

# Josephson-effektus alkalmazása a mikrohullámú tartományban

DR. KENDERESSY MIKLÓS

Távközlési Kutató Intézet



## ÖSSZEFOGLALÁS

A Josephson-effektus alig 20 éve ismert a technikában, azóta azonban világszerte nagyon intenzív kutatás folyik az alkalmazása érdekében. Fő alkalmazási területe a híradástechnika és a számítástechnika, de alkalmazzák a mérés technikában is különleges célokra. A mikrohullámú technikában rezgésként, detektorként, keverőként és erősítőként lehet felhasználni. Közvetlen rezgésként ritkán alkalmazzák a Josephson-átmenetet, mert az így előállítható teljesítmény nagyon kicsiny. A cikk ezért csak a további alkalmazásokkal foglalkozik részletesebben. Detektorként való felhasználás esetére megtalálhatók a számítási alapok és konkrét mérési eredmények is. Keverőként és erősítőként való alkalmazásnak csak az elméleti alapjai vannak adva, a gyakorlati alkalmazásról egy külön cikk fog beszámolni.

## Bevezetés

Alig több mint 20 éve, hogy B. D. Josephson elméletileg megállapította az azóta róla elnevezett effektus létezését, és ezen rövid idő alatt a jelenséget nemcsak kísérletileg igazolták, hanem számos területen alkalmazzák is. Ezzel egyidőben azonban nagyon intenzív kutató munka folyik világszerte a technológia javítása és az alkalmazhatóság szélesítése érdekében. A Josephson-effektus mikrohullámú alkalmazásával foglalkoznak a Müncheni Műszaki Egyetem Nagyfrekvenciás Tanszékén is, ahol alkalmas volt ebben a munkában közreműködni. Az itt szerzett tapasztalatról ad rövid áttekintést ez a cikk.

## A Josephson-effektus elve röviden

1913-ban Heike Kamerlingh Onnes felfedezte a szupravezetést [1], vagyis azt a jelenséget, hogy igen alacsony hőmérsékleten (néhány Kelvin-fok) egyes fémek ellenállása gyakorlatilag zérusra csökken. Ennek a jelenségnek a magyarázatát csak több mint 40 évvel később sikerült megadni. Ennek lényege az, hogy míg normál vezetés esetén az áramvezetést elektronok végzik, addig szupravezetési állapotban speciális elektronpárok, melyeket felfedezőjükéről Cooper-pároknak neveztek el [2]. A Cooper-párok főbb jellemzői:

- a benne levő elektronok impulzusa ellenkező, ezért az eredő impulzus zérus
- a két elektron spinje is ellenkező, ezért az eredő spin is zérus,
- a Cooper-párok tömege kétszeres elektron-tömeg,
- a Cooper-pár töltése kétszeres elektron-töltés,
- egy szupravezetőben levő valamennyi Cooper-pár azonos fázisban mozog,

## DR. KENDERESSY MIKLÓS

1958-ban szerzett a Budapesti Műszaki Egyetemen gyengeáramú villamosmérnöki oklevelet. Munkáját a Távközlési Kutató Intézetben kezdte, ahol jelenleg is dolgozik. Első szakterülete mikrohullámú műszerek fejlesztése volt. E témában elért új eredményeiért 1962-ben egyetemi doktori címet kapott, 1967-ben pedig megszerezte a műsza-

ki tudományok kandidátusa címet is. 1969 óta foglalkozik mikrohullámú berendezések tervezésével. Ezen a téren elért eredményeiért 1978-ban Állami Díjat kapott. 1963 óta részt vesz az egyetemi oktatásban, munkásságáért c. egyetemi docensi fokozatot kapott. 1958 óta tagja a MATE-nak, jelenleg elnökségi tag és a mikrohullámú szakcsoportot vezeti. A Virág-Pollák-díj tulajdonosa.

- egy szupravezetőben levő valamennyi Cooper-pár igyekszik azonos energiaszinten tartózkodni,
- a Cooper-párban résztvevő elektronok távolsága  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  m, ezért a kötési energiájuk nagyon kicsiny, kb.  $10^{-3}$  eV,
- Cooper-párok csak akkor tudnak fennmaradni, ha a termikus energia kisebb, mint ez a  $10^{-3}$  eV, vagyis nagyon alacsony hőmérsékleten.

A szupravezetés elméletét tanulmányozva 1962-ben Josephson igen jelentős megállapítást tett [3]. Eszerint tunnel-átmenet esetén is tud szupravezetés létrejönni, vagyis a szupravezetést biztosító Cooper-párok szigetelő rétegen is át tudnak jutni, ha ez a réteg elegendően vékony, 1–2 nm. Ez az ún. Josephson-egyenáram. Ez az egyenáram úgy folyik keresztül az átmeneten, hogy közben feszültség nem esik rajta, vagyis tisztán szupravezetésről van szó.

Még jelentősebb Josephson másik megállapítása. Eszerint, ha az átmeneten egyre növekvő áramot vezetünk keresztül, akkor egy  $I_c$  kritikus érték fölött feszültség lép fel az átmeneten, de ezzel egyidejűleg igen nagyfrekvenciás rezgés is keletkezik, melynek frekvenciája ettől a feszültségtől függ:

$$f = \frac{2e}{h} U_s, \quad (1)$$

ahol  $e$  — az elektron töltése:  $1,60219 \cdot 10^{-19}$  C,  
 $h$  — a Planck-féle állandó:  $6,6256 \cdot 10^{-34}$  Js.

Ebből a frekvencia:

$$f = 483,593718 \pm 0,000\ 060 \text{ GHz/mV.}$$

Láthatóan nagyon kis feszültségek esetén is igen nagy frekvenciaértékek adódnak. Ez a Josephson-váltó-

Beérkezett: 1984. VIII. 28. (□).

áram alapjellemzője, mely sok különböző alkalmazását teszi lehetővé.

A Josephson-effektus fellépéséhez nem kell feltétlenül tunnel-átmenetet alkalmazni. A lényeg az, hogy két szupravezető között valamilyen laza csatolás legyen, melyen keresztül a szupravezetőkben levő Cooper-párok hullámfüggvényei átlapolódhatnak. Ilyen laza csatolást lehet biztosítani vékony szigetelőréteggel, vagy keskeny vezetőszalaggal, túlérintkezővel, sőt egy forrasztóon-cseppel is, mely „hideg” forrasztást teremt két vezető között. Egy ilyen átmenetet a következőképpen lehet jellemezni. Az 1 és 2 szupravezetők mindegyikében szoros fáziskorrelációban levő Cooper-pár rendszer van. Az egyszerűség kedvéért legyen a két szupravezető azonos, vagyis a két Cooper-pár rendszer azonos. Amikor a két rendszer teljesen szét van választva, akkor ezek jól meghatározott állapotban vannak. Minthogy azonos rendszerekkel foglalkozunk, ezért feltételezhetjük, hogy azonos körülmények között, azonos állapotban vannak. Minden ilyen állapothoz egy konstans erejéig hozzárendelhetünk egy  $E$  energiaszintet. A kvantummechanika tanítása szerint minden ilyen  $E$  energiának megfelel egy belső frekvencia:  $\nu = E/h$ . Ezért a Cooper-pár rendszert egy koherens rezgő rendszernek tekinthetjük.

Ezután hozzuk kapcsolatba a két szupravezetőt egy vékony szigetelő rétegen keresztül, akkor azok Cooper-párokat tudnak cserélni. Ezáltal a két rendszer csatolásba került a Cooper-párok révén. A csatolás azonban nagyon gyenge, vagyis a Cooper-párok átjutásának valószínűsége még nagyon vékony szigetelő esetén is csekély. A két Cooper-pár rendszernek ebben a gyenge csatolásban rejlik a különlegessége. A csatolás általában azt jelenti, hogy a két rendszer állapota, éppen a cserélődés következtében, időben változik. A rendszerek közötti fáziskülönbség a csere-folyamat nagyságától és irányától függ. Tunnel átmenet esetére azt mondta Josephson, hogy

$$I_s = I_{s \max} \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (2)$$

ahol  $I_{s \max}$  — az átmeneten folyó maximális Josephson-áram. Ennek nagysága kizárólag a szigetelő tulajdonságaitól (a szigetelő szélességétől, magasságától) függ.  $\varphi_1$  és  $\varphi_2$  rendre az átmenettől jobbra és balra levő Cooper-pár rendszerek fázisa.

Ha a Josephson-átmenet  $I_{s \max}$  maximális szupráram értékét túllépjük, akkor  $U_s$  feszültség marad az átmeneten. Ebben az esetben az átmeneten nagyfrekvenciás rezgés fog megjelenni. A Josephson-átmenet tehát nagyfrekvenciás generátorként működik, melynek frekvenciája az egyenfeszültségtől függ. A maximálisan várható kimenő teljesítmény azonban nagyon kicsiny,  $10^{-8}$  W nagyságrendben van. A Josephson-átmeneten megjelenő nagyfrekvenciás rezgés frekvenciája a (2) egyenletből határozható meg. A (2) egyenlet kapcsolatot teremt az átmeneten folyó szupráram és a szigetelőréteg két oldalán levő Cooper-párok fázisa között. Ha most  $U_s$  feszültséget hozunk létre az átmeneten, akkor ez a Cooper-párok számára  $\Delta E = 2e \cdot U_s$  energiakülönbséget jelent. Amikor a Cooper-pár a szigetelőrétegen keresztül a negatív oldalról a pozitívra átmegy, akkor ezt az energiát tudja felvenni a feszültségforrásból.

Az atomfizika tanítása szerint azonban a két Cooper-pár rendszer közötti energiakülönbség egy frekvencia-különbségnek felel meg az (1) egyenlet szerint. Ha a két rendszer különböző, de időben állandó frekvencián rezeg, akkor a két rendszer közti fázis időben lineárisan változik. A  $\Delta\varphi$  fáziskülönbség a következő:

$$\Delta\varphi = 2\pi f \cdot t = 2\pi \frac{2e \cdot U_s}{h} \cdot t. \quad (3)$$

Itt feltételeztük, hogy  $t=0$  időben  $\Delta\varphi$  is nulla. Ez a feltétel azonban nem jelent különösebb korlátozást, mert itt csak a különbségek számítanak. Nyomatékosan alá kell húzni, hogy a (3) egyenlet független a két Cooper-pár rendszer energiájának abszolút értékétől, csak az energiakülönbségnek van jelentősége. Ha az idővel lineárisan növekvő  $\Delta\varphi$  fáziskülönbségünk van, akkor a (2) egyenletből azonnal következik, hogy az átmeneten váltakozó áramnak is kell folyni, melynek nagysága:

$$I_s = I_{s \max} \sin\left(2\pi \frac{2e \cdot U_s}{h} \cdot t\right). \quad (4)$$

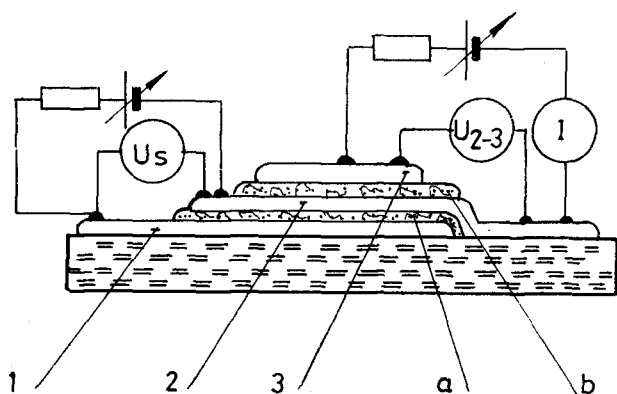
Ennek a váltakozó áramnak a frekvenciája tehát az átmeneten levő  $U_s$  feszültségtől függ. Itt rögtön meg kell említeni ennek mérés technikai jelentőségét. Minthogy napjainkban a frekvenciamérést tudjuk legpontosabban elvégezni, ezért a Josephson-váltakozóáram lehetőséget nyújt nagyon pontos feszültségmérésre.

A Josephson-váltakozóáramról közvetlenül nehéz meggyőződni, mert egyrészt ez a teljesítmény nagyon kicsiny, másrészt mert nagyon nehéz kicsatolni egy megfelelő tápvonalba. A Josephson-váltakozóáram létezését először indirekt módon bizonyították [4]. Ha egy ilyen átmenetet mikrohullámú térbe helyezünk, akkor az áram — feszültség karakterisztikán egyenlő távolságokban levő lépcsőket kapunk. A feszültséglépcsők távolsága,  $\Delta U_s$ , megfelel egy nagyfrekvenciás rezgésnek:

$$\nu_M = \frac{2 \cdot e}{h} \cdot \Delta U_s. \quad (5)$$

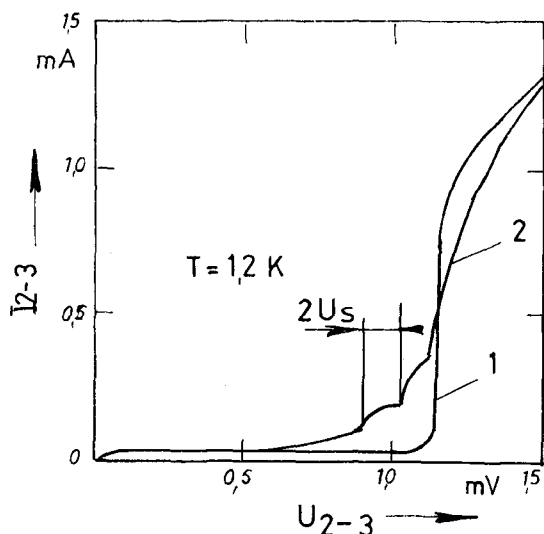
Ezek a lépcsők a Josephson-váltakozóáram és a külső mikrohullámú tér egymásra hatásából származnak. Amikor a Josephson-váltakozóáram frekvenciája megfelel a külső mikrohullámú frekvencia valamelyik többszörösének, akkor egy járulékos Josephson-egyenáram lép fel, ami a lépcsős szerkezetet okozza. Ezeknek a lépcsőknek a meghatározását a következő fejezet tartalmazza részletesebben.

A Josephson-váltakozóáram első közvetlenebb bizonyítása Giaevernek sikerült 1965-ben [5]. Mint említettük, a közvetlen megfigyelésnek egyik nehézsége az energia kicsatolásában rejlik, egy szokásos nagyfrekvenciás rendszer esetén. Giaever abból indult ki, hogy egy második tunnel-elrendezés közvetlenül a Josephson-átmenet mellett bizonyára kedvező csatolást fog biztosítani. A kicsatolt teljesítmény megjelenését akkor fogjuk tapasztalni, ha a második átmenet karakterisztikája megváltozik a besugárzott nagyfrekvenciás jel hatására. Ezt a hatást használta fel Giaever a Josephson-váltakozóáram kimutatására. Az ő módszere azért közvetlenebb, mert az egyik



H19-1

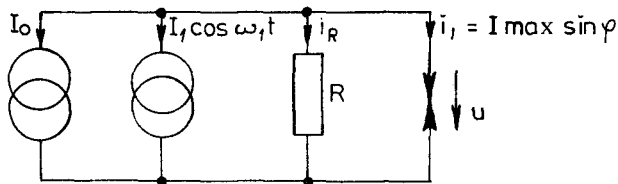
1. ábra. Giaever elrendezése. 1, 2 és 3 ónrétegek, a és b szigetelő rétegek. Az a és b vastagsága úgy van megválasztva, hogy 1 és 2 között Josephson-átmenet alakuljon ki, 2 és 3 között viszont Josephson-áram ne tudjon fellépni



H19-2

2. ábra. Giaever elrendezésének 2-3 rétegére jellemző karakterisztikák:

- 1 - nincs feszültség az 1-2 átmeneten
- 2 - 0,055 mV feszültség van az 1-2 átmeneten



H19-3

3. ábra. A vizsgálandó helyettesítő kép. Áll magából a Josephson-átmenetből, a túrértezhető veszteségi ellenállásából és két áramgenerátorból

átmenetben fellépő rezgés jelenlétét egy másik átmenetben mutatja ki. Ehhez egy olyan elrendezést készített, mely sematikusan az 1. ábrán látható.

Az 1. és 2. ónréteg között nagyon vékony oxidréteg van, ezért ez az elrendezés egy Josephson-átmenetet alkot. Ezzel szemben a 2. és 3. ónréteg között olyan vastag oxidréteg van, hogy ott Josephson-hatás ne tudjon fellépni. A 2-3 átmeneten egy szokásos tunnel-karakterisztikát lehet mérni, ami az elektronvezetésnek felel meg, ha az 1-2 átmeneten nincs feszültség. Ez látható a 2. ábra 1 jelű görbéjén. A döntő kísérlet abból áll, hogy az 1-2 Josephson-átmenetre kicsiny  $U_s$  feszültséget kapcsolunk. Ha ebben az átmenetben váltakozó áram keletkezik, akkor a viszonylag jó csatolás miatt a 2-3 karakterisztikában az ismert változásnak kell bekövetkeznie. Ezt a változást Giaever meg tudta figyelni. A 2. ábra 2 jelű görbéje ezt a karakterisztikát mutatja. Az 1-2 átmeneten, mely a nagyfrekvenciás teret gerjesztette, ekkor  $U_s = 0,055$  mV feszültség volt. Ennek megfelelő frekvencia:

$$\nu_J = \frac{2 \cdot e}{h} U_s \approx 31 \text{ GHz.}$$

A karakterisztikán levő lépcsők távolsága pedig  $2U_s$  kell legyen:

$$\Delta U_{2-3} = \frac{h \cdot \nu_J}{e} = 2 \cdot U_s = 0,11 \text{ mV.}$$

A Giaever által megfigyelt karakterisztika lépcsői pontosan ekkorák voltak. (Meggjegyezzük, hogy az (1) szerinti képletbe egyszeres elektrontöltést kellett beírni, mert itt a vezetést nem Cooper-párok, hanem elektronok végzik.)

A Josephson-váltakozóáram közvetlen megfigyelése először egy szovjet [6] és egy amerikai [7] kutató csoportnak sikerült úgy, hogy a teljesítményt egy nagyfrekvenciás tápvonalba csatolták ki. Nagyon nagy érzékenységet kellett elérni, kb.  $10^{-11}$  W nagyságú teljesítményt kellett mérni. Az elért érzékenységek azonban  $10^{-16}$  W volt.

Mindezeket a kísérleteket csak 1960 után sikerült elvégezni. Akkor azonban gyönyörűen igazolták az elmélet helyességét. Ily módon az elektronok Cooper-párokká való egyesülését és a köztük levő szigorú korrelációt egyaránt be lehetett bizonyítani.

A Josephson-átmenet mint mikrohullámú detektor

Az ideális Josephson-átmenetet a következő egyenletek jellemzik [8, 9]:

$$i(t) = I_{\max} \sin \varphi(t),$$

$$\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \frac{2 \cdot e}{h} \cdot u(t). \quad (6)$$

Véges hőmérsékletek mellett a szupravezetőben a szupravezetési áram mellett normál áram is fellép. Ez a normál áram dissipatív jellegű és hatására az átmeneten feszültség jelenik meg. Túrértezhető átmenet esetén ez a normál áram már nagyon kis feszültségnél fellép, és arányos a feszültséggel, mintha

az átmenettel párhuzamosan egy lineáris ohmos ellenállás is volna.

Vizsgáljuk azt az esetet, amikor a Josephson-átmeneten az egyenfeszültségen kívül egy  $\omega_1$  frekvenciás mikrohullámú feszültség is van. A feszültség ekkor a következőképpen írható fel:

$$u(t) = U_0 + U_1 \cos \omega_1 t. \quad (7)$$

Az átmeneten folyó áram ekkor [10] szerint:

$$i(t) = I_{\max} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left( \frac{2eU_1}{h\omega_1} \right) \sin [(\omega_0 + n\omega_1)t + \varphi_0], \quad (8)$$

ahol  $\omega_0 = \frac{2e}{h} U_0$  és  $J_n$  a közönséges  $n$ -ed rendű Bessel-függvény. Ha az  $U_0$  feszültség  $n \frac{h\omega_1}{2 \cdot e}$  értékeket vesz

fel, akkor az áramnak egyenáramú komponensei is lesznek, melyek az  $U_1/U_0$ -tól a Bessel-függvény szerint függenek. Ezek a diszkrét  $U_0$  értékeknél fellépő egyenáramú komponensek hozzáadódnak az átmenet egyenáramú karakterisztikájához és lépcsőket képeznek az áram értékében. Ennek a lépcsőzött áram-feszültség karakterisztikának a meghatározására alkalmazzunk egy egyszerű helyettesítő képet.

A 3. ábra mutatja a vizsgálandó helyettesítő képet. A Josephson-átmenettel párhuzamosan van az  $R$  veszteségi ellenállás. Egy áramforrás szolgáltatja az  $I_0$  áramot. A mikrohullámú teret az  $I_1$  amplitúdójú áramgenerátor jelképezi. Erre a kapcsolásra érvényes a következő egyenlet:

$$I_0 + I_1 \cos \omega_1 t = \frac{1}{R} u(t) + I_{\max} \sin \varphi(t). \quad (9)$$

Vezessük be a következő normalizált értékeket:

$$\alpha_0 = \frac{I_0}{I_{\max}} \quad \alpha_1 = \frac{I_1}{I_{\max}} \quad (10)$$

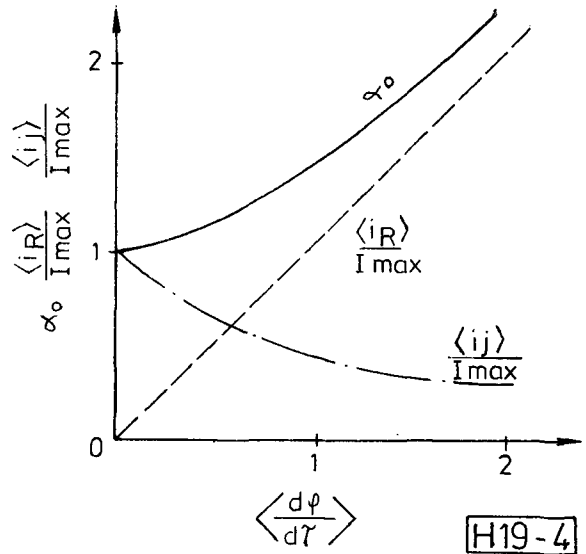
$$\Omega = \frac{2 \cdot e}{h} R \cdot I_{\max} \quad (11)$$

$$\xi_1 = \frac{\omega_1}{\Omega} \quad \tau = \Omega \cdot t,$$

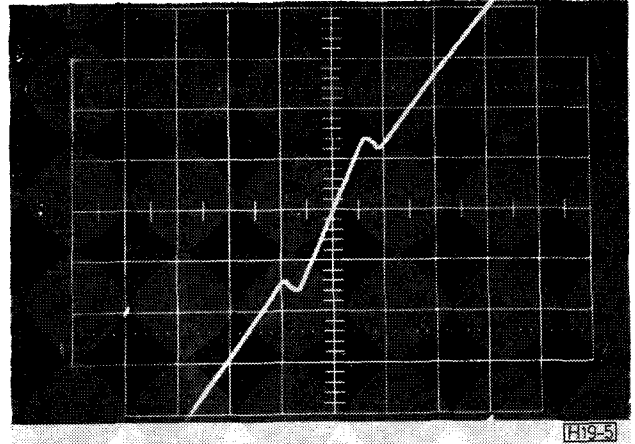
akkor felhasználva a (6b) egyenletet is, a következőt kapjuk:

$$\alpha_0 + \alpha_1 \cos(\xi_1 \cdot \tau) = \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin \varphi(t). \quad (12)$$

Mikrohullámú jel nélkül ( $\alpha_1 = 0$ ) az egyenáram két komponensből tevődik össze, abból, amely közvetlenül az  $R$  veszteségi ellenálláson folyik, és a Josephson-átmeneten folyó egyenáramból. Ez látható a 4. ábrán. Ez az ábra Josephson-átmenet tipikus áram-feszültség karakterisztikáját mutatja mikrohullámú besugárzás nélkül. Mindkét tengelyen normalizált értékek vannak feltüntetve a (6) és (10) egyenletek szerint. Egy Nb-Nb tús átmenet ténylegesen mért karakterisztikája az 5. ábrán látható. Az adott összeállításban a függőleges lépték  $20 \mu\text{A}/\text{osztás}$ , a vízszintes lépték pedig  $500 \mu\text{V}/\text{osztás}$ . Az ábrán jól látható a feszültség hirtelen ugrása, amikor az áram túlhaladja az átmenet  $I_c$  kritikus értékét. Ez



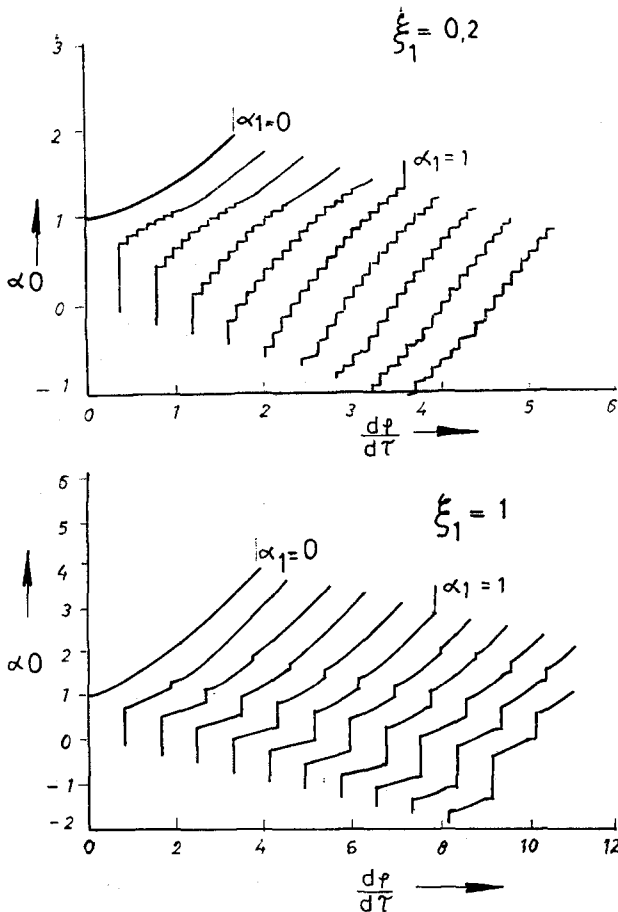
4. ábra. Túérintkezős átmenet áram-feszültség karakterisztikája mikrohullámú sugárzás nélkül. Az áram összetevődik az  $i_R$  normál-egyenáramból és az  $i_J$  Josephson-áramból



5. ábra. Niobium túérintkezős átmenet mért karakterisztikája

jellemző a tús átmenetre. Az ábrából az is látszik, hogy a Josephson-átmenetnek nincs polaritása. Bármilyen irányú áramvezetés lehetséges. A meghajtó fűrészáram 0-ra szimmetrikus, ezért az ábrán pozitív és negatív irányban egyaránt látható egy-egy ugrás.

Abban az esetben, amikor mikrohullámú tér is kerül az átmenetre, az egyenfeszültség karakterisztikát számítógéppel célszerű számolni [11]. Az egyenáramú karakterisztika mikrohullámú tér jelenléte esetén  $\alpha_1$ -től és  $\xi_1$ -től függ.  $\xi_1$  értékét a besugárzott mikrohullámú jel frekvenciája, és a Josephson-átmenet maximális árama és veszteségi ellenállása szabja meg. A számítás eredménye a 6. ábrán látható, ahol két görbesereg van feltüntetve  $\xi_1 = 0,2$  és 1 esetére. Az áram értékében lépcsők jelentkeznek, egymástól konstans távolságra levő értékeknél. Egy  $26-40 \text{ GHz}$  tartományban végzett kísérlet eredménye látható a 7. ábrán. A Josephson-átmenet egy csőtápvonalba van építve, és ezen tápvonalon keresztül jut rá a mikrohullámú jel. Az oszcilloszkóp fel-



H19-6

6. ábra. Egy Josephson-átmenet számított egyen-  
áramú karakterisztikája párhuzamos veszteségi ellen-  
állás esetén

vételen jól látszanak a mikrohullámú jel hatására fellépő áramlépcsők. A lépcsők nagysága a mikro-  
hullámú jel teljesítményétől függ.

Az egyenáramú karakterisztika lépcsőzetessé vá-  
lása teszi lehetővé, hogy a Josephson-átmenetet  
mikrohullámú detektorként alkalmazzuk. Detektor  
célokra hídelemek és tús átmenetek egyaránt jól  
alkalmazhatók, mert ezeknél az átmenetknél az  
egyenáram monoton módon nő az egyenfeszültséggel,  
és sem instabilitások, sem hiszterézis nem lép fel.  
Nagyfokú érzékenységet kis  $\xi_1$  értékeknél lehet el-  
érni. A Bessel-függvények sorfejtéséből látható, hogy  
kicsiny  $\alpha_1$  esetén a nulladik áramlépcső négyzetesen,  
az első áramlépcső pedig lineárisan változik  $\alpha_1$  függ-  
vényében. Ezért kicsiny mikrohullámú jelek esetén  
a Josephson-átmenet a nulladik áramlépcsővel négy-  
zetes detektorként viselkedik. Minthogy a nulladik  
áramlépcső nem függ a frekvenciától, ezért a Jo-  
sephson-átmenet itt széles sávú detektor. Ezzel szem-  
ben az első áramlépcsőnél a Josephson-átmenet lineá-  
ris detektorként viselkedik. Minthogy az első áram-  
lépcső helye függ a frekvenciától, ezért itt az átmenet  
keskeny sávú detektorként működik. A 8. ábrán egy  
detektált mikrohullámú jel látható. A mikrohullámú  
jel négyzögmodulált, és kb. -50 dBm nagyságú.  
A Josephson-átmenet pedig négyzetes detektor  
üzemben működik.

## Josephson-átmenet alkalmazása keverőként

Nagyfokú nemlinearitásuk miatt a Josephson-át-  
menetek nagyon jól alkalmazhatók mikrohullámú  
keverőként. Az  $i(t)$  áram és  $u(t)$  feszültség közti kap-  
csolatot Josephson-átmenet esetén a (6) egyenletek  
írják le. Két mikrohullámú frekvencia besugárzása-  
kor az átmeneten az alábbi feszültség lép fel:

$$u(t) = U_0 + U_1 (\cos \omega_1 t + \varphi_1) + U_2 \cos (\omega_2 t + \varphi_2), \quad (13)$$

ahol  $U_0$  a rákapcsolt egyenfeszültség és  $U_1, U_2$  pedig  
az  $\omega_1$  és  $\omega_2$  körfrekvenciájú váltakozó áram amplitú-  
dói. A (6) és (13) egyenletekből az áram értéke [12]:

$$i(t) = I_{\max} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_m \left( \frac{2eU_1}{h\omega_1} \right) J_n \left( \frac{2eU_2}{h\omega_2} \right) \cdot \sin [(\omega_0 + m\omega_1 + n\omega_2)t + \varphi_0 + m\varphi_1 + n\varphi_2]. \quad (14)$$

Itt  $J_n$  ismét a közönséges  $n$ -ed rendű Bessel-függvény.  
Egyenáram azoknál a diszkrét egyenfeszültségeknél  
lép fel, ahol:

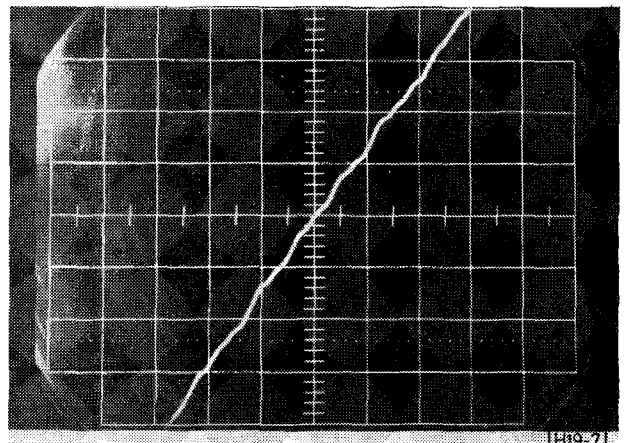
$$U_{\text{okl}} = \frac{h(k\omega_1 + l\omega_2)}{2e}, \quad (15)$$

az áram értéke ekkor:

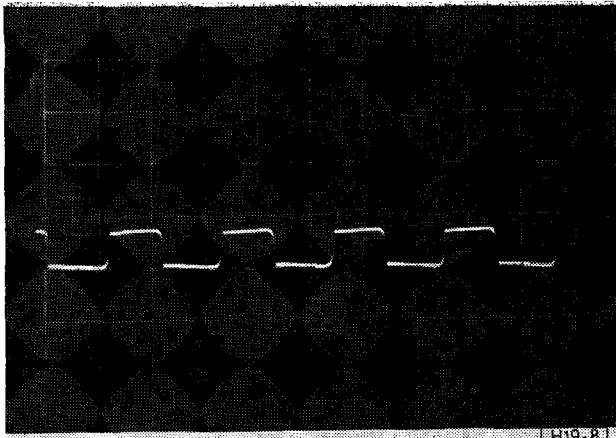
$$I_{\text{okl}} = I_{\max} J_k \left( \frac{2eU_1}{h\omega_1} \right) J_l \left( \frac{2eU_2}{h\omega_2} \right) \cdot (-1)^{k+l} \cdot \sin (\varphi_0 - k\varphi_1 - l\varphi_2). \quad (16)$$

Egyenáramú komponensek olyan feszültségeknél  
lépnek fel, melyek megfelelnek a besugárzott frek-  
venciáknak, azok felharmonikusainak vagy keverési  
terméküknek. A (14) egyenletből következik, hogy a  
Josephson-áramnak egy  $\omega_0$  körfrekvenciás kompo-  
nense van,  $\varphi_0$  fázisszöggel. A két besugárzott frek-  
vencia keverékének is van egy  $\omega_0$ -os komponense,  
melynek fázisszöge  $(k\varphi_1 + l\varphi_2)$ . Az  $I_{\text{okl}}$  egyenáramú  
komponens nagysága ezeknek a fázisoknak a kü-  
lönbségétől függ. Ha  $U_{\text{okl}}$  változtatásával változtat-  
juk az  $I_{\text{okl}}$  áramot, akkor a  $(\varphi_0 - k\varphi_1 - l\varphi_2)$  fázis-  
különbség a (16) egyenlet szerint fog beállni.

Az egyenáramú karakterisztika kiszámításához



7. ábra. Túérintkezős Josephson-átmenet áram-  
feszültség karakterisztikája mikrohullámú besugárzás  
esetén. Függőleges érzékenység 20  $\mu\text{V}$ /osztás, víz-  
szintes érzékenység 500  $\mu\text{V}$ /osztás



8. ábra. Detektált mikrohullámú jel. Függőleges érzékenység 50  $\mu\text{V}/\text{osztás}$

most is a 3. ábrán láthatóhoz hasonló helyettesítő képet alkalmazunk, de most két váltakozó áramú generátor szerepel, melyek amplitúdója  $I_1$  és  $I_2$  és körfrekvenciája  $\omega_1$  és  $\omega_2$ . A teljes áram értéke ezért a Josephson-áramnak és a normál áramnak az összege:

$$I_0 + I_1 \cos \omega_1 t + I_2 \cos \omega_2 t = \frac{1}{R} u(t) + I_{\max} \sin \varphi(t). \quad (17)$$

Alkalmazzuk a (10) és (11) egyenletekkel megadott rövidítéseket, valamint az

$$\alpha_2 = \frac{I_c}{I_{\max}} \quad \xi_2 = \frac{\omega_2}{\Omega} \quad (18)$$

egyszerűsítéseket, akkor a (17) egyenlet a következőképpen írható:

$$\alpha_0 + \alpha_1 \cos \xi_1 \tau + \alpha_2 \cos \xi_2 \tau = \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin \varphi. \quad (19)$$

A (19) egyenletet számítógéppel célszerű megoldani. Az így számított karakterisztikákat mutatja a 9. ábra. A karakterisztikákban egymásra van rajzolva két görbesereg, melyek egymástól az alacsonyabb frekvenciás jel amplitúdójában különböznek. Vékony vonalak mutatják az  $\alpha_2 = 0$  esetet, vastag vonalak pedig az  $\alpha_2 = 0,25$  esetet. A két görbe közti különbség a  $\xi_1$  normalizált frekvenciájú jel nagyságára jellemző. A görbék növekvő  $\alpha_1$  esetén ismételtlen megrajzolta a számítógép.

Ha csak egy frekvenciát sugárzunk be, akkor  $n \frac{h\omega_1}{2 \cdot e}$  közökkel lépcsők jelennek meg a karakterisztikán. Ha egy második,  $\omega_2$  körfrekvenciás jel is van az átmeneten, akkor újabb lépcsők jelennek meg  $n \frac{h\omega_2}{2 \cdot e}$  távolságokban az előző lépcsőkhöz viszonyítva. Kis mikrohullámú teljesítmények és nagy frekvencia-különbségek esetére ezek a lépcsők világosan elkülöníthetők. Nagy mikrohullámú teljesítmények esetén nagyon sok lépcső jelenik meg, melyek olyan sűrűn fekszenek, hogy egy folyamatos görbe hatását keltik. Ha  $\alpha_1$  sokkal nagyobb, mint  $\alpha_2$ , akkor az  $n\xi_1$  értéknél levő lépcsők megmaradnak, viszont mások tűnnek el. A gyenge  $\alpha_2$  jelre vonatkozó detekciós érzékenység növekszik  $\alpha_1$ -gyel a magasabb

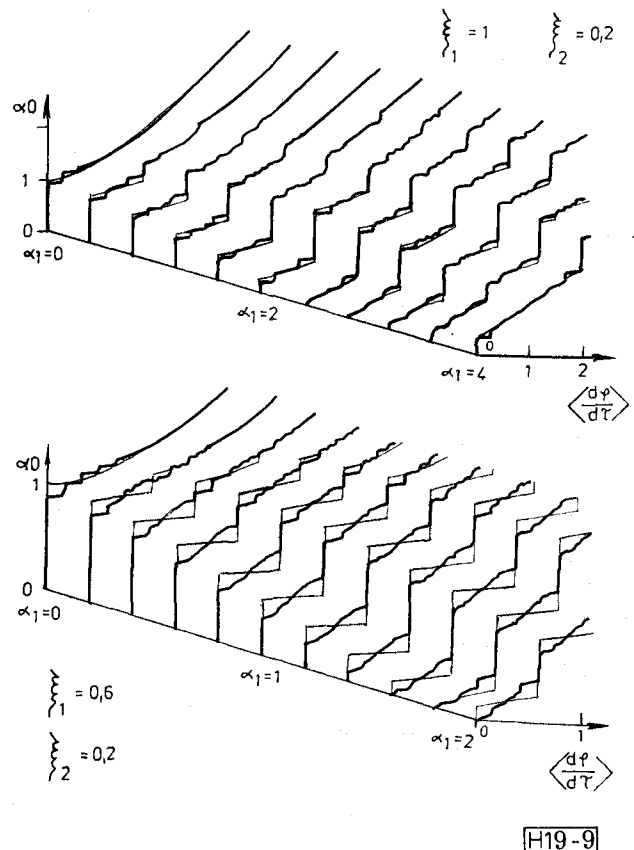
$n$ -értékek esetén. Mindebből az következik, hogy egy második besugárzott frekvencia esetén a detekciós érzékenység növekszik nagyobb egyenfeszültségek mellett. Azonos áramváltozásoknál nagyobb egyenfeszültség esetén lesz nagyobb a kimenő teljesítmény. A Josephson-átmenetben tulajdonképpen teljesítményátalakítás történik. A Josephson-átmenet által leadott vagy felvett teljesítményt legyszerűbben a Manley-Rowe-egyenletekből lehet kiszámítani [13, 14]. Abban az esetben, ha a Josephson-átmenetre két független frekvencia jut, akkor ezek az egyenletek a következők:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{m \cdot P_{mn}}{m\omega_1 + n\omega_2} = \frac{-kP_0}{k\omega_1 + l\omega_2} \quad (20)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \cdot P_{mn}}{m\omega_1 + n\omega_2} = \frac{-lP_0}{k\omega_1 + l\omega_2},$$

ahol  $P_{mn}$  az  $(m\omega_1 + n\omega_2)$  körfrekvencián az átmenetbe jutó valós teljesítmény, és  $P_0$  az egyenáramú teljesítmény:  $P_0 = U_{\text{okl}} \cdot I_{\text{okl}}$ . A (13) egyenlet következtében az átmeneten levő feszültségnek az egyen-komponensen kívül csak két,  $\omega_1$  és  $\omega_2$  frekvenciás komponense van. Ezért a (20) egyenlet bal oldalán csak  $P_{10}$  és  $P_{01}$  teljesítmények lehetnek, és így azt kapjuk, hogy:

$$\frac{P_{10}}{k\omega_1} = \frac{P_{01}}{l\omega_2} = -\frac{P_0}{k\omega_1 + l\omega_2}. \quad (21)$$



9. ábra. Egyenáramú karakterisztika két mikrohullámú jel besugárzása esetén.  $\xi_1 = 1$ , illetve 0,6.  $\xi_2 = 0,2$ . Vékony vonalak esetén  $\alpha_2 = 0$ , vastag vonalak esetén  $\alpha_2 = 0,25$

A (21) egyenletből következik, hogy az átmenetbe jutó teljesítményeknek zérust kell adniuk:

$$P_{10} + P_{01} + P_0 = 0.$$

Ha  $k$  és  $l$  azonos előjelű, akkor az  $\omega_1$  és  $\omega_2$  körfrekvenciás mikrohullámú teljesítmények egyformán vagy az átmenetbe, vagy onnan el haladnak.  $P_{10}$  és  $P_{01}$  úgy aránylanak egymáshoz, mint az  $\omega_0$  körfrekvencia komponensei:  $k\omega_1$  és  $l\omega_2$ . Az egyenáramú teljesítmény ezzel szemben a mikrohullámú teljesítmények összegével egyenlő, de az ellenkező irányba folyik. Ha  $k$  és  $l$  ellenkező előjelű, akkor  $P_{10}$  és  $P_{01}$  előjele is ellenkező. Minthogy a  $P_{10}$  és  $P_{01}$  teljesítmények aránya  $k\omega_1:l\omega_2$ , egy fix érték, ezért az egyik jel változtatása esetén, megfelelő frekvenciaviszonyok mellett, a másik frekvencia teljesítményfelvétele úgy változhat, hogy ott erősítés léphet fel. Ez teremti meg a parametrikus erősítés lehetőségét.

### Parametrikus erősítés Josephson-átmenettel

A (20) egyenletek kapcsán láttuk, hogy a Josephson-átmenet különböző frekvenciájú jelek között teljesítmény átalakításra képes. Vagyis a nagy pump-teljesítmény egy részét hasznos jellé alakítja, és ezáltal erősítés lép fel a kívánt frekvencián. A teljesítményviszonyokat a (20) egyenletek adják meg.

Vizsgáljuk először azt az esetet, amikor a Josephson-átmenet nincs egyenfeszültségre kapcsolva, vagyis  $P_0 = 0$ . Legyen továbbá az átmenet úgy felépítve, hogy teljesítményátalakítás csak három frekvencia között jöhessen létre, a többi frekvencia legyen elnyomva. Legyen ez a három frekvencia:  $\omega_j$  hasznos jel, az  $\omega_p$  pumpjel és az  $\omega_k$  kimenőjel. Legyen közöttük az alábbi kapcsolat:

$$\omega_p > \omega_j \quad \omega_k = \omega_j + \omega_p.$$

Ekkor a (20) egyenletekből a következőt kapjuk:

$$\frac{P_j}{\omega_j} = \frac{P_p}{\omega_p} = -\frac{P_k}{\omega_k}. \quad (22)$$

Ha  $\omega_j$  és  $\omega_p$  frekvenciás teljesítményt adunk a reaktanciára, akkor  $\omega_k$  frekvencián teljesítményt lehet kivenni. Ezen az elven működik az up-konverter. A parametrikus erősítőhöz  $\omega_j$  körfrekvenciás hasznos jelet vezetünk  $P_j$  teljesítménnyel. A  $P_k$  kimenő teljesítményt magasabb  $\omega_k$  frekvencián kapjuk. Az  $\omega_j$  és  $\omega_k$  jelek amplitúdója azonban olyan kicsi, hogy közöttük lineáris kapcsolat áll fenn. A pumpjelenek ezzel szemben nagyon nagy az amplitúdója, és ez végzi a nemlineáris reaktancia időbeli változtatását.

Legyen a következőben  $\omega_{kl} = \omega_p - \omega_j$ , akkor a (20) egyenletekből a következő adódik:

$$-\frac{P_j}{\omega_j} = \frac{P_p}{\omega_p} = -\frac{P_{kl}}{\omega_{kl}}. \quad (23)$$

Ha a reaktanciához  $\omega_p$  pumpjelet vezetünk, akkor  $\omega_j$ -n és  $\omega_{kl}$ -en teljesítményt tud leadni. Stabil üzemben csak akkor következik be teljesítménycsere, ha a reaktanciához  $\omega_j$  jelet vezetünk. Minthogy a (23) egyenletben  $P_j$ -nek negatív előjele van, ezért az  $\omega_j$  körfrekvencián nagyobb jel fog reflektálódni, mint

amekkoraát bevezettünk. Ezért erősítést lehet elérni akár az  $\omega_j$ , akár az  $\omega_{kl}$  frekvencián.

Vizsgáljuk végül azt az esetet, amikor a Josephson-átmenetre egyenfeszültséget is kapcsolunk, és ezáltal az átmenetbe valamikor egyenáramú teljesítményt is juttatunk. Minthogy a Josephson-átmenet nem csak egy nemlineáris, veszteségmentes induktivitás, hanem egyenfeszültség rákapcsolása esetén még mikrohullámú generátor is, ezért a Josephson-átmenettel olyan parametrikus erősítőt lehet megvalósítani, ahol a pumpenergia az egyenfeszültségből származik. Legyen egy Josephson-átmenet egy áramkörbe úgy beépítve, hogy az  $\omega_1$  és  $\omega_2$ , valamint  $m\omega_1 + n\omega_2$  frekvenciák között teljesítménycsere legyen lehetséges. Legyen továbbá a Josephson-átmenetre  $U_0$  egyenfeszültség kapcsolva, ahol ez az egyenfeszültség az  $\omega_1$  és  $\omega_2$  frekvenciák valamilyen kombinációjának feleljen meg:

$$\omega_0 = k\omega_1 + l\omega_2, \quad (24)$$

akkor ennek az esetnek a (21) egyenlet felel meg. Vagyis a  $P_0$  egyenáramú teljesítmény ugyanúgy kezelhető, mint az  $\omega_p$  pumpfrekvenciás teljesítmény, a teljesítménycsere akkor is be tud következni. Így tehát lehetőség nyílt egy egyenáramú pumpálású parametrikus erősítő megvalósítására.

Minthogy a nemlineáris, veszteségmentes reaktanciák önmaguk zajt nem termelnek, ezért a parametrikus erősítők nagyon kis zajúak. Járulékos zajt csak a segédáramkörök és a pumposzcillátor termelnek. Ezeket a zajhozjárulásokat azonban alacsony szinten lehet tartani, ha a segédköröket vagy az egész erősítőt hűtjük, és a pumposzcillátort nagyon zajszegénnyé tesszük.

### Összefoglalás

A Josephson-átmenetnek mikrohullámú keverőként és erősítőként való alkalmazása lehetővé teszi, hogy nagyon nagy érzékenységi vevőberendezéseket készítsenek a segítségükkel. Ezt a lehetőséget széles körben fel is használják a tudomány és technika különböző területein. Ezekről a nagy érzékenységi vevőkről egy külön cikkben szeretnék beszámolni.

### Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet fejezem ki az Országos Ösztöndíj Tanácsnak és a Távközlési Kutató Intézetnek, hogy a téma tanulmányozását lehetővé tették számomra a Münchener Műszaki Egyetemen. Köszönöm Dr. Ing. Peter Russer professzornak, hogy a tanszékén folyó kutató munkában részt vehettem.

### I R O D A L O M

- [1] Heike Kamerlingh Onnes. Communications Leiden, Suppl. No. 34. 1913.
- [2] L. N. Cooper: Phys. Rev. 104. (1956) pp. 1189.
- [3] B. D. Josephson: Possible new effects in superconductive tunneling. Phys. Rev. Letters 1. (1962) pp. 251–253.
- [4] S. Shapiro: Josephson currents in superconducting tunneling, the effect of microwaves and other

- observations. Phys. Rev. Lett. 11. (1963) pp. 80—82.
- [5] *I. Giaever*: Delection of the ac Josephson effect. Phys. Rev. Lett. 22. (1965) pp. 904—906.
- [6] *I. K. Yanson, V. M. Svistunov, J. M. Dmitrenko*: Experimental observation of the tunnel effect for Cooper pairs with the emission of photons. Zs. Experim. Teor. Fiz. 48. (1965) pp. 976—979. Sov. Phys. JETP 21. (1966) pp. 650—653.
- [7] *D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck*: Investigation of microwave radiation emitted by Josephson junctions. Phys. Rev. Lett. 15. (1965) pp. 294—297.
- [8] *B. D. Josephson*: Coupled superconductors. Rev. Mod. Phys. 36. (1964) pp. 216—220.
- [9] *B. D. Josephson*: Supercurrent through barriers. Adv. Phys. 14. (1966) pp. 419—451.
- [10] *Solymár László*: Superconductive tunneling and applications. 10.2. fejezet. Chapman and Hall Ltd. London, 1972.
- [11] *N. R. Werthamer, S. Shapiro*: Analog-computer studies of Josephson radiation effects. Phys. Rev. 164. (1967) pp. 523.
- [12] *Solymár László*: ua., mint [10], de 17.2. fejezet.
- [13] *J. M. Manley, H. E. Rowe*: Some general properties of nonlinear elements. Part I. Proc. IRE 44. (1956) pp. 904—913.
- [14] *P. Russer*: General energy relations for Josephson junctions. Proc. IEEE 59. (1971) pp. 282—283.
-