

# Josephson-átmenetek és számítógépes alkalmazásai

MOHR LÁSZLÓ  
(KFKI)



## ÖSSZEFOGLALÁS

A mélyhűtött fém—szigetelő—fém átmenetek bizonyos körülmények között szupravezető tulajdonságot mutatnak. Ez teszi lehetővé kapcsolóeszközként történő felhasználásukat. A Josephson átmenetekre épülő, jelenleg még hipotetikus szupravezető számítógépek működési sebességben és teljesítményfelvételben egyaránt felülmúlják majd a mai legnagyobb kapacitású félvezető számítógépeket is. A kísérleti stádiumban rendelkezésre álló Josephson logikai és memória áramkörökből csak a technológia további finomításával készíthetők ténylegesen működő számítógépek.

## 1. Bevezetés

A számítógépek fejlődésének újabb fejezetét nyitják meg a jelenleg még hipotetikus szupravezető számítógépek. A mai legkorszerűbb félvezető számítógépek ciklusideje  $\sim 50$  ns, míg egy szupravezetőkből felépülő számítógépé, legalábbis elvileg, ennél egy nagyságrenddel is kisebb lehet  $\sim 1$  ns. Mindamellett a kutató a szó szoros értelmében hideg és zord tájakra téved, ha ilyen nagy működési sebességet kíván elérni. Mind az aktív eszközök kapcsolási idejének, mind a terjedési késleltetésnek jóval kisebbnek kell lennie 1 ns-nál.

1 ns alatt egy elektromos jel maximálisan néhány-szor 10 cm távolságra juthat el, ami azt jelenti, hogy egy szupravezető számítógép méretének ennek megfelelően igen kicsinek kell lennie. Ha egy hagyományos ultra nagysebességű félvezető számítógépet néhány  $\text{dm}^3$  térfogatba zsúfolnánk össze, akkor az építőelemek ebben a „számítógép-kohóban” egyszerűen megoldvánának. A kényeszerű méretcsökkentés tehát szigorú korlátot szab a megengedett teljesítménydisszipációnak. Látni fogjuk, hogy az aktív szupravezető eszközök teljesítményfelvétele rendkívül kicsi,  $\mu\text{W}$  nagyságrendű.

Egy számítógép két alapvető feladatot lát el: információt dolgoz fel és tárolja azt. Az előbbihez logikai, az utóbbihoz memória áramkörökre van szükség. Szupravezető számítógépben mindkét típusú áramkör működési elve gyökeresen eltér a félvezető technikában megszokott elemekétől. A félvezető digitális technika kulcseleme a tranzisztor, míg a szupravezető áramköröké az ún. vezérelt Josephson-átmenet. A Josephson-átmenetek működése két, egymástól első pillanatban távol esőnek tűnő, kvantummechanikai jelenségen, a szupravezetésen és az alagúthatáson alapszik. A szupravezetést Kammerlingh Onnes fedezte fel 1911-ben, kielégítő mikroszkopikus elmélete azonban csaknem fél évszázaddal később, 1957-ben született meg, és három amerikai kutató,

## MOHR LÁSZLÓ

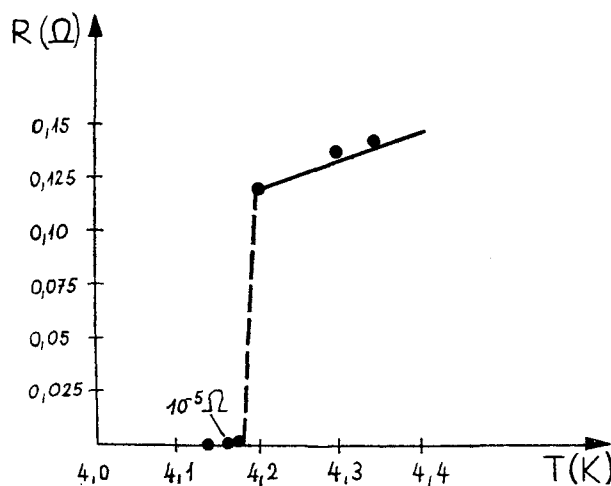
Egyetemi tanulmányait 1982-ben fejezte be a Budapesti Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karán. Munkahelye a Központi Fizikai Kutató Intézet Mikroelektronikai

Kutató Intézetében van. MOS integrált áramkörök számítógépes szimulációjával foglalkozik. Jelenleg nappali szakmérnök képzésben vesz részt a BME Elektronikus Eszközök Tanszékén.

Bardeen, Cooper és Schrieffer nevéhez fűződik (BCS elmélet). Az alagúthatás első gyakorlati alkalmazása az Esaki által 1957-ben felfedezett félvezető tunnel dióda volt. Az 1960-as évek legelején Giaevernek sikerült szupravezető—szigetelő—normál állapotú fém átmenetben tunnel áramot kimutatnia.

Josephson a gyenge szupravezetőkre vonatkozó zseniális következtetéseit 1962-ben tette közzé. Összekapcsolva a szupravezetést és az alagúthatást levezette, hogy a szupravezető fém tunnel átmenetben maguk a szupravezetésért felelős Cooper-párok is átjuthatnak az átmeneten alagúthatással. Josephson ezen túlmenően megadta a gyenge szupravezetők mágneses, ill. elektromos térben tanúsított viselkedését is.

Csak megemlítjük, hogy a Josephson-átmeneteknek számos rendkívül fontos mérés-technikai alkal-



H935-1

1. ábra. A Hg ellenállásának hőmérsékletfüggése az abszolút zérus fok közelében

Beérkezett: 1983. XII. 4. (H)

mazása is van, de ezek tárgyalása kívül esik a cikk keretein. A következő pontban rövid áttekintést adunk a Josephson-effektus fizikai hátteréről. A harmadik pont a számítógépes alkalmazásokból ad izelítőt. Bemutatjuk a tipikus logikai kapuáramköröket, memóriacellákat, és utalunk néhány technológiai kérdésre is.

## 2. Elméleti áttekintés

### 2.1. Szupravezetés

Kammerlingh Onnes 1911-ben a Hg ellenállásának változását mérte a hőmérséklet függvényében, és azt tapasztalta, hogy a Hg ellenállása 4 K körül ugrás-szerűen eltűnik (1. ábra). Később bebizonyosodott, hogy számos egyéb fém, ill. ötvözet hasonló viselkedést mutat az abszolút zérus fok közelében. Az ilyen anyagokat szupravezetőknek nevezzük. A szupravezetőknek tehát, mint a nevük is mutatja, zérus az ellenállásuk, ugyanakkor egy ettől teljesen független, meglepő elektromos tulajdonsággal is rendelkeznek.

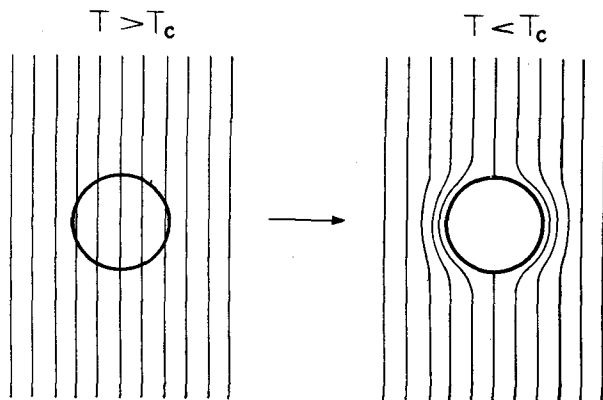
Ha mágneses tér is jelen van, a Maxwell-egyenletek szerint azt várnánk, hogy a hőmérséklet csökkentésével a szupravezető állapotba került anyagba a mágneses indukcióvonalak befagynak. A valóságban azonban éppen ellenkezőleg, a szupravezetővé vált anyag a mágneses indukcióvonalakat kilöki magából (Meissner-effektus). A szupravezetők tehát tökéletes *diamágnesek* (2. ábra).

A szupravezető anyagok makroszkopikus viselkedését a kritikus paraméterekkel szokták jellemezni. Ezek közül a legfontosabb a *kritikus hőmérséklet* ( $T_c$ ), amely anyagállandó, és azt a maximális hőmérsékletet adja meg, amely felett az illető anyag elveszti szupravezető tulajdonságát. A gyakorlat számára fontos ólom és nióbbium kritikus hőmérséklete 7,2 K, illetve 9,4 K.

A szupravezető állapot nemcsak a hőmérséklet növelésével, hanem bizonyos mágneses térerősség, vagy ami ezzel teljesen ekvivalens, bizonyos áramérték felett is eltűnik. Így beszélhetünk *kritikus mágneses térerősségről* ( $H_c$ ), illetve *kritikus áramsűrűségről* ( $J_c$ ). Tipikus értékek  $H_c \sim 40 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$ ,  $J_c \sim 10^{11} \text{ A/m}^2$ .

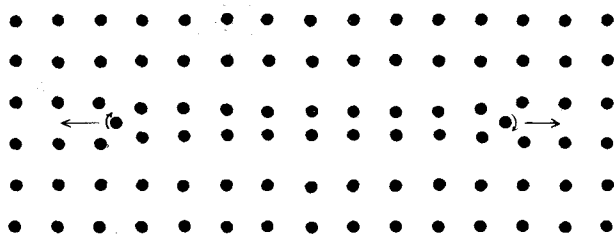
Mindkét utóbbi kritikus paraméter hőmérséklet-függő, maximális értéküket  $T=0$  K-nél veszik fel, és fokozatosan zérusra csökkennek  $T=T_c$  hőmérséklet felé haladva.

Mint tudjuk, szobahőmérsékleten a vezetőkben az elektromos áramot elektronok hozzák létre. Az elektronok a rácspontokban ülő ionokon szóródnak, ez okozza az ellenállást. A BCS elmélet [1] legnagyobb érdeme annak a felismerése, hogy a szupravezetővé vált anyagban alapvetően megváltozik a *vezetés mechanizmusa*. „Közönséges” elektronok helyett túlnyomórészt új részecskék, az ún. Cooper-párok közvetítik az áramot. Abszolút zérus fokon kizárólag ezen új részecskék vesznek részt a vezetésben. A Cooper-párokat nagyfokú rendezettség jellemzi, valamennyi pár impulzusa teljesen megegyezik.



H935-2

2. ábra. A szupravezetők tökéletes diamágnesként viselkednek



H935-3

3. ábra. Az elektronok közötti gyenge kölcsönhatás kialakulása

Ebből viszont az következik, hogy áram esetén szóródás nem lép fel, így érthető az ellenállás eltűnése. A Cooper-párok kötött állapotú *elektronpárok*. A kötés indirekt jellegű. A párhoz tartozó egyik elektron a körülötte levő rácsot gyengén torzítja, a pozitív ionokban feldúsult réteg azután vonzó hatást gyakorol a másik elektronra (3. ábra). A kölcsönhatás rendkívül gyenge, már igen kis értékű kinetikus energia elegendő a párok felszakításához. A párokon belül az elektronok eredő impulzusa zérus. A koherens Cooper-párok tömegközéppontjának mozgásállapotát leíró kvantummechanikai hullámfüggvények fáziskülönbség nélkül összegződnek, így a szupravezető anyagot *egyetlen* „makroszkopikus” hullámfüggvény jellemzi.

A normális vezetést létrehozó elektronok és a Cooper-párok energiája között a hőmérséklettől függő *tiltott sáv* van. Az energiahézag maximális értékét  $T=0$  K-en veszi fel, és  $T=T_c$  hőmérsékleten válik zérussá. Ólomra  $T=4,2$  K-en  $U_g=2,8$  mV.

Az alkalmazások szempontjából ugyancsak fontos az az elméletből is adódó tény, hogy egy szupravezető gyűrű belsejébe zárt vagy befogott fluxus *kvantált*. Az elemi fluxus kvantum  $\Phi_0 = h/2q = 2,07$  mVps.

A kétféle vezetési mechanizmus éles megkülönböztetése kedvéért a normális vezetést létrehozó elektronokat a továbbiakban *ohmikus elektronoknak*, áramukat ohmikus áramnak fogjuk nevezni.

A klasszikus fizika szerint egy részecske egy potenciálfalon akkor juthat át, ha kinetikus energiája nagyobb, mint a potenciálfal magassága. Ha kisebb, akkor a fal vastagságától függetlenül biztosan visszaverődik.

A kvantummechanika szerint azonban egészen más a helyzet. A potenciálfal magasságánál kisebb kinetikus energiájú részecskék is „átfúrhatják” a potenciálfalat, és átkerülhetnek a másik oldalra. Ez a következő megfontolással látható be. Egy elektronhoz vagy tetszőleges más részecskéhez rendelt hullámfüggvény a potenciálfalon folytonosan megy át és exponenciális lefutású. Megfelelő potenciálfal-magasság és -vastagság esetén, a fal másik oldalán még számottevő a valószínűsége annak, hogy a részecske átjutott.

Giaever ilyen potenciálgátat reprezentáló szupra-vezető–szigetelő–normál állapotú fém struktúrában végzett méréseket [2]. A szigetelő réteg vastagsága 2 nm volt. Az átmenetre kapcsolt feszültség hatására Giaever ohmikus elektronok tunnel áramát észlelte. A kísérlettel egyúttal a Cooper-párok és az ohmikus elektronok energiája közötti tiltott sáv nagysága is meghatározható.

2.3. Josephson-effektus

A szupra-vezetők mint láttuk, tökéletes vezetökként és diamágnesekként viselkednek, azaz belsejükben az elektromos és mágneses tér zérus. Josephson olyan fém–szigetelő–fém átmeneteket vizsgált, amelyek fém részei szupra-vezető állapotban vannak [3]. A korábbiakhoz hasonlóan azt találta, hogy a valóságban mindig jelen levő ohmikus elektronok tunnel árama folyhat az átmenetben keskeny szigetelő réteg esetén. Josephson elméleti úton levezette, hogy ezen kívül maguknak a Cooper-pároknak szupra-tunnel árama is folyhat bizonyos körülmények között, azaz az átmenet nemcsak közönséges vezetökként, hanem szupra-vezetőként is működhet. A szupra-vezetésért felelős párképződési mechanizmus mintegy átnyúlik a szigetelő rétegen.

A szupra-vezető tulajdonságot mutató átmenet kritikus télerőssége, illetve árama lényegesen kisebb, mint egy közönséges szupra-vezető. Josephson az ilyen átmeneteket ezért *gyenge szupra-vezetőknek* nevezte el. Matematikailag a gyenge szupra-vezetők különleges viselkedését az ún. Josephson-egyenletek írják le. Az első egyenlet azt fejezi ki, hogy az átmenetben folyó szupra-áramsűrűség periodikus függvénye a két szupra-vezető fémréteghez tartozó eredő hullámfüggvények fáziskülönbségének:

$$J = J_1 \sin \Phi, \tag{1}$$

ahol  $J_1$  az átmenetben folyó maximális szupra-áramsűrűség,  $\Phi$  pedig a fáziskülönbség (4. ábra).

A számítógépes alkalmazások szempontjából döntő jelentőségű a Josephson-átmenet viselkedése *mágneses térben*. A szupra-áramsűrűség ugyanis a fáziskülönbségen keresztül periodikus függvénye a mágneses télerősségnek:

$$\nabla^{(2)} \Phi = -\frac{2qd}{\hbar} (\mathbf{H} \times \mathbf{n}), \tag{2}$$

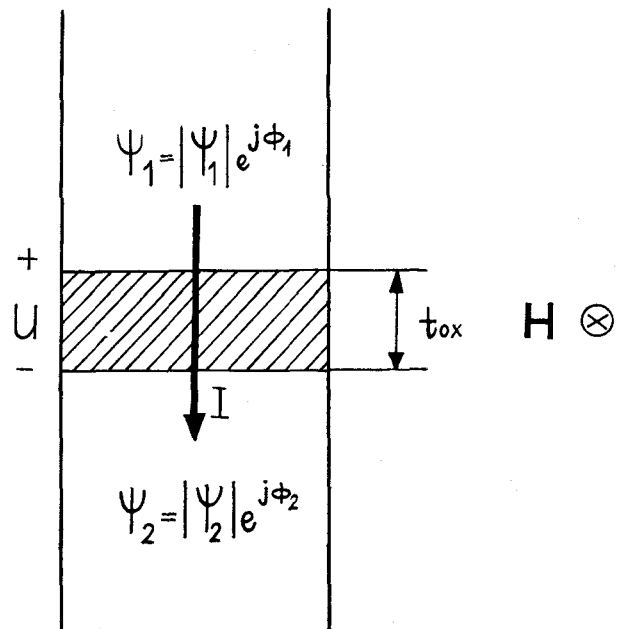
ahol  $q$  az elektron töltése,  $\hbar$  a Planck-állandó  $2\pi$ -vel elosztott értéke,  $d$  az a távolság, amelyen keresztül a mágneses tér behatol az átmenetbe,  $\mathbf{H}$  a mágneses télerősség vektor,  $\mathbf{n}$  pedig egységvektor (4. ábra). A szupra-áramsűrűség–mágneses télerősség szinuszos jellegű kapcsolatából következik, hogy bizonyos mágneses télerősségnél az átmenet elveszti szupra-vezető tulajdonságát.

Nem kevésbé meglepő eredményre vezet az átmenetben folyó szupra-áramnak az *elektromos térre* adott válasza. Ekkor ugyanis, ugyancsak az első összefüggésen keresztül az áram periodikus függvénye lesz az időnek:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{2q}{\hbar} U, \tag{3}$$

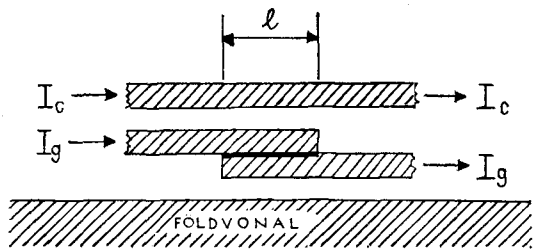
ahol  $U$  az átmenetre kapcsolt feszültség. (3) összefüggésből kiolvasható, hogy feszültség esetén az átmenetben nagyfrekvenciás szupra-áram folyik (500 GHz/mV).

Az eddigieket összefoglalva azt mondhatjuk, hogy a Josephson-átmenetben feszültség nélkül a Cooper-párok szupra-tunnel árama folyik. Bizonyos mágneses télerősségek esetén az átmenet elveszti szupra-vezető tulajdonságát, az átmeneten feszültség jelenik meg, és az ohmikus elektronok tunnel áramán kívül nagyfrekvenciás szupra-áram indul meg. A Josephson-átmenet eredő árama a Josephson-egyenletek által meghatározott szupra-áramból, az ohmikus elektronok tunnel áramából, illetve a fémrészek által reprezentált kapacitásból származó, kapacitív áramból tevődik össze.

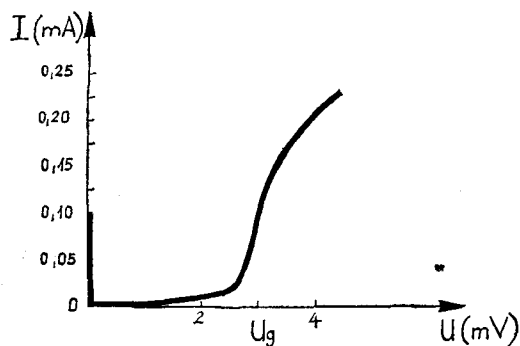


H935-4

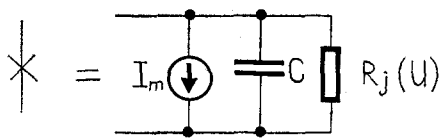
4. ábra. Szupra-vezető tunnel átmenet



a)



b)



c)

H935-S

5. ábra. Vezérelt Josephson-átmenet. a) legegyszerűbb gyakorlati megvalósítása, b) egyenáramú  $I-U$  karakterisztikája, c) pontszerű átmenet elektromos helyettesítő képe

### 3. Számítógépes alkalmazások

Ezek után rátérünk a szupravezető számítógépben felhasználható logikai és memória áramkörök ismertetésére. Áttekintésünk során nem foglalkozunk architektúráis kérdésekkel, mivel egy leendő szupravezető számítógép funkcionális felépítése, ill. az egyes egységek szervezése teljesen hasonló lesz a félvezető számítógépekéhez. Azonban még így is csak a témakör vázlatos, rendszerező jellegű bemutatására szorítkozhatunk.

#### 3.1. Josephson-kapcsoló

A szupravezető digitális technika kulcseleme a *vezérelt Josephson-átmenet*, amely teljesen hasonló funkciót tölt be, mint a hagyományos logikai áramkörök esetében a félvezető tranzisztor. Tulajdonképpen nem más, mint egy kapcsoló, amely egy adott áramot vagy az eszközön keresztül közvetlenül a földre vezet, vagy a másik szakadáson állapotában egy kimeneti áramkörre juttat.

A vezérelt Josephson-átmenetek legegyszerűbb

változatát láthatjuk az 5a ábrán [4]. Az eszköz felépítésében három rész különböztethető meg. Az első a *földvonal*, amelynek funkciójáról később lesz szó, a második maga a *Josephson-átmenet*, amelynek áramát  $I_g$ -vel jelöltük, míg végül legfelül látható az átmenettel induktív csatolásban levő vezérlő vonal, amelynek árama  $I_c$ .

A rajz vonalkázott részei különleges ólom-, illetve nióbbium-ötvözetekből készülnek, mivel ezeknek az anyagoknak a kritikus hőmérséklete viszonylag magas a hűtőfolyadékként használt folyékony He hőmérsékletéhez ( $T=4,2$  K) képest [5]. Az átmenethez tartozó elektródákat vékony szigetelő réteg (5–10 nm) választja el, amely az alsó elektróda speciális oxidációjával készül. Az átmenetet a földvonalról és a vezérlő vonaltól vastag oxidréteg választja el.

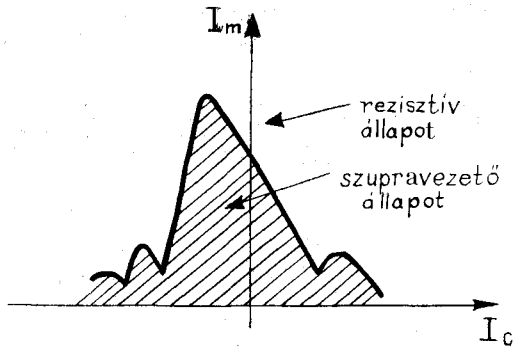
Ha egy ilyen eszközt a fémelektródák kritikus hőmérséklete alá hűtünk, akkor az átmenet egyenáramú áram-feszültség karakterisztikája erősen *nemlineáris* válik, a már említett kétféle tunnelezési mechanizmus következtében (5b ábra). A kétágú  $I-U$  karakterisztika első ága a zérus feszültséghez tartozó szupratunneláram, míg a második a normál tunnelezésből származó ohmikus áram feszültségfüggését mutatja. Az ábrából leolvasható, hogy a kialakuló  $U_g$  nagyságú tiltott sáv miatt az ohmikus elektronok alagútárama csak abban az esetben folyik, ha az átmeneten legalább  $U_g$  feszültség esik, amit egy  $R_j(U)$  nemlineáris ellenállással szoktak figyelembe venni. Az ábrán  $I_m$  a maximális zérus feszültségű szupratunneláramot jelenti.

Az 5c ábra egy pontszerűnek tekintett átmenet jelképi jelölését, illetve *elektromos helyettesítő képét* mutatja. A bal oldali ág a Josephson-áramkomponens, a középső az átmenethez tartozó elektródák által reprezentált  $C$  kapacitás, míg a jobb oldali ágban az  $R_j(U)$  nemlineáris ellenállás található.

Az átmenet tehát valóban kétállapotú kapcsolónak tekinthető.  $U=0$  esetén rövidzárként működik, ezt *szupravezető állapotnak* nevezik, a  $0-U_g$  feszültségtartományban áram gyakorlatilag nem folyik, ez az ún. *rezisztív állapot*.

Nem beszéltünk eddig arról, hogyan lehet az egyik állapotból a másikba átkapcsolni. Előrebocsátjuk, hogy a most következők nem az egyetlen lehetőség. Az előzőek alapján nyilvánvaló, hogy az átmenet mindaddig szupravezető állapotban marad, amíg  $I_g$  kisebb, mint a megengedett zérus feszültséghez tartozó  $I_m$  áram. Az  $I_c$  vezérlő árammal, azaz a mágneses térerősséggel, éppen  $I_m$  értékét változtathatjuk, miközben az  $I_g$ -t állandó értéken tartjuk. Ha  $I_m$  értékét  $I_g$  alá csökkentjük, az átmenet lezár, és  $I_g$  a kimeneti áramkörre jut. Az  $I_m(I_c)$  összefüggést megadó görbét *küszöbkarakterisztikának* nevezzük (6. ábra). Az elnevezés onnan származik, hogy a görbe alatti tartomány az eszköz szupravezető állapotának, míg a görbe feletti rész rezisztív állapotnak felel meg. Megjegyezzük, hogy a küszöbkarakterisztika meglepő hasonlóságot mutat az optikából ismert egyetlen részhez tartozó diffrakciós görbéhez.

A Josephson-áramkörök ún. *latching működésűek*. Ez azt jelenti, hogy a szupravezető állapotból a rezisztívba történő átbillenés után az áramkör bemene-  
tének tekintett  $I_c$  vezérlő áram hatástalanná válik,



H935-6

6. ábra. A Josephson-átmenet küszöbkarakterisztikája

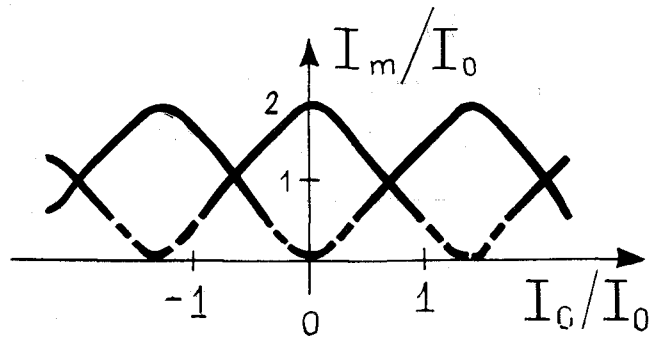
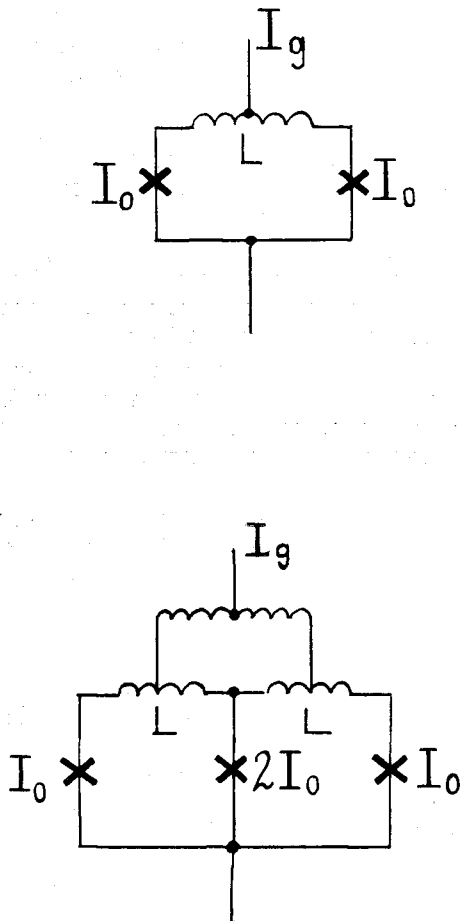
mivel az átmeneten levő feszültség megakadályozza az  $I_c$  által történő visszabillentést. A rezisztívból a szupravezető állapotba az eszköz  $I_g$  áram pillanatnyi megszakításával juttatható. Ez speciális teljesítményellátást igényel.

Az 5a ábrán látható alapeszköz érzékenysége csak az átmenet hosszirányú méretének növelésével fokozható. Ebben az esetben valóban csökken az alkalma-

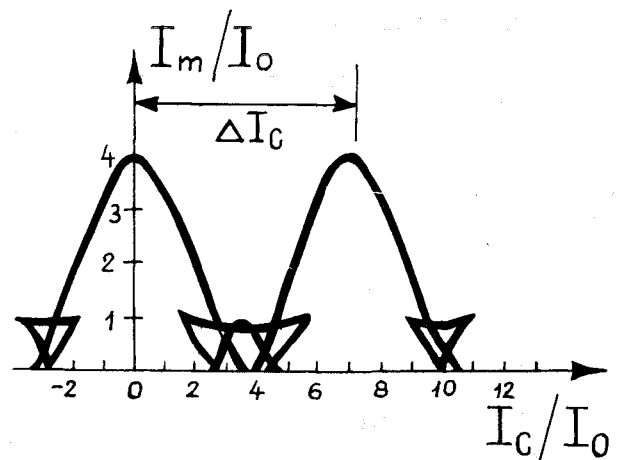
zott vezérlő áramok nagysága, viszont kisebb lesz a működési sebesség a megnövekedett kapacitás miatt. Ezért a korszerű nagy érzékenyséű Josephson-kapcsolók egyetlen átmenet helyett több, szupravezető hurokkal összekötött pontszerű átmenetből épülnek fel. Ezek a *SQUID* (superconducting quantum interference device) áramkörök.

A gyakorlatban két típusuk terjedt el. Az egyik a két átmenetes, vagy más néven *kétdiódás*, a másik a *háromdiódás Josephson-interferométer* (7a–b ábra). Az átmeneteket összekötő szupravezető vonalak induktivitása  $L$ . A vezérlő vonalak itt is induktív csatolásban vannak a hurkokkal.

A 7a ábrán látható a kétdiódás interferométer küszöbkarakterisztikája, amelynél különös jelentősége van a szupravezető és rezisztív állapotot elválasztó görbe alatti tartomány szerkezetének [6]. Egy ilyen szupravezető hurokban ugyanis bizonyos esetekben gerjesztés nélkül is, az óramutató járásával meg egyező vagy azzal ellentétes köráram folyhat. Így az eszköz működésében különböző egymást *átfedő módusok* vannak. A köráram nélküli esetnek a középső görbe felel meg, míg a két szomszédos görbe a külső gerjesztő áram mellett jelenlevő meghatározott irá-



a)



b)

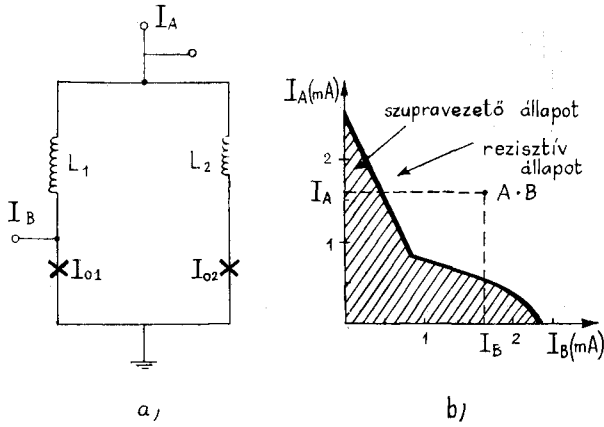
H935-7

7. ábra. SQUID kapcsolók. a) kétdiódás SQUID és küszöbkarakterisztikája, b) háromdiódás SQUID és küszöbkarakterisztikája

### 3.2. Logikai kapuáramkörök

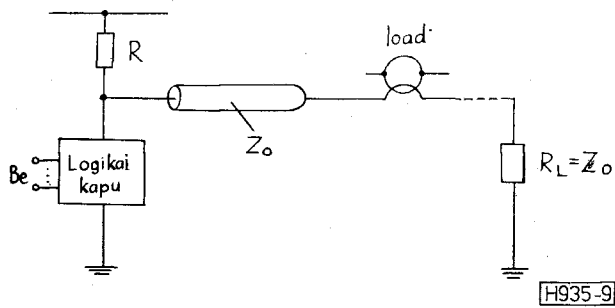
Már a bevezetőben említett tettünk arról, hogy egy  $\sim 1$  ns ciklusidejű extrém nagy sebességű számítógépben a kapukésleltetésen kívül, az egymást követő fokozatok közötti terjedési késleltetésnek is jóval 1 ns alatt kell maradnia. A terjedési késleltetés a jel terjedési sebességétől, illetve a kimeneti vonal hosszától függ. Szobahőmérsékletű vezetőkben a gyorsan változó elektromos jelek néhány cm távolság megtétele után erősen torzulnak, illetve csillapodnak. Ezért a Josephson logikai áramkörökben az egyes kapuk közötti összeköttetésre *szupravezető tápvonalakat* használnak [9]. Ezek az ún. microstrip tápvonalakon centiméteres nagyságrendű távolságokon a kb. harmad fénysebességnyi fázissebességgel haladó, ps-os emelkedési idejű elektromos jelek még torzítatlanul terjednek. A szupravezető microstrip tápvonalakat a földvonal és az átmenet egyik elektródájából kiinduló összekötő vonal segítségével valósítják meg.

Egy Josephson-kapcsolókból felépülő általános logikai kapu *kimeneti áramkörét* mutatja a 9. ábra. A reflexiómentes jelterjedés miatt a  $Z_0$  impedanciájú microstrip tápvonal *illesztett* lezárású. A kimenővonal



H935-8

8. ábra. Áraminjektált SQUID kapcsoló. a) felépítése, b) küszöbkarakterisztikája



H935-9

9. ábra. Általános Josephson logikai kapu kimeneti áramköre

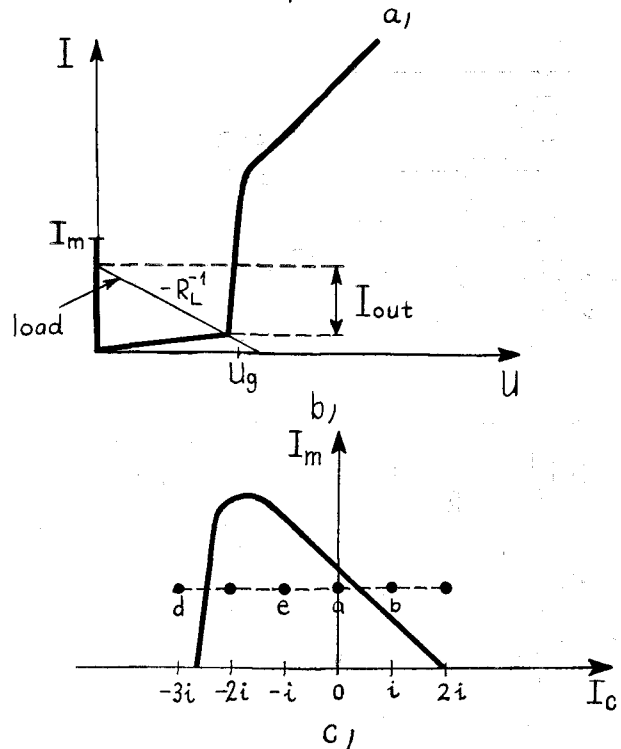
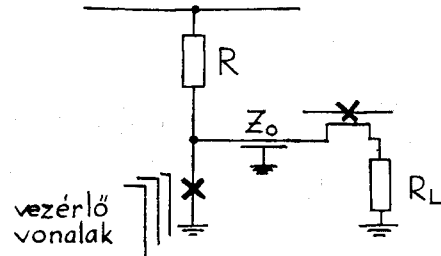
nyű köráramokra vonatkozik. Az átlapolt módusok teszik lehetővé adott fluxuskvantum tárolását a hurokban külső gerjesztés nélkül. Ezt használják ki a később részletesen ismertetendő main memóriacellákban.

7b ábrán szereplő háromdiódás interferométerben az egyes átmenetek kritikus áramainak aránya 1:2:1. A küszöbkarakterisztikából kitűnik, hogy a csúcsok jobban szeparáltak, mint a két diódás interferométerben, így elkerülhetők a logikai alkalmazásokban zavaró – az átlapolt működésből származó – bizonytalanságok [7].

Az eddig ismertetett Josephson-kapcsolókban az átmenetben folyó  $I_g$  áram állandó értékű volt. A billentést induktív csatolású vezérlővonal végezte. A *nemlineáris áraminjektált* eszközökben magával az átmenetben folyó áram változtatásával érhető el az átkapcsolás [8]. A 8a ábrán látható egy ilyen elven működő kapcsoló, amely tulajdonképpen egy speciális Josephson-interferométer. Az  $I_A$ ,  $I_B$  bemeneti áramokat közvetlenül az átmenetekbe injektáljuk. A kritikus áramok, illetve az induktivitások alábbi megválasztásával elérhető, hogy a két bemeneti áram együttesen lényegesen kisebb áramszintek mellett billenti az eszközt, mint külön-külön (8b ábra).

$$L_1 I_{01} = L_2 I_{02} \quad (4)$$

$$(L_1 + L_2) \cdot I_{02} = \Phi_0 = \frac{h}{2q} \quad (5)$$



H935-10

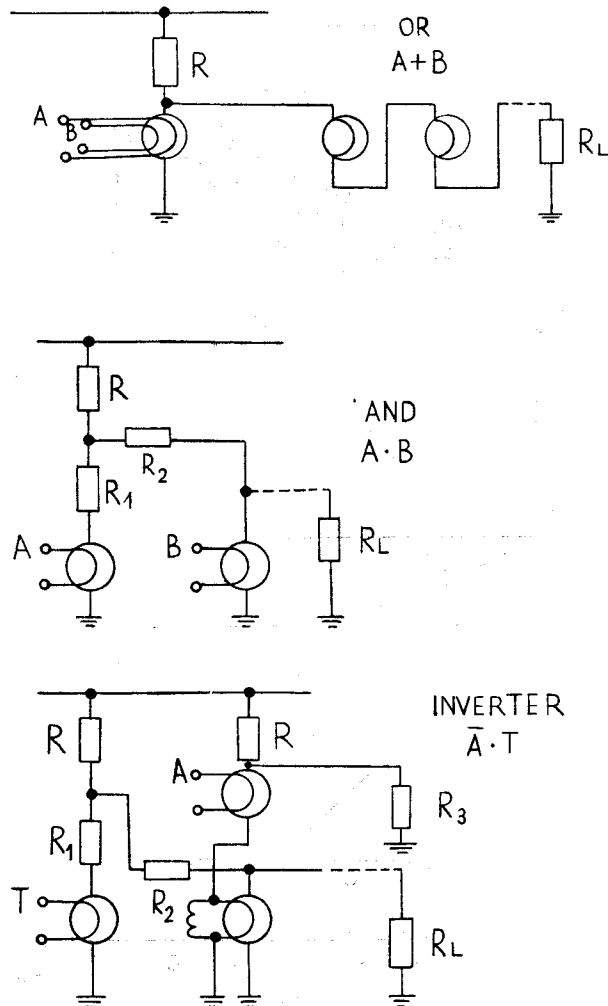
10. ábra. In-line kapu. a) felépítése, b) az  $I-U$  karakterisztikák, c) különböző logikai funkciók megvalósítása

tetszőleges számú, soros elrendezésű további fokozatot hajthat meg. Ha a kimenő körben folyik áram, az logikai „1”-nek felel meg. Ellenkező esetben a kapu kimenete logikai „0”-ban van.

Ha az 5a ábrán látható egyetlen vezérlővonalat tartalmazó Josephson-diódát még két további vezérlővonalal kiegészítjük, akkor az angol irodalomban *in-line kapunak* nevezett áramkörhöz jutunk (10a ábra). Ezzel a viszonylag korai logikai kapuáramkörrel **AND**, **OR** és inverter funkciók egyaránt megvalósíthatóak az egyes vezérlővonalakban folyó áramok nagyságának és irányának megfelelő megválasztásával [10].

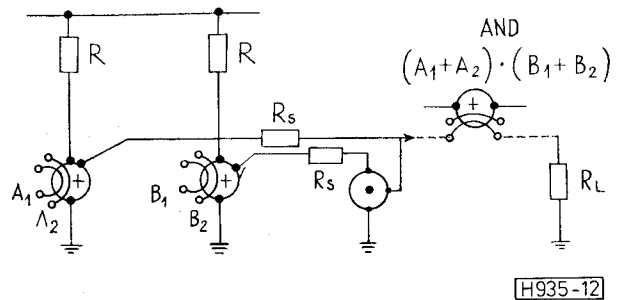
A 10b ábrán az in-line kapu és a kimeneti áramkör  $I-U$  karakterisztikája szerepel. Látható, hogy a kimenő áram jó közelítéssel  $I_g$ -vel egyezik meg.

Tételezzük fel, hogy mindhárom vezérlővonalban  $i$  nagyságú áram folyik. A kapu működését a 10c ábrán látható küszöbkarakterisztika alapján érthetjük meg. Pozitív vezérlő áramoknál bármelyik vezérlővonalban folyó  $i$  áram hatására  $I_g$  nagyobb lesz, mint a megfelelő kritikus áram. Az eszköz rezisztív állapotba kapcsol, és  $I_g$  a kimenőkörbe fog folyni.



H935-11

11. ábra. Háromdiódás SQUID kapcsolókból felépülő OR, AND kapu és inverter



H935-12

12. ábra. AND kapu áraminjektált SQUID kapcsolóval

Az eszköz ilyenkor *OR kapuként* működik (a-b). A küszöbkarakterisztika aszimmetrikus jellegét kihasználva lehet *AND funkciót* megvalósítani. Negatív vezérlőáramok esetén a dióda csak akkor zár le, ha valamennyi vezérlővonalban folyik áram (a-e). Az inverter realizálása az előbbiekhöz hasonlóan történik.

Az 1970-es évek közepén viszonylag bonyolult logikai áramköröket készítettek in-line kapuk felhasználásával. Az akkori technológiának megfelelő, 25  $\mu\text{m}$ -es minimális csíkszélességgel készült összeadó [11] és szorzóáramkörök [12] kapunkénti késleltetése rendre 125 ps, illetve 250 ps volt. A kapuk átlagos teljesítménydisszipációjára 35  $\mu\text{W}$  körül mozgott.

Az 1970-es évek végén az integráltáramkör-gyártásban radikális változás következett be. A minimális csíkszélességet sikerült 25  $\mu\text{m}$ -ról 5  $\mu\text{m}$ -re csökkenteni. Ez fordulópontot jelentett a szupravezető digitális technikában is. Az in-line áramköröket ma már csak a szupravezető memóriák nagy áramszinteket igénylő meghajtó fokozataiban használják.

A 11. ábrán látható kétbemenetű **OR** és **AND** kapu, illetve az inverter háromdiódás **SQUID** kapcsolókból épülnek fel [13]. Az 5  $\mu\text{m}$ -es csíkszélességgel készült logikai áramkörcsalád átlagos kapukésleltetése egyetlen fan-out esetén 58 ps, amihez további, soros fan-out-onként 14 ps járulékos késleltetés adódik.

A leggyorsabb működést, amelyet valaha is logikai áramkörökben mértek, az iménti kétbemenetű **OR** kapu 2,5  $\mu\text{m}$ -es csíkszélességgel készült változatával érték el [14]. A 10 db kaszkádkapcsolású **OR** kapu teljes késleltetése mindössze 130 ps volt. A kapunkénti 13 ps-os késleltetés 6 ps-os kapcsolási késleltetésből és 7 ps-os terjedési késleltetésből tevődött össze.

Az áraminjektált **SQUID** áramkörökkel **AND kapukat** lehet megvalósítani [8], [15]. Hátrányuk a vezérlővonalas **SQUID** áramkörökhöz képest az, hogy a bemenet és a kimenet nem kellően izolált. Ezért az áraminjektált eszközöket — a bemenet és a kimenet jobb szétválasztása érdekében — mindig vezérlővonalas áramkörökkel kombinálva használják (12. ábra). 2,5  $\mu\text{m}$ -es minimális csíkszélességgel készült áraminjektált logikai áramkörökben 36 ps-os átlagos kapukésleltetést mértek. A kapunkénti teljesítménydisszipáció 3,4  $\mu\text{W}$  volt.

### 3.3. Memóriacellák

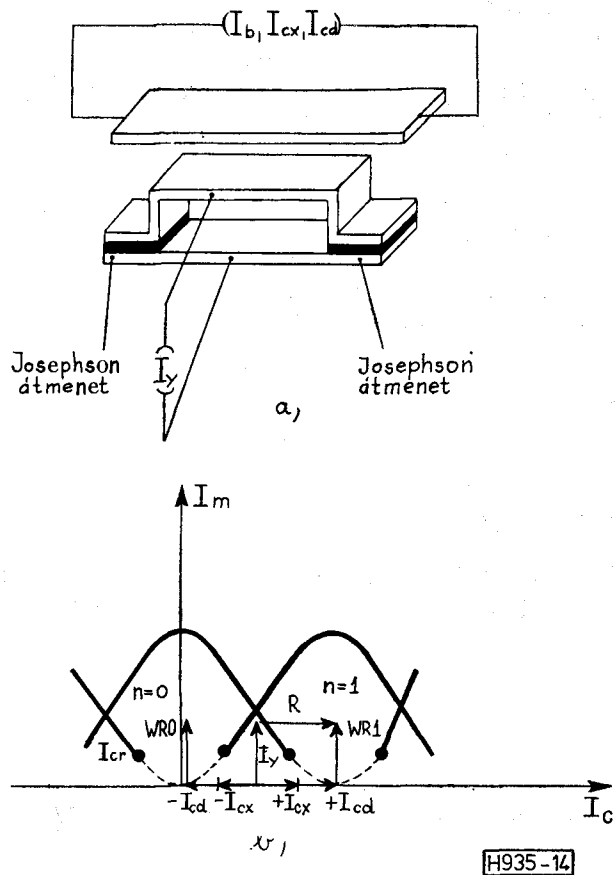
A nagysebességű szupravezető számítógépek memóriái hierarchikus szerzésűek. A központi egységgel

közvetlenül kapcsolatban álló *cache memóriákkal* szemben támasztott elsődrendű követelmény a lehető legkisebb hozzáférési idő [16]. A hierarchia eggyel alacsonyabb szintjén álló *main memóriák* ciklusideje nagyobb, viszont kisebb a teljesítményfelvételük, ill. nagyobb az elemsűrűségük [17], [18]. A memóriacellákat – a logikai áramkörökhöz hasonlóan – Josephson-átmenetek segítségével lehet megvalósítani. Mindkét esetben a cella tulajdonképpen egy *vezérelt szupravezető hurok*. A hurokban folyó külső gerjesztés nélküli köráram, ill. az ehhez tartozó fluxuskvantum logikai „1”-nek felel meg. Ha a hurokban köráram nem folyik, azaz a bezárt fluxus zérus, akkor az logikai „0” állapotot reprezentál.

Egy mátrix elrendezésű *cache memória* alapcelláját mutatja a 13. ábra. A szupravezető hurok bal oldali ágát egy Josephson-dióda szakítja meg, amely a memóriába való íráshoz szükséges. A hurokhoz induktilvan csatlakozó másik Josephson-dióda a memóriából való olvasásra szolgál.

Tételezzük fel, hogy a hurokban köráram nincs, a cella logikai „0”-ban van. Ekkor logikai „1”-et a következő módon írhatunk be. Az  $I_D$  tápáram a bal és jobb oldali ágak induktivitásainak arányában kétfelé oszlik el.  $I_D$  értékét úgy kell megválasztani, hogy a bal oldali ágban folyó  $I_L$  áram hatására a dióda szupravezető állapotban maradjon.  $I_x$  és  $I_y$  egyidejű alkalmazása esetén a dióda lezár, és  $I_D$  teljes egészében a jobb oldali ágra kerül. Ha ezek után valamennyi áramot megszüntetjük, akkor a hurokban az óramutató járásával megegyező irányú köráram indul meg. Ha a hurok eredetileg logikai „1”-ben volt, akkor a hurokban folyó köráram  $I_x$  és  $I_y$  egyidejű alkalmazása révén disszipálható el, így a cellába logikai „0”-t írhatunk.

A memória tartalmának kiolvasásához  $I_D$  és  $I_S$  áramok együttes alkalmazására van szükség. A hurok

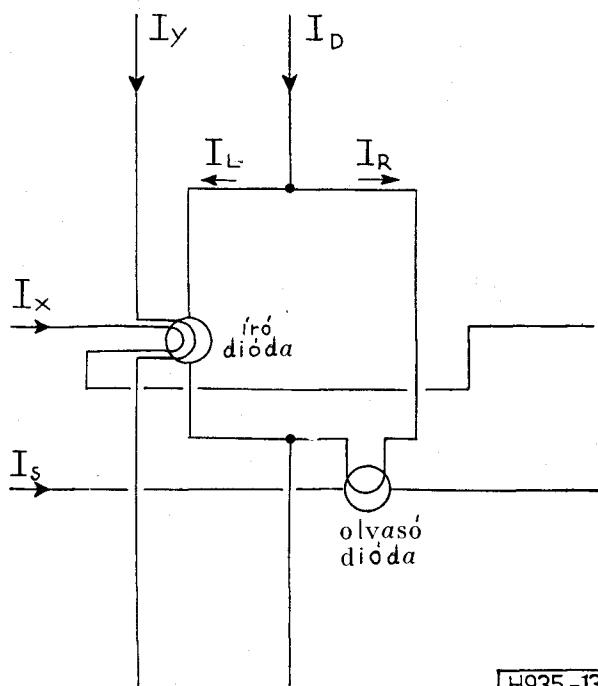


14. ábra. Main memóriacella. a) felépítése, b) áramszekvenciák az íráshoz, ill. olvasáshoz

jobb oldali ágának  $I_R$  árama vezérli a másik Josephson-diódát. Logikai „1” esetén a hurokban folyó köráram hozzáadódik a kétfelé oszló  $I_D$  áram jobb oldali ágra eső részéhez, a kiolvasó dióda lezár. Logikai „0” esetén  $I_R$  nem képes billenteni a kiolvasó diódát. Megjegyezzük, hogy a kiolvasás nem *destruktív*.

Jelenleg a tervezők 2,5  $\mu\text{m}$ -es minimális csíkszélességű technológiára épülő  $4 \times 1$  kbites *cache-memória* chip kifejlesztésén dolgoznak, amelynek névleges hozzáférési ideje kb. 500 ps [16].

A main memória alapcellája egy kétátmenetes,  $I_y$  tápáramú Josephson-interferométer, amelyet három induktív csatlakozású  $I_{cx}$ ,  $I_{cd}$ ,  $I_b$  áramú vonal vezérel (14a ábra). Az  $I_b$  vezérlő áramra mind a beíráshoz, mind a kiolvasáshoz folyamatosan szükség van. A cella működését a 14b ábrán látható küszöbkarakterisztika alapján ismertetjük. Az eredetileg logikai „0” állapotban levő cellába „1”-et a következőképpen írhatunk be. Először, a már meglévő  $I_b$ -n kívül,  $I_{cx}$  és  $I_{bd}$  áramokat kapcsoljuk be, majd  $I_y$ -t. Ebben az esetben az áramok megszüntetése után adott fluxuskvantum tárolódik a hurokban (külső gerjesztés nélküli köráram indul meg). A beírás során az ábrán látható  $I_{cr}$  kritikus áram alatt mintegy „átbújtunk”, tehát az eszköz a logikai állapotváltozás ellenére szupravezető állapotban marad. A logikai „1”-et tartalmazó cellába „0”-t az előbbihez hasonlóan írhatunk be, azzal a különbséggel, hogy ilyenkor  $I_{cx}$ ,  $I_{cd}$  iránya ellentétes.



13. ábra. Cache memóriacella



Olvasás során először mindig  $I_y$ , majd a mindig pozitív irányú  $I_{cx}$ -et és  $I_{ca}$ -t kapcsoljuk be. A „0” állapotú interferométer  $I_y$  majd a meglevő  $I_b$ -hez hozzáadódó  $I_{cx}$ ,  $I_{ca}$  áramok hatására rezisztív állapotba kerül, mivel az  $I_{cr}$  áram felett „haladtunk el”. Az egyes áramok sorrendjének ugyanilyen megválasztásával a logikai „1”-ben levő interferométer szupravezető állapotban marad. Attól függően tehát, hogy az eszköz a kiolvasási processzus után szupravezető vagy rezisztív állapotban van, a cella eredeti tartalmára következtetni lehet. Nyilvánvaló, hogy a kiolvasás *destruktív*, így egy pótlólagos újírási ciklusra is szükség van.

Egy ilyen típusú cellákból felépülő 16 K RAM modelljét készítették el az IBM kutatói. A mért írási-olvasási ciklusidő 30 nsec volt [19].

#### Köszönetnyilvánítás

Végül szeretnék köszönetet mondani dr. Valkó Iván Péter egyetemi tanárnak és dr. Tarnay Kálmán tanszékvezető, egyetemi docensnek értékes megjegyzéseikért és munkám során nyújtott sokoldalú támogatásukért.

#### I R O D A L O M

[t] Lyton, E. A.: „Superconductivity”. J. Wiley and Sons, Inc., New York (1962).

- [2] Giaever, I.: Phys. Rev. Lett. 5, (1960), p. 147.
- [3] Josephson, B. D.: Phys. Lett. 1, (1962) p. 251.
- [4] Matisoo, J.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 133.
- [5] Ames, J.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 188.
- [6] Gueret, P., Moser, A., Wolf, P.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 155.
- [7] Zappe, H. H.: Appl. Phys. Lett. 27, (1976), p. 432.
- [8] Gheewala, T. R.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 130.
- [9] Kautz, R. L.: J. Appl. Phys., 49, (1978), p. 308.
- [10] Henkels, W. H.: IEEE Trans. Magnetics MAG-10, (1974), p. 860.
- [11] Herrel, D. J.: IEEE Trans. Magnetics MAG-10, (1974), p. 864.
- [12] Herrel, D. J.: IEEE J. Solid State Circuits SC-10, (1975), p. 360.
- [13] Klein, M., Herrel, D. J.: IEEE J. Solid-State Circuits SC-13, (1978), p. 577.
- [14] Gheewala, T. R.: IEEE J. Solid-State Circuits, SC-14, (1979).
- [15] Faris, S. M.: IEEE Circuits and Systems 3, (1981), p. 2.
- [16] Faris, S. M., Henkels, W. H., Valsamakis, E. A., Zappe, H. H.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 143.
- [17] Gueret, P., Moser, A., Wolf, P.: IBM J. Res. Develop. 24, (1980), p. 155.
- [18] Duzer, T.: IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, MTT-28, (1980), p. 490.
- [19] Broom, R. F., Gueret, P., Kotyczka, W., Mohr, T. O., Moser, A., Oosenbrug, A., Wolf, P.: IEEE J. Solid-State Circuits, SC-14, (1979), p. 690.