6 Comparison of experimental results and M-S theory.

図 6

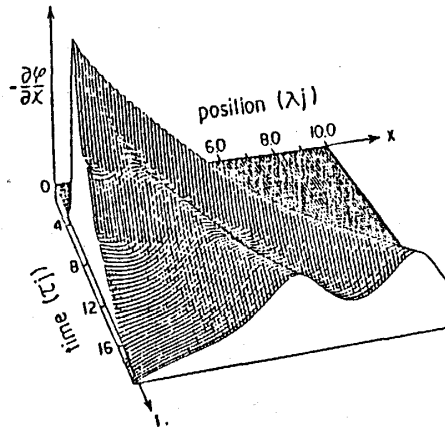


図7 Current distribution curve $(-\partial\phi/\partial x)$ on space-time plane for $\alpha=0.66$, $\gamma=0.545$ and input pulse of -10 dB. Position $x=0$ corresponds to input termination.

図7

なった。図7の $-\partial\phi/\partial x$ は超伝導電極表面を流れるうず電流に対応し、磁束に比例した量である。 $x=0$ はジョセフソン線路における入力端に相当し、その時間的变化は実効的な入力電流波形を表わしている。この入力端における電流ピークは時間の経過とともに2つの異なった初速度をもつ磁束量子へと分割し、やがて(2)式で表わされる平衡速度へ収束していく。これは入力が異なった速度をもつソリトンの重ね合わせにより表わされることを意味している。但し入力が磁束量子の整数倍でない場合、磁束量子に満たない分だけうず電流が発生するが、これは伝搬することなく入力端で消滅する。 α を小さくしてゆくと各々の磁束量子のもつ初速度は大きくなるが、初速度の違いは小さくなることが確かめられた。

Ⅳ. まとめ

ジョセフソン線路中を伝搬する磁束量子ソリトンに及ぼす摂動項の効果は次の通りである。

- (i) 準粒子トンネルロスに起因する α を大きくすると伝搬速度は小さくなるが、高い γ の値でも安定に伝搬し、伝搬時間制御が容易となる。
- (ii) 超伝導 rf ロスに起因する β は、ソリトン間の間隔を大きくする効果をもたらす。
- (iii) バイアス電流に起因する γ は、磁束量子にローレンツ力として働き、伝搬速度を増加させるとともに伝搬波形を急峻にする。

なお、磁束の量子化条件の緩和された抵抗結合ジョセフソン線路、ソリトンの衝突実験については文献 6), 7) を参照されたい。

References

- 1) A. Matsuda and T. Kawakami, Phys. Rev. Lett. **51**, 694 (1983)
- 2) A. Matsuda and S. Uehara, Appl. Phys. Lett. **41**, 770 (1982)
- 3) Halbritter, Z. Phys. **238**, 466 (1970)
- 4) J. Nitta, A. Matsuda and T. Kawakami, J. Appl. Phys. to be published in April issue (1984)
- 5) D. N. McLaughlin and A. C. Scott, Phys. Rev. **A18**, 1652 (1978)
- 6) J. Nitta, A. Matsuda and T. Kawakami, Appl. Phys. Lett. to be published
- 7) 松田, 川上 物理学会秋の分科会予稿集 13 p-C-2 275 (1983)

固体の熱膨張とソリトン

京大・工 宗 像 豊 哲

従来固体の熱膨張は系の自由エネルギー $F(T, V)$ を温度 T と体積 V の関数として求め状態方程式 $P = -\partial F / \partial V$ に基づいて議論されてきた。我々は熱膨張の動的側面を考察し、非線形格子波の変調と熱膨張の密接な関係を明示した。

A. Modulation と averaged Lagrangian

次の Hamiltonian $\mathcal{H}$ をもつ一次元格子系を考える。

$$\mathcal{H} = \frac{M}{2} \sum_n \dot{u}_n^2 + f \sum_n \left[r_n^2 / 2 - p r_n^3 / 3 h_0 + q r_n^4 / 4 h_0^2 \right], \quad r_n = u_n - u_{n-1} \quad (1)$$

ここに u_n は n -th atom の平衡位置からの変位であり、 $p > 0$, $q > 0$ は非線形性を規定するパラメータである。変調の問題を考える為に u_n を

$$u_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \psi_m e^{im\theta}, \quad \theta = knh_0 - \omega(k)t, \quad (2)$$

$$\omega(k) = 2\sqrt{f/M} \sin\left(\frac{kh_0}{2}\right)$$