

# IMPULZUS ÜZEMŰ TERMÍKUS LETÖRÉS VIZSGÁLATA Ge-BAN ÉS Si-BAN

HENK KÁROLY\* és PATAKI GYÖRGY\*\*

MTA MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, BUDAPEST

[Beérkezett: 1971. július 28-án]

A jelen dolgozatban a termikus letörések egy speciális esetét tárgyaljuk, azt amikor egy anyagba az energiát olyan gyorsan tápláljuk be, hogy a hőelvezetés elhanyagolhatóvá válik. Ha az ily módon betáplált hőenergia egy kritikus értéket elér, akkor impulzus üzemű termikus letörés következik be. E letörés elméletének rövid ismertetése során megmutatjuk, hogy a kritikus hőenergia független az alkalmazott impulzus időtartamától. A Ge és Si mintákon fűrészfog alakú feszültség impulzusokkal végzett kísérleti mérések kvalitatív egyezést adtak az elmélettel. A kritikusnál nagyobb energiák esetében megolvadt felületi szálakat figyeltünk meg, amelyeknek gyakorlati alkalmazására is mód van.

## Jelölések

$Q_c$	= kritikus hőmennyiség,	$T_0$	= környezeti hőmérséklet.
$I_c$	= kritikus áramerősség.	$\beta$	= hőelvezetési tényező,
$U_c$	= kritikus feszültség,	$T_m$	= áramszál hőmérséklete,
$t_c$	= impulzushossz (idő) (sec).	$P$	= betáplált teljesítmény.
$q$	= keresztmetszet,	$I$	= áramerősség,
$d$	= hosszúság,	$j$	= áramsűrűség,
$\sigma$	= vezetőképesség (fajlagos).	$n$	= elektron koncentráció,
$C_v$	= fajhő,	$p$	= lyukkonzentráció,
$\gamma$	= fajsúly,	$\tau$	= tranziens időtartam.

## 1. Bevezetés

Az [1] dolgozatban, a *stacioner termikus letörés* esetét vizsgáltuk. Mind műszaki, mind fizikai szempontokat figyelembe véve, feltétlen érdekes az az eset, amikor a rendszerbe táplált hő az időtől explicite függ, s így a stacioner állapot nem tud beállni. Ha a letörés ilyen feltételek mellett megy végbe, *impulzus üzemű termikus letörésről* beszélünk [2], [3]. Különösen érdekes az a határeset, amikor a hő betáplálása olyan gyors, hogy a hőelvezetés a vizsgált időtartamban elhanyagolható. Ez az eset azzal jellemezhető, hogy a termikus letöréshez szükséges minimális  $Q_c$  hő, független lesz a használt impulzusok hosszától ( $t_c$ ).

\* Henk Károly, Budapest VIII., Hungária krt. 22–24/E.

\*\* Pataki György, Budapest III., Kórház u. 29.

Egy másik letörés, az ún. magnetothermal pinch-effektus [4], melynél az elektron-lyuk gázban *pinch-effektus*\* lép fel, majd ezen áramszál mentén következik be a termikus letörés. Ezt a modellt az InSb-ban megfigyelt effektusokra dolgozták ki [4].

Jelen dolgozatban Ge-ban és Si-ban vizsgáljuk az impulzus üzemű termikus letörést, és meghatározzuk a  $Q_c(t_c)$  összefüggéseket, háromszög alakú impulzusokat használva.

A négyszög impulzusokkal végzett kísérletek során olyan effektust találtunk, mely igen hasonló volt a magnetothermal pinch esetében fellépő effektushoz: a mintán levő feszültségés  $\sim 1 \mu\text{sec}$ -os tranzienszt mutatott. A Ge esetén ezt a jelenséget a kontaktusok enyhén injektálható hatására vezettük vissza. Ezzel megmutattuk, hogy a vizsgált hőmérsékleti tartományban a letörés tisztán termikus eredetű.

Háromszög alakú impulzusokat használva, elegendő nagy áramok mellett, mind Ge-ban, mind Si-ban, a minta felületén megfigyeltük az anyag megolvadását egy áramszál mentén. Ez a jelenség megfelel a termikus letörés elméletében használatos Wagner-féle csatornának [3], vagy ha az újabb terminológiát használjuk, az S-alakú karakterisztikáknál fellépő áramszál kialakulásának [5].

## 2. Az impulzus üzemű termikus letörés elmélete

Mielőtt a kísérleteket ismertetnénk röviden összefoglaljuk az impulzus üzemű termikus letörés és az ezzel 10kV-n *magnetothermal pinch-effektus* elméletének néhány eredményét [2], [3], [4].

Egy  $q$  keresztmetszetű,  $d$  hosszúságú  $\sigma$  vezető képességű szátra írjuk fel a nem stacioner hővezetési egyenletet:

$$C_r \gamma q d \frac{dT}{dt} = -P_R + E^2 \sigma q d, \quad (1)$$

ahol  $C_v$  — a fajhő,  $\gamma$  — a vizsgált anyag fajsúlya,  $P_R$  — a radiális hőelvezetés. Mivel a feltevés szerint a hőbetáplálás gyors,  $P_R$  elhanyagolható, tehát:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\sigma E^2}{C_r \gamma} = \frac{\sigma_i \exp(-B/T) E^2}{C_r \gamma} \quad (2)$$

\* A pinch-effektus, mint ismeretes abban áll, hogy az áramot szállító töltéshordozók, az áram mágneses terének hatására koncentrálnak.

Itt azzal az egyszerűsítéssel éltünk, hogy a vezetőképességet  $\sigma = \sigma_i \exp(-B/T)$  alakban vettük fel.\*

Tegyük fel, hogy a térerősség időben lineárisan nő a  $(0, t_c)$  intervallumban:

$$E = \frac{E_c}{t_c} \cdot t. \quad (3)$$

A (3) segítségével a  $t$  kiküszöbölhető. A kapott egyenlet integrálása zárt alakban nem végezhető el.

Ha feltesszük, hogy a szál közepén  $T_m > T_0$  hőmérsékletnek kell lennie ahhoz, hogy a letörés bekövetkezzék, akkor a  $(T_0, T_m)$ , illetve a  $(0, E_c)$  tartományra vett integrál közelítőleg azt adja, hogy:

$$E_c = \frac{1}{\sqrt{t_c}} \left( \frac{3\gamma C_v \cdot T_0^2}{\sigma_i B} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{B}{2T_0}\right). \quad (4)$$

A letöréshez szükséges összes hő az (1) integrálásából kapjuk ( $P_R = 0$ ), ha figyelembe vesszük [2], hogy a hőmérséklet változás a  $(0, t_c)$  intervallumban  $T_0^2/B$  lesz:

$$Q_c = \frac{C_r \gamma q d \cdot T_0^2}{B}. \quad (5)$$

Amint fizikailag várható, az impulzus üzemi termikus letörésnél  $Q_c$  független az impulzus  $t_c$  hosszától.

Most röviden a magnetothermal pinch-effektus alap gondolatát ismertetjük [4]. A mintán átfolyó áram, saját mágneses tere miatt „pinchelődik”. Ehhez elektronok és lyukak egyidejű jelenléte szükséges, különben az elektromos semlegességre való törekvés a pinchelődést megakadályozza.\*\* A pinch-effektus igen rövid idő alatt ( $\sim 50$  nsec) létrejön a használt impulzus hosszakhoz képest, ha az ún. Benett-féle kritérium teljesül azaz, ha

$$kT = \mu e P / 4c^2, \quad (6)$$

ahol  $T$  — a kétféle töltéshordozók hőmérséklete,  $\mu = \mu_n + \mu_p$  mozgékonyaságuk összege,  $P$  — az egységnyi plazmahosszra bevitt teljesítmény,  $c$  — a fénysebesség.

\* Pl. Ge esetében az egyletekben szereplő paraméterek értéke a következő:

$$\begin{aligned} \sigma_i &= 3,82 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} & B &= 4180 \text{ }^\circ\text{K}, \\ \gamma &= 5,33 \text{ gr cm}^{-3} & C_v &= 0,31 \text{ J/gr} \cdot ^\circ\text{C} \\ \beta &= 0,63 \text{ J/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C} \end{aligned}$$

\*\* Valóban, ha a pinch-effektus révén pl. elektronokat akarunk eltávolítani a pozitív, lokalizált donorok környezetéből, úgy ezt az elektronok és ionizált donorok közötti Coulomb-féle vonzás fogja gátolni.

A fent említett rövid, mintegy 0,05  $\mu\text{sec}$  után az áramszálban megnő a hőmérséklet, ami a minta megolvadásához vezethet az áramszál mentén. Ez a modell még nem adja meg a kialakult csatorna sugarát. Ezt meghatározhatjuk, ha feltesszük, hogy a csatorna kialakulás után az összes áram azon keresztül folyik. A mintán átfolyó áram:  $I = r^2\pi j$ , ahol  $j$  az áramsűrűség. Ebből

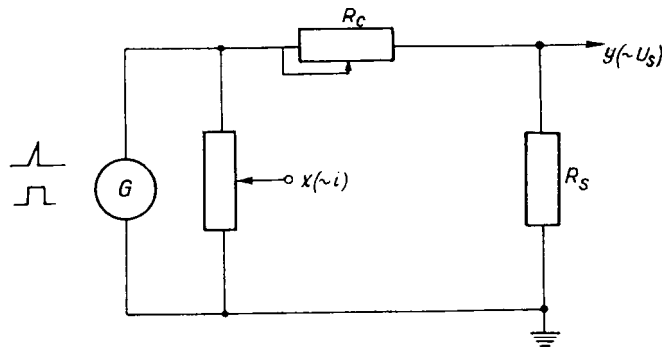
$$r = I(\pi\mu enP)^{-1/2} \quad (7)$$

adódik, mivel  $j = ne\mu E$  és  $P = IE$ .

Könnyen belátható, hogy a pinch-effektusnál szokásos  $P$  teljesítmények mellett a hőelvezetés elhanyagolható. Valóban a radiális hőelvezetés  $P_R = 2\pi\beta r dT/dr$  és pl. InSb esetén  $\beta = 70/\text{TW}/\text{cm}$ . Ha a pinch-sugárnál nagyságrendi becslésként a  $dT/dr \approx T/r$  értéket írunk, akkor  $P_R \approx 0,44 \text{ kW}/\text{cm}$  adódik, ami mintegy ötödrésze a szokásos  $P$  értéknek. A (7) kifejezésben a rácsolvadás hőmérsékletének megfelelő  $\mu$  és  $n$  értékeket írva  $r \approx 2 \times 10^{-3} \text{ cm}$  adódik. Mint látni fogjuk, esetünkben, a felületen megfigyelt csatorna is hasonló sugarú, annak ellenére, hogy a kísérletek azt mutatják, hogy nem magnetothermal pinch-effektus következik be Ge és Si esetén.

### 3. A vizsgálati módszerek leírása

A vizsgálatok során fűrészes alakú és négyszög alakú impulzusokat használunk, mivel ezek együttes alkalmazása lényegesen több információt nyújt a fellépő jelenségekről, mint bármelyik módszer külön-külön. A fűrészgenerátor 5, 10, 20, 50, 100 és 200  $\mu\text{sec}$  felütésű lineáris feszültség jelet biztosít. A maximális feszültség 500 V és a legnagyobb kivehető áram 6 A. A berendezés leírását részletesen a [6]-ban közöltük. Az impulzusgenerátor négyszög alakú jelet ad az 1 ÷ 50  $\mu\text{sec}$  tartományban; 3 A-ig terhelhető, a maximális kimenő



I. ábra. A mérőáramkör; G: generátor;  $R_C$ : áramkorlátozó ellenállás;  $R_S$ : a minta ellenállása ( $R_C \gg R_S$ ).

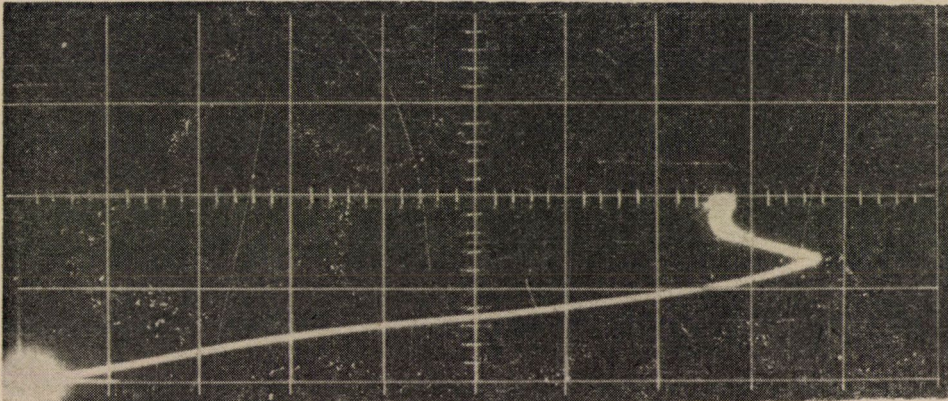


feszültsége 3 KV. A vizsgálatokat általában áramgenerátoros üzemmódban végeztük az 1. ábrán látható elrendezésben.

A berendezések teljesítmény adatai lényegében meghatározták a használt minták méreteit:  $6 \times 3 \times 0,4 \text{ mm}^3$ . A minták anyaga  $5 \div 25 \Omega \text{ cm}$ , fajlagos ellenállású n-típusú germánium és  $1,5 \Omega \text{ cm}$  n-típusú szilícium. Bár ohmos jellegű kontaktusokat szándékoztunk készíteni, de mint látni fogjuk, az ohmságtól való eltérés figyelembe vétele feltétlen szükséges. A kontaktusok felülete  $\approx 1 \text{ mm}^2$  volt. A kísérleteket kétféle mintával végeztük: az *a* típusú minták a végeknél voltak kontaktálva, a *b* típusú minta szendvics elrendezésű volt. Mivel alacsony hőmérsékleten és különösen a használt nagy áramoknál, a kontaktusok „ohmossága” romlik, a méréseket  $300$  és  $400 \text{ }^\circ\text{K}$  között végeztük.

#### 4. A kísérleti eredmények ismertetése

Az áram-feszültség karakterisztikákat a fűrészes alakú feszültség impulzusok segítségével rajzoltuk fel,  $5 \div 10 \text{ Hz}$ -es ismétlődési frekvenciával. Az összes vizsgált mintán, elérve egy meghatározott áram, ill. feszültség értéket, kialakult



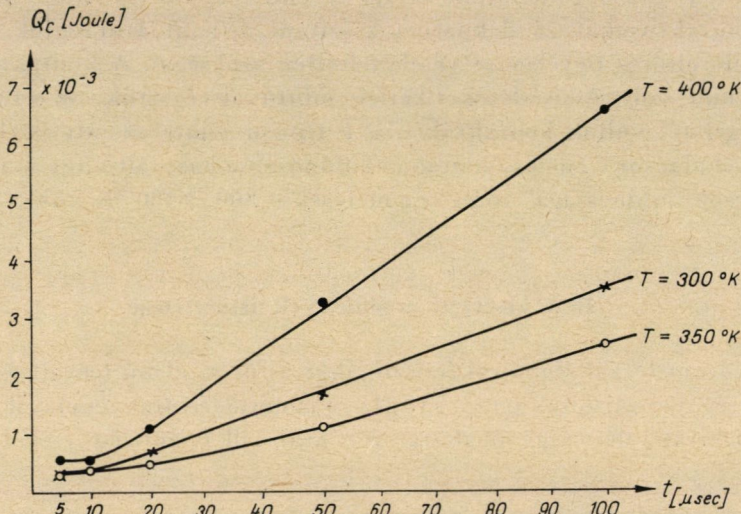
2. ábra. S-alakú I-V karakterisztika, felvétel oszcilloszkópról  $t_c = 100 \mu\text{sec}$ , függőleges: 3 A/osztás; vízszintes: 40 V/osztás.

az S-alakú karakterisztika, amint azt a 2. ábra mutatja. A kritikus értékeket a  $dU/dI = 0$  feltétel alapján határoztuk meg. A minták kímélése céljából, a mintán átfolyó áramot  $I \leq I_c$  értékig növeltük csak, azaz általában nem engedjük létrejönni az S-karakterisztika negatív szakaszát.

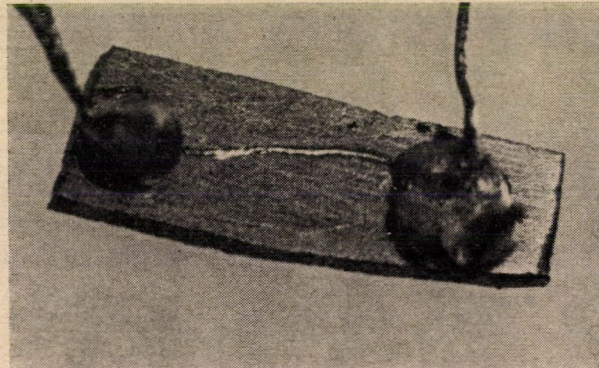
Néhány esetben a karakterisztikán több negatív szakasz volt látható. Ilyenkor mindig a kisebb értékeknél fellépő negatív karakterisztikát vettük tekintetbe.



A 3. ábrán tüntettük fel a különböző felfutási idejű impulzusok mellett a negatív karakterisztika megjelenéséhez szükséges  $Q_c$  hőmennyiséget, amelyet közelítőleg a  $3Q_c = I_c U_c \cdot t_c$  összefüggés alapján határoztuk meg, ahol  $t_c$  a felfutási idő. Látható, hogy csökkenő impulzus-hosszal ez az érték közel állandó



3. ábra. Az S-alakú karakterisztika megjelenéséhez szükséges betáplált hőmennyiség kritikus értéke ( $Q_c$ ) az impulzus szélesség függvényében.



4a. ábra. Megolvadt csatorna a felületen (Sn kontaktusok között) germániumon (nagyítás 15-szörös).

lesz. A fenti méréseket nemcsak a szendvics elrendezésű mintákon végeztük el, hanem az *a* típusú mintákon is. Ezeknél tapasztaltuk, hogy ha a bevitt  $Q_c$  hőmennyiséget a kritikus érték fölé emeltük, akkor a minta felületén szemmel látható módon megindult egy  $r \approx 2 \cdot 10^{-3}$  cm sugarú csatorna



kialakulása és terjedése az anódtól a katód felé. Az impulzus ideje alatt az anyag-megolvadás megfigyelhető volt. Ge esetén egy kialakult csatorna nagyított képe a 4a. ábrán látható. Rendszerint egyetlen csatorna alakul ki, azonban megfigyeltünk olyan esetet, amikor két csatorna indult el az anódtól, azonban végül is csak az egyik haladt végig a mintán. A kapott  $r$  érték egyezésben van a [4]-ben a térfogati csatornákra kapott értékkel. A térfogati csatorna



4b. ábra. Megolvadt csatornák (W-tűk között) szilícium felületén (nagyítás 100-szoros).

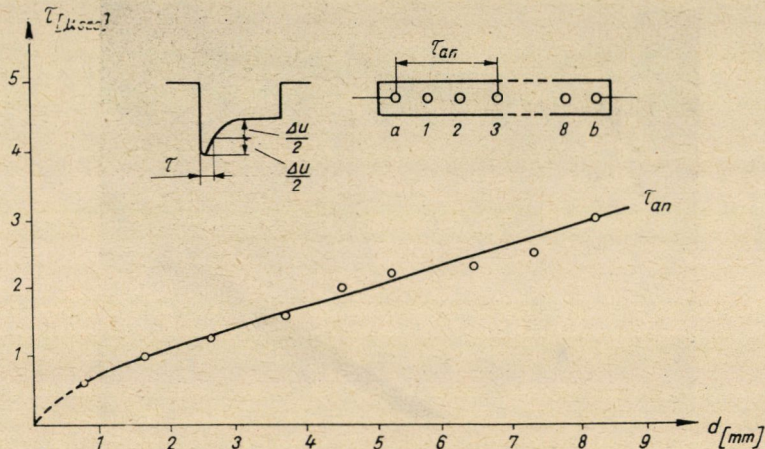
étezését a  $b$  típusú mintákon figyeltük meg oly módon, hogy a megfelelő teljesítmény alkalmazása után a kontaktusokat leszedtük, és azok alatt a csatorna kezdete, illetve vége megfigyelhető volt, anyagtranszport formájában. A csatorna láthatóvá tételére sósavas marószert használtunk, amely csak a kontaktusokat marta, a germániumot nem.

A 4b. ábra mutatja a Si felületen W-tűk között kialakult csatornák képét. Ezek kialakulását, a kísérletek szerint, a Si felületén levő oxidréteg megnehezíti (a tűhegyek a felületen gyakran átívelnek).

A továbbiakban a négyszög-impulzusokkal végzett kísérleteket ismertetjük. Áramgenerátoros üzemmódban mérve, a mintákon levő feszültség időbeli lefutásában egy  $\tau$  időtartamú feszültségesés volt tapasztalható (5. ábra). Ez a jelenség igen hasonló a pinch-effektusnál fellépő feszültségeséshez, és az említett munkákban ezt tekintették a magnetothermal pinch-effektus létezése egyik bizonyítékának is. Az  $a$  típusú mintákon  $\tau = 0,2 \div 1 \mu\text{sec}$ , a  $b$  típusú minták esetében  $\tau = 1 \div 2 \mu\text{sec}$  volt. A feszültségesés eredetének és az S-alakú karakterisztikával való kapcsolatának megállapítására több ellenőrző kísérletet végeztünk. Megállapítottuk, hogy szobahőmérséklet felett ( $\approx 400 \text{ }^\circ\text{K}$ ) a  $b$  típusú minta esetén a feszültség eloszlás homogén lett, más szóval, a kontak-



tusokon eső feszültségek elhanyagolhatókká váltak, és ugyanakkor a tranzienst is eltűnt, míg az S-karakterisztika megmaradt, és az áramszál is kialakult. Ez arra utal, hogy a kontaktusok injektáló hatásáról van szó. Valóban ismertetes, hogy egy  $p-n$  átmenet nagy nyitó irányú áramoknál induktív viselkedést mutat l. pl. [7]. A [8] szerint ideális  $p-n$  átmeneten a diódán mérhető feszültség beállításának ideje a bázis-vastagsággal monoton nő. Speciálisan hosszú



5. ábra. A feszültség tranzienst szélessége ( $\tau$ ) a távolság ( $a-n$ ) függvényében, szobahőmérsékleten;  $I = 0,4$  A.

mintán ( $3 \times 10 \times 0,4$  mm<sup>3</sup>) feszültség szondákat helyeztünk el a minta hosszában. Az  $a-n$  ( $n = 1, 2 \dots b$ ) pontok között mérve a feszültség tranzienstre a várt monoton összefüggés adódik (5. ábra). Extrapolálva a szendvics alakú mintára, a tranzienst idejére helyes nagyságrend adódik.

### 5. Az eredmények diszkussziója és következtetések

A vizsgálatok során először az impulzus üzemi termikus letörést kívántuk megvalósítani.

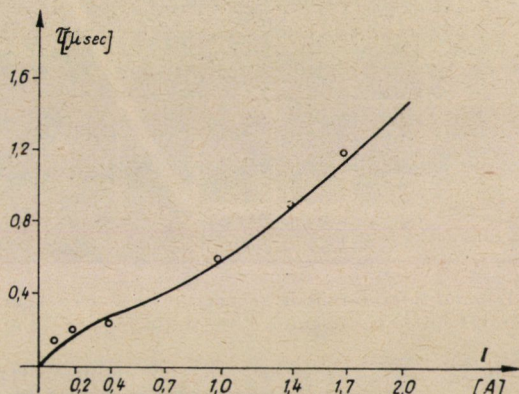
Mint a 3. ábrán látható, a vizsgált geometria és hőelvezetési feltételek mellett  $t_c < 20$   $\mu$ sec felfutású háromszög alakú impulzusnál ez teljesül, hiszen  $Q_c$  kritikus hőmennyiség az (5) képletnek megfelelően függetlenné vált  $t_c$ -től.

Érdekes, hogy  $t_c > 20$   $\mu$ sec esetén a  $Q_c(t_c)$  görbék a vizsgált hőmérsékleti intervallumban nem lesznek a  $T_0$  környezet hőmérsékletnek monoton függvényei. Ennek magyarázata, hogy ilyenkor közeledünk a stacioner termikus letörés



rés felé, amikor is, mint [1]-ben megmutatták, a letöréshez szükséges csúcs-teljesítmény a hőmérséklet függvényében szélsőértéket mutat.  $t_c < 20 \mu\text{sec}$  esetén ez a jelleg csökken, de az (5) képletben szereplő  $T_0^2$ -es függést nem sikerült kimutatni.

A  $Q_c$  értékek meghatározásakor bizonytalanságot jelentett, hogy szobahőmérsékleten néha két letörés is megjelent az  $I-V$  karakterisztikán. Ilyenkor a kisebb  $Q_c$  értéket vettük figyelembe.



6. ábra. A feszültség transziens ( $\tau$ ) az átfolyó áramerősség függvényében, szobahőmérsékleten.

Mivel ez az effektus megszűnt szobahőmérséklet felett, és a  $Q_c(t_c)$  görbék jellege nem változott, az impulzus üzemű termikus letörés feltétele a vizsgált tartományban jó közelítéssel  $t_c < 20 \mu\text{sec}$ . A négyszög impulzusokkal kapott eredmények nem látszanak összeegyeztethetőknek a magnetothermal pinch-effektussal. Valóban, ha pl. Ge-ra alkalmazzuk a Benett-féle kritériumot, akkor a pinch-effektushoz mintegy 30 A szükséges (ha az elektronok drift sebességét  $2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ -nek, hőmérsékletüket 0,03 eV-nak vesszük).

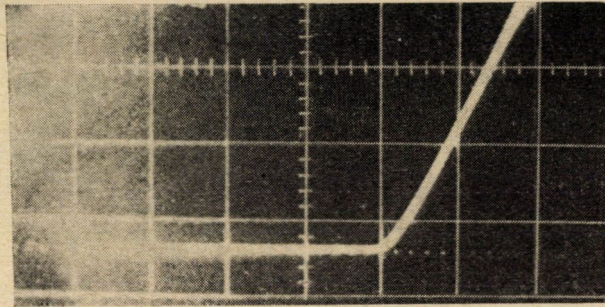
Másrészt a pinchelés ideje növekvő árammal csökken, ami ellentétes az általunk talált  $\tau(I)$  összefüggéssel (6. ábra).

A kapott eredmények leginkább a  $p-n$  átmenetek induktív viselkedésével magyarázhatók. Ideális  $p-n$  átmenetnél már néhány száz mA-nál mutatkozik az induktív tulajdonság. Mivel az általunk használt kontaktusok „enyhén” injektálnak, a szükséges bázis ellenállás modulációhoz lényegesen nagyobb ( $\sim 1\text{A}$ ) áramok szükségesek.

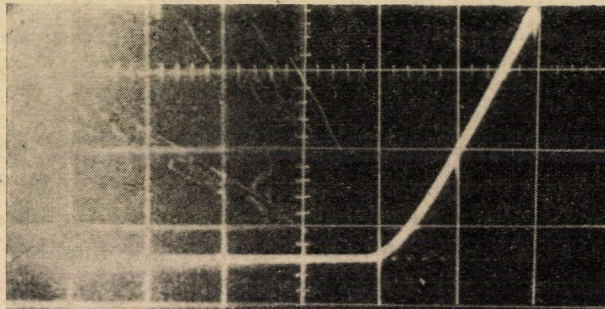
Jóllehet az elmondottak Ge és Si mintákra vonatkoznak, célszerűnek látszik, mint arra a [9] rövid közleményünkben utalunk is, az InSb-on talált effektusokat ebből a szempontból megvizsgálni, mivel a feszültség transziensek már viszonylag kis áramoknál is tapasztalhatók [10], amikor a pinch-effektus



fellépte még InSb-ban is kétséges.\* A felületi csatornák kialakulása jól igazolja az S-karakteristikáknál lehetséges áramszál kialakulást, jóllehet nem világos, hogy miért jön ki a felületre a csatorna, holott a térfogatban a minta hőmérséklete magasabb. Megjegyezzük, hogy térfogati áramszálat [4]-ben felületi áramszálat [12]-ben észleltek először. A felületi csatorna kialakulása valószínűleg kapcsolatban van a felületi vezetéssel, azonban eddig nem



7. ábra. Oszcilloszkóp felvétel a csatornából képzett  $p-n$  átmenet áram-feszültség karakterisztikájáról. Léptékek: vízszintes 1 V/cm, függőleges: 20 mA/cm.



8. ábra. Ac 107 tip. tranzisztor bázis-emitter dióda áram-feszültség karakterisztikája. Léptékek: vízszintes 1 V/cm, függőleges 20 mA/cm.

sikerült egyértelmű korrelációt kapni a felületi kezelés és a csatorna kialakulásához szükséges teljesítmény között. Az áramszál kialakulása feltehetően lényegesen hamarabb megkezdődik, mint a Ge vagy Si megolvad. Si esetén a megolvadt szál a látható tartományban világít.

\* Újabb [11]-ben a W-n-Ge kontaktus záró irányú áram-feszültség karakterisztikájában észlelhető negatív differenciális ellenállású szakasz elméletét dolgozták ki. Ennek a modellnek alkalmazhatósága azért kérdéses, mert pl. Ge esetén megmutattuk, hogy az S-alakú karakterisztika és az áramszál akkor is kialakul, amikor a kontaktus ohmos viselkedése javul (magas hőmérséklet), másrészt az anyag megolvadása esetünkben a pozitív kontaktuson kezdődött el.



Végül a fenti eredményeknek egy olyan vonatkozását említjük, amely lehetőséget ad a felületi áramszálak közvetlen alkalmazására speciális alakú  $p-n$  átmenetek kialakításánál.

Az impulzus üzemű termikus letörés okozta megolvadt szálba indiumot vittünk be oly módon, hogy előzőleg a minta felületére kb. 50  $\mu\text{m}$  vastag In réteget párologtattunk fel, és az egyik W-tű hegyét az indium rétegen helyeztük el. A másik tű az  $n$ -típusú Ge felületére került, és néhány impulzus után a megolvadt csatornába mikroszkóppal jól látható módon hatolt be az indium. Az így keletkező kb. 30 ÷ 40  $\mu\text{m}$  széles  $p-n$  átmenetbe 20  $\mu\text{m}$  vastag a arany-szálat hegesztettünk. A megfelelő marás után jól használható diódákat kaptunk. Egy jellegzetes dióda karakterisztika a 7. ábrán látható. (Az összehasonlítás kedvéért a 8. ábrán egy azonos léptékű karakterisztikát mutatunk be egy Ac 107 típ. tranzisztor bázis-emitter diódájáról.) Ezen eljárás segítségével kis félvezető minták felületére igen nagy számú  $p-n$  átmenet készíthető. A fentiekben leírt módszer jelenleg szabadalmi eljárás alatt van.

#### IRODALOM

1. S. DEMETER, G. PATAKI: *Műsz. Tud.* 45 435 (1972)
2. J. J. O'DWYER: *The Theory of Dielectric Breakdown of Solids* Oxford, Clarendon Press, 1964.
3. W. FRANZ: *Dielektrische Durchschlag; Handbuch der Physik XVII.* Springer-Verlag 1956.
4. B. ANCKER-JOHNSON: *Plasma Effects in Solids: Semiconductor and semimetals*, edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, vol. 1. AP. New York and London (1966).
5. B. K. RIDLEY: *Proc. Phys. Soc.* London, 82 954 (1963).
6. K. HENK: *Híradástechnika*, 19 233 (1968).
7. YU. R. NOSOV: *Fiziceszkie osnovü rabotü poluprovodnikova dioda v impulznom rezsime* Izd. „Nauka” (1968) Moszkva.
8. YU. V. LISYUK: *Izv. Vuzov* N° 2, 68 (1966).
9. G. PATAKI and K. HENK: *Phys. stat. sol.*, 34 K1 (1969).
10. T. ISHII: *J. Phys. Soc. Jap.*, 25 295 (1968).
11. B. S. V. GOPALAM and K. V. REDDY: *Int J. Electronics*, 27 569 (1969).
12. V. N. VERTOPRAHOV: *Izv. MVO, Fizika* 1 175 (1958); A. I. MOROZOV: *FTT*, 2 620 (1960).

**Investigation of the Thermal Breakdown in Ge and Si during Pulse Operation.** In the present paper a special case of thermal breakdown is discussed, i.e. that where the energy is injected into a material so quickly that thermal conduction will become negligible. If the thermal energy thus injected attains a critical value, pulse-operation thermal breakdown occurs. The experimental measurements carried out on Ge and Si specimens with saw-tooth voltage resulted in qualitative agreement with theory. With energies above the critical value, molten surface filaments were observed, which can be used in practice too.

**Untersuchung des thermischen Durchschlags in Ge und Si bei Impulsbetrieb.** Der Aufsatz befasst sich mit einem sonderfall des thermischen Durchschlags, und mit jenem, wo in einen Werkstoff die Energie so schnell eingespeist wird, daß die Wärmeleitung vernachlässigbar wird. Wenn die so eingeleitete Energie einen kritischen Wert erreicht, so tritt thermischer Durchschlag im Impulsbetrieb ein. In der kurzen Darlegung dieser Theorie dieses Durchschlags zeigen die Verfasser, daß die kritische Energie unabhängig von der Dauer des angewandten Impulses ist. Die an Ge- und Si-Proben mit Sägezahnspannung durchgeführten Versuchsmessungen ergaben eine qualitative Übereinstimmung mit der Theorie. Bei höheren Energien als der kritischen wurden geschmolzene Oberflächenfasern beobachtet, die auch in der Praxis verwendet werden können.