

# ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

TADEUSZ RODACKI  
WŁADYSŁAW PRZYTOCKI

STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM  
PRĄDU PRZEMIENNEGO



**50 - LECIE**  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

P.3347/96

# ELEKTRYKA

**z. 148**

**GLIWICE**  
**1996**

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 1320



P. 3347/96

TADEUSZ RODACKI  
WŁADYSŁAW PRZYTOCKI

## STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM PRĄDU PRZEMIENNEGO



**50 - LECIE**  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

## OPINIODAWCY

Prof. dr hab. Mieczysław Hering  
Dr hab. inż. Czesław Sajdak - Prof. Pol. Śl.

## KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY — Prof. dr hab. inż. Jan Bandrowski  
REDAKTOR DZIAŁU — Doc. dr inż. Zofia Cichowska  
SEKRETARZ REDAKCJI — Mgr Elżbieta Leško

## REDAKCJA

Mgr Kazimiera Rymarz

## REDAKCJA TECHNICZNA

Alicja Nowacka

Wydano za zgodą  
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072 - 4688

Wydawnictwo Politechniki Śląskiej  
ul. Kujawska 3, 44 - 100 Gliwice

---

Nakł. 150+53      Ark. wyd. 5      Ark druk. 5,625      Papier offset. kl. III 70 x 100, 80 g  
Oddano do druku 13. 03. 1996      Podpis. do druku 13. 03. 1996      Druk ukończ. w marcu 1996

---

Fotokopie, druk i oprawę wykonał: "ROLEK", Gliwice, ul. Kazimierza Wielkiego 4

51-

# S P I S   T R E Ś C I

1.	WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ .....	5
2.	WSTĘP .....	9
3.	CHARAKTERYSTYKA PROCESU SPAWANIA PRĄDEM PRZEMIENNYM .....	11
3.1.	Zasada spawania elektrodą nietopliwą .....	11
3.2.	Właściwości łuku prądu przemiennego .....	11
3.3.	Zjawisko występowania składowej stałej .....	17
4.	STABILNOŚĆ PROCESU PŁONIECIA ŁUKU .....	19
4.1.	Ogólne warunki stabilności łuku elektrycznego .....	19
4.2.	Stabilność łuku elektrycznego prądu przemiennego .....	20
4.3.	Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego .....	23
5.	ANALIZA ZJAWISK FIZYCZNYCH W PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ W CHWILI PRZECHODZENIA PRĄDU PRZEZ ZERO .....	25
5.1.	Przestrzeń przyanodowa łuku spawalniczego .....	25
5.1.1.	Model matematyczny płamki anodowej .....	25
5.1.2.	Obliczenia promienia wrzenia płamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym .....	31
5.1.3.	Obliczenia promienia wrzenia płamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem prostokątnym .....	35
5.1.4.	Temperatura płamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero .....	38
5.2.	Analiza zjawisk w kolumnie połukowej .....	39
5.2.1.	Uwagi ogólne .....	39
5.2.2.	Zmiana temperatury plazmy .....	41
5.2.3.	Wpływ natężenia pola elektrycznego na ponowny zapłon łuku .....	44
5.3.	Zjawiska elektryczne w warstwie przykatodowej .....	46
5.3.1.	Uwagi ogólne .....	46
5.3.2.	Model matematyczny warstwy przykatodowej .....	47
5.3.3.	Wyznaczanie czasu ponownego zapłonu łuku .....	51
6.	EKSPERYMENTALNA IDENTYFIKACJA PARAMETRÓW PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ .....	54
6.1.	Badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej .....	54
6.2.	Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej - ponowna inicjacja łuku .....	58
6.2.1.	Układ pomiarowy .....	58
6.2.2.	Wyniki pomiarów .....	60
6.2.3.	Analiza wyników pomiarów i obliczeń .....	67
7.	UKŁADY INICJUJĄCO - STABILIZACYJNE .....	71
8.	CZAS TRWANIA IMPULSU INICJUJĄCO - STABILIZUJĄCEGO .....	78
9.	UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE .....	82
	LITERATURA .....	86
	STRESZCZENIA .....	89



## C O N T E N S

1.	A LIST OF MORE IMPORTANT DENOTATIONS .....	5
2.	INTRODUCTION .....	9
3.	CHARACTERISTICS OF A C WELDING PROCESS .....	11
3.1.	Principle of infusible electrode welding .....	11
3.2.	Properties of a c arc .....	11
3.3.	Phenomenon of constant component occurrence .....	17
4.	STABILITY OF ARC BURNING PROCESS .....	19
4.1.	General conditions of electric arc stability .....	19
4.2.	Stability of a c electric arc .....	20
4.3.	Dynamic properties of electric arc .....	23
5.	ANALYSIS OF PHYSICAL PHENOMENA IN INTER ELECTRODES AREA WHILE CURRENT PASSES ZERO .....	25
5.1.	Near-anode area of welding arc .....	25
5.1.1.	Mathematical model of anode spot .....	25
5.1.2.	Calculating anode spot boiling radius and power loss during sinusoidal voltage supply .....	31
5.1.3.	Calculating anode spot boiling radius and power loss during rectangular voltage supply .....	35
5.1.4.	Anode spot temperature while current passes zero .....	38
5.2.	Analysis of phenomena in post-arc column .....	39
5.2.1.	General remarks .....	39
5.2.2.	Plasma temperature changes .....	41
5.2.3.	Electric field intensity effect on repeated arc ignition .....	44
5.3.	Electric phenomena in near-cathode layer .....	46
5.3.1.	General remarks .....	46
5.3.2.	Mathematical model of near-cathode layer .....	47
5.3.3.	Setting repeated ignition arc time .....	51
6.	EXPERIMENTAL IDENTIFICATION OF INTER-ELECTRODES AREA PARAMETERS .....	54
6.1.	Non- ionized inter-electrodes area testing .....	54
6.2.	Ionized inter-electrodes area testing-repeated arc initiation .....	58
6.2.1.	Measuring system .....	58
6.2.2.	Measurements results .....	60
6.2.3.	Measuring results and calculations analysis .....	67
7.	INITIATING-STABILIZING SYSTEMS .....	71
8.	DURATION TIME OF INITIATING-STABILIZING IMPULSE .....	78
9.	REMARKS AND FINAL CONCLUSIONS .....	82
	LITERATURE .....	86
	SUMMERIES .....	89

## 1. Wykaz ważniejszych oznaczeń

$a$	- stromość napięcia
$b_e$	- ruchliwość elektronów
$b_j$	- ruchliwość jonów
$C$	- pojemność
$c$	- ciepło właściwe
$D$	- średnica kolumny łuku
$d_e$	- średnica elektrody
$d$	- grubość warstwy przykatodowej
$e$	- ładunek elementarny elektronu
$E$	- natężenie pola elektrycznego
$E_p$	- natężenie pola elektrycznego w płazmie
$E_k$	- natężenie pola elektrycznego w warstwie przykatodowej
$I$	- wartość skuteczna prądu
$I_l$	- wartość skuteczna prądu łuku
$I_{kr}$	- wartość średnia prądu
$i$	- wartość chwilowa prądu
$i_e$	- wartość chwilowa prądu elektronowego
$j$	- gęstość prądu
$j_e$	- gęstość prądu elektronowego
$j_z$	- gęstość prądu w chwili zapłonu
$k$	- stała Boltzmanna
$k_a$	- współczynnik stabilności statycznej łuku elektrycznego
$l$	- odległość pomiędzy elektrodami
$L$	- indukcyjność
$n$	- koncentracja cząstek
$n_p$	- koncentracja par metalu
$p_e$	- ciśnienie

- $p$  - chwilowa wartość mocy
- $P_I$  - moc łuku elektrycznego
- $P_p$  - moc strat łuku elektrycznego
- $P_a$  - moc elektryczna przy anodzie
- $P_o$  - moc przy elektrodzie
- $P_k$  - moc elektryczna przy katodzie
- $P_s$  - moc elektryczna kolumny łuku
- $P_0$  - stała moc tracona w łuku
- $q$  - ładunek elektryczny
- $R$  - rezystancja
- $r$  - promień
- $s$  - powierzchnia
- $t$  - czas
- $T$  - stała czasowa
- $T_1$  - termiczna stała czasowa łuku elektrycznego
- $u$  - chwilowa wartość napięcia
- $u_z$  - chwilowa wartość napięcia zapłonu
- $U$  - skuteczna wartość napięcia
- $U_z$  - napięcie zapłonu
- $U_I$  - wartość średnia napięcia łuku
- $U_a$  - anodowy spadek napięcia
- $U_k$  - katodowy spadek napięcia
- $U_j$  - potencjał jonizacji
- $U_\phi$  - potencjał wyjścia elektronu z elektrody
- $W$  - energia
- $W_k$  - energia kinetyczna
- $W_p$  - energia potencjalna
- $W_i$  - energia impulsu
- $W_\phi$  - praca wyjścia elektronu z elektrody

- $x_j$  - stopień jonizacji
- $\alpha$  - współczynnik wymiany ciepła
- $\gamma$  - ciężar właściwy
- $\gamma_j$  - współczynnik jonizacji wtórnej
- $\varepsilon$  - emisyjność powierzchni
- $\vartheta$  - przyrost temperatury
- $\Theta$  - temperatura
- $\Theta_l$  - temperatura w słupie łuku
- $\Theta_k$  - temperatura katody
- $\Theta_a$  - temperatura anody
- $\Theta_w$  - temperatura wrzenia
- $\Theta_o$  - temperatura otoczenia
- $\lambda$  - przewodność ciepła właściwa
- $\sigma$  - konduktywność
- $\varphi$  - kąt przesunięcia fazowego pomiędzy napięciem i prądem

## 2. WSTĘP

Energia elektryczna jest źródłem ciepła w procesie spawania łukowego. Warunkiem koniecznym otrzymania połączenia wysokiej jakości jest właściwy dobór parametrów energetycznych łuku spawalniczego z zachowaniem stabilności jego płonienia. Stabilność łuku zależy od wielu czynników, a przede wszystkim od prawidłowego doboru parametrów obwodu spawania, rodzaju prądu, środowiska, w którym płonie łuk oraz rodzaju materiału spawanego i elektrody. Wymienione czynniki mają szczególne znaczenie w tych procesach spawania, w których fizyczne właściwości materiału i elektrody są krańcowo różne. Do przypadków takich można zaliczyć spawanie prądem przemiennym metali lekkich elektrodą nietopliwą. Spawanie prądem przemiennym jest ekonomicznie i technologicznie bardzo korzystne, a dla niektórych metali niezależnych jedyną alternatywą.

Istotną zaletą jest również brak ugięcia łuku w czasie spawania, co znacznie ułatwia automatyzację tego procesu. Równocześnie jednak szersze rozpowszechnienie spawania prądem przemiennym jest ograniczone ze względu na niepewny ponowny zapłon łuku (po przejściu prądu przez zero), zwłaszcza, gdy katodą zaczyna być materiał spawany. W chwili zaniku prądu łuku przestrzeń międzyelektrodowa może osiągnąć taki poziom energetyczny, przy którym nie jest możliwy ponowny zapłon łuku po włączeniu napięcia o wartościach charakterystycznych dla obwodu spawalniczego. Taki stan nie sprzyja stabilności procesu spawania. Dlatego też jednym z pierwszorzędných problemów elektrotechniki spawalniczej jest odpowiedni dobór zasilaczy łuku o takich charakterystykach statycznych i dynamicznych, aby spowodować likwidację lub jak największe złagodzenie niekorzystnych zjawisk wpływających na stabilność płonienia łuku.

Ponowna inicjacja łuku po przejściu prądu przez zero uwarunkowana jest stworzeniem takich warunków w przestrzeni międzyelektrodowej, aby otrzymać ciągły przepływ prądu spawania. Można to osiągnąć dwoma sposobami.

Pierwszy sposób polega na optymalnym sterowaniu strumieniem dodatkowej energii dostarczonej z małych generatorów wspomagających w poszczególnych fazach procesu spawania, a zwłaszcza przy przejściu prądu przez zero. Urządzenia takie nazywają się stabilizatorami łuku i mogą być budowane na bazie tyrystorów lub tranzystorów.



Drugim sposobem jest zastosowanie nowej generacji zasilaczy elektronicznych, w których stromość narastania napięcia zasilania łuku jest odpowiednio duża. Takie zasilacze o prawie prostokątnym kształcie napięcia wyjściowego mogą być budowane na bazie tyrystorów lub tranzystorów i są wyposażone w układy regulacji zdolne do dostarczenia odpowiedniej ilości przekazywanej energii do chwilowych potrzeb spawania.

Na proces stabilnego spawania podstawowy wpływ mają charakterystyki statyczne i dynamiczne układu zasilania i łuku spawalniczego. Dobór charakterystyk statycznych jest na ogół znany i dość szeroko omawiany w opracowaniach praktycznych i teoretycznych. Znacznie trudniejszy jest problem właściwości dynamicznych uwarunkowanych cyklicznymi zmianami warunków płonienia łuku w zależności od czasu.

Kryteria, którym powinien odpowiadać układ zasilania w tym zakresie, nie są w literaturze dostatecznie sprecyzowane. Bardzo istotne jest też określenie parametrów strumienia energii dostarczanej w poszczególnych fazach procesu płonienia łuku prądu przemiennego.

Z tych właśnie względów w monografii przedstawiono analizę zjawisk decydujących o ponownym zapłonie podczas spawania prądem przemiennym. Podjęto też próbę opracowania matematycznego modelu zapłonu łuku pozwalającego obliczyć charakterystyki wytrzymałości przerwy połukowej oraz określić minimalną energię ponownego zapłonu łuku.

Przedział czasu w pobliżu przejścia prądu przez zero jest szczególnie ważny ze względu na ciągłość płonienia łuku lub jego ostateczne gaszenie. W tym czasie następuje gwałtowna zmiana właściwości przestrzeni międzyelektrodowej: od niskiej impedancji, umożliwiającej przepływ dużego prądu, do dużej, uniemożliwiającej przepływ prądu. O formie ponownego zapłonu decydują parametry kolumny łukowej w pobliżu przejścia prądu przez zero, tworzenie się warstwy przykatodowej oraz charakter źródła, a zwłaszcza szybkość wzrostu napięcia zasilającego i wartość prądu przedłukowego.

### 3. CHARAKTERYSTYKA PROCESU SPAWANIA PRĄDEM PRZEMIENNYM

#### 3.1. Zasada spawania elektrodą nietopliwą

Łuk elektryczny jako źródło ciepła płonie pomiędzy końcem nietopliwej elektrody z wolframu lub węgla i materiałem spawanym, którym może być aluminium, tytan, miedź, stal lub ich stopy. Łuk oraz jezioro metalu spawanego izolowane jest od wpływu tlenu i azotu z powietrza osłoną gazu ochronnego, którym może być argon lub hel wypływający z dyszy uchwytu spawalniczego.

Długość łuku elektrody wolframowej w atmosferze gazów ochronnych nie przekracza kilku milimetrów, a więc jest to przypadek łuku krótkiego, w którym o zgaszeniu lub ponownej inicjacji decydują zjawiska zachodzące w przestrzeniach przyelektrodowych. Łuk elektryczny jako źródło ciepła w procesach spawalniczych charakteryzuje się dużą gęstością mocy oraz atmosferą, w której następuje wyładowanie. Gęstość powierzchniowa mocy wynosi do  $10^{45}$  W/cm<sup>2</sup> na powierzchni plamki od 1 - 10 mm<sup>2</sup>.

Normalne właściwości łuku są w łuku spawalniczym skomplikowane faktem, że jedna elektroda (materiał spawany) jest ciekła, a atmosferę łuku stanowi mieszanina par metalu oraz gazu ochronnego. Oznacza to, że podstawowym nośnikiem elektryczności oprócz elektronów są głównie jony metalu i tylko w mniejszym zakresie jony gazu osłonowego.

Stabilność łuku jest ściśle związana z jego elektryczną przewodnością. Mała energia jonizacji i wysoka temperatura łuku (niewielkie przewodnictwo termiczne) są czynnikami sprzyjającymi poprawie stabilności płonienia łuku.

#### 3.2. Właściwości łuku prądu przemiennego

Przy zasilaniu łuku z zasilacza o sinusoidalnym napięciu prąd i napięcie łuku okresowo zmieniają swoją wartość i kierunek. W wyniku tego biegunowość elektrody i materiału rodzimego, a także fizyczne właściwości wyładowania łukowego zmieniają się okresowo z częstotliwością zmian kierunku prądu.

### Właściwości łuku przy biegunowości ujemnej.

Przez określenie biegunowości ujemnej należy rozumieć spawanie prądem stałym przy biegunie ujemnym podłączonym do elektrody wolframowej nietopliwej. W przypadku tym elektroda nietopliwa jest katodą, czyli plamka katodowa wysyłająca elektrony na anodę znajduje się na końcu elektrody i z nią się przemieszcza.

Łuk charakteryzuje się łatwym zapłonem, jest bardzo elastyczny oraz stabilny. Materiał jako biegun dodatni jest bombardowany elektronami wysyłanymi przez elektrodę nietopliwą, osiągając temperaturę o około kilkaset stopni wyższą od elektrody ujemnej. Stosunek podziału ciepła wydzielonego na krańcach łuku wynosi ok. 30% - 70 % na korzyść bieguna dodatniego, w związku z czym szybkość spawania jest duża, przetopienia materiału głębokie, a spoina wąska.

Elektroda nietopliwa nie rozgrzewa się zbyt silnie, co z kolei umożliwia obciążenie jej większym prądem.

Bilans mocy dla katody:

$$P_K = I_l(U_k - U_\phi), \quad (3.1)$$

gdzie:  $I_l \cdot U_k$  - moc wydzielona na katodzie,

$I_l \cdot U_\phi$  - moc tracona na wyjście elektronów z katody.

Przykatodowy spadek napięcia można wyliczyć z zależności:

$$U_k = 2,3 \cdot 10^2 \frac{\vartheta^{0,6} \cdot \lambda^{0,6}}{j_k^{0,4} \cdot b_j^{0,2}}, \quad (3.2)$$

gdzie:  $\vartheta = \Theta_1 - \Theta_k$  - różnica temperatury słupa łuku i temperatury katody,

$\lambda$  - współczynnik przewodności cieplnej gazu,

$j_k$  - gęstość prądu w strefie przykatodowej,

$b_j$  - ruchliwość jonów.

W strefie przykatodowej stosunek  $\frac{\vartheta^{0,6}}{j_k^{0,4}}$  nie jest stały, ale w sposób istotny zależy od różnicy temperatury. Ze wzrostem potencjału jonizacji gazu w słupie łuku zwiększa się

temperatura  $\Theta_1$ , co pociąga za sobą wzrost różnicy temperatur  $\mathcal{J}$ , gdyż temperatura plamki katodowej jest ograniczona wartością temperatury wrzenia metalu katody  $\Theta_k$ . Zgodnie z równaniem (3.2) prowadzi to do wzrostu napięcia katodowego. Jeśli katoda posiada wysoką temperaturę wrzenia, to różnica temperatur  $\mathcal{J}$  oraz napięcie katodowe są stosunkowo małe. W tych samych warunkach napięcie przy katodzie wolframowej wynosi 8 - 9 V, a przy aluminiowej 17 - 18 V. Napięcie katodowe zależy również od przewodności cieplnej gazu. Jest wyższe dla łuku płonącego w atmosferze gazu charakteryzującego się dużą przewodnością cieplną (np. helu) niż w gazie, którego przewodność cieplna jest mała (np. argon).

Z zależności (3.1) wynika, że im większe napięcie katodowe, tym intensywniej zużywa się katoda. Jej trwałość można więc zwiększyć przez:

- wykonanie katody z materiału o wysokiej temperaturze wrzenia,
- dodanie do przestrzeni słupa łuku elementów o niskim potencjale jonizacji, np. toru,
- zastosowanie gazów o niskim współczynniku przewodności cieplnej, jak np. argonu, kryptonu.

### **Właściwości łuku przy biegunowości dodatniej**

Przy takim podłączeniu plamka katodowa znajduje się na materiale spawanym i przemieszcza się za elektrodą w miejsce o największej koncentracji cieplnej, co wpływa niekorzystnie na elastyczność i stabilność łuku zmuszając do utrzymania krótkiego łuku.

Przy biegunowości dodatniej, odwrotnie niż przy biegunowości ujemnej, ciepło koncentruje się przede wszystkim w elektrodzie. Zmniejsza to zdolność elektrody do przewodzenia prądu, materiał spawany otrzymuje zaledwie 30 % ciepła wydzielanego przez łuk, w efekcie czego szybkość spawania jest mała, a spoina jest płaska i szeroka, lecz płytka.

Z kolei elektroda nietopliwa otrzymując 70% ciepła zbyt silnie nagrzewa się i nadtopia. Ta okoliczność zmusza albo do stosowania natężeń prądu znacznie mniejszych od zalecanych przy biegunowości ujemnej, albo do użycia elektrody o odpowiednio większej średnicy. Spawanie prądem o biegunowości dodatniej w porównaniu z procesem spawania prądem o



biegunowości ujemnej jest niekorzystne energetycznie, wykazuje jednak inną zaletę, a mianowicie posiada zdolność rozproszenia błonki tlenków, pokrywających spawany metal.

Strumień dodatnich ładunków zjonizowanego gazu międzyelektrodowego, płynąc od elektrody w kierunku materiału spawanego bombarduje warstwę tlenków, rozpyla ją i ułatwia usunięcie jej z kąpeli metalowej.

W procesie rozpylania błonki tlenków przez dodatnie jony współdziała również strumień ujemnych elektronów płynącej w kierunku przeciwnym, tj. od spawanego materiału do elektrody.

$$\text{Bilans mocy dla anody: } P_a = I_l(U_a + U_*) \quad (3.3)$$

Przyanodowy spadek napięcia określa zależność:

$$U_a = 2,65 \cdot 10^2 \frac{\mathcal{G}^{0,6} \lambda^{0,6}}{j_a^{0,4} b_e^{0,2}}, \quad (3.4)$$

gdzie:  $\mathcal{G} = \Theta_1 - \Theta_a$  - różnica temperatury kolumny łuku i temperatury anody,

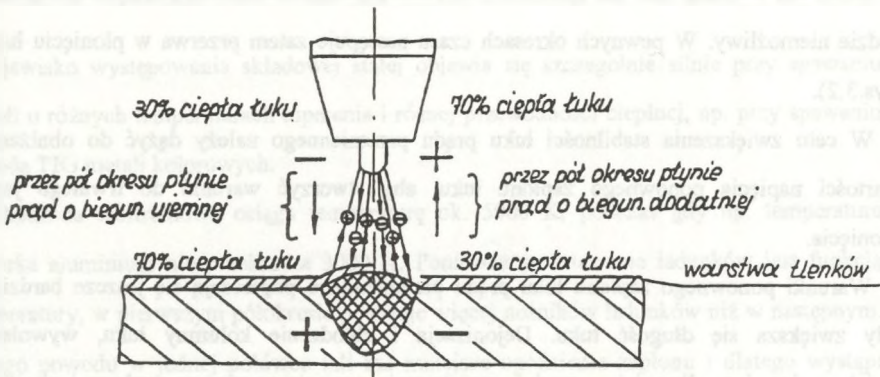
$j_a$  - gęstość prądu w strefie przyanodowej,

$b_e$  - ruchliwość elektronów.

Ponieważ zależność  $\mathcal{G}^{0,6} / j_a^{0,4}$  jest stała w szerokim zakresie zmian potencjału jonizacji gazu kolumny łuku, napięcie anodowe  $U_a$  jest prawie stałe i jak stwierdzono wynosi 4 - 6 V.

W wyniku okresowych zmian prądu, w czasie gdy elektroda jest biegunem dodatnim, następuje rozproszenie tlenków, a w czasie gdy elektroda jest biegunem ujemnym, spawany element otrzymuje większą ilość ciepła, umożliwiającą lepsze wtopienie i większą szybkość spawania( rys. 3.1).





Rys. 3.1. Rozdział ciepła i właściwości połączenia przy zmiennej polaryzacji elektrod

Fig. 3.1. Heat distribution and connection properties with variable electrode polarization

Łuk prądu przemiennego, łącząc bardzo cenne zalety prądu stałego o biegunowości dodatniej i ujemnej, posiada również poważne wady, do których zaliczyć należy słabą stabilność płonienia łuku oraz występowanie w czasie spawania składowej stałej prądu. Ponieważ łuk spawalniczy jest nieliniowym elementem obwodu elektrycznego, przebieg napięcia łuku zasilanego z zasilacza z napięciem sinusoidalnym będzie odkształcony i różny od sinusoidy.

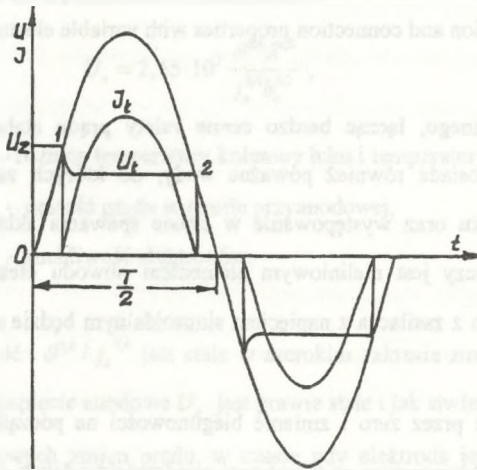
Przy przejściu prądu przez zero i zmianie biegunowości na początku i końcu każdego półokresu łuk gaśnie, a temperatura w przestrzeni międzyelektrodowej obniża się. W wyniku tego zachodzi dejonizacja przestrzeni międzyelektrodowej i odpowiednio zmniejsza się jej przewodność elektryczna. Napięcie łuku w momencie zmiany biegunowości skokowo zmienia swoją wartość i kierunek. Powtórny zapłon łuku na początku każdego półokresu może zachodzić tylko przy podwyższonym napięciu, zwanym napięciem ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego  $U_2 \gg U_1$ .

Ponieważ napięcie źródła  $U$  także zmienia się okresowo w czasie, to konieczne jest, aby w momencie nowej inicjacji łuku chwilowe napięcie źródła było większe od napięcia zapłonu, tj.  $u > u_z$ .

Jeżeli ten warunek nie jest spełniony, to powtórny zapłon łuku na początku półokresu będzie niemożliwy. W pewnych okresach czasu następuje zatem przerwa w płonieniu łuku (rys.3.2).

W celu zwiększenia stabilności łuku prądu przemiennego należy dążyć do obniżenia wartości napięcia ponownego zapłonu łuku, aby stworzyć warunki do trwałego jego płonienia.

Warunki ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego pogarszają się jeszcze bardziej, gdy zwiększa się długość łuku. Dejonizacja i chłodzenie kolumny łuku, wywołane zwiększeniem jego długości, powodują zwiększenie napięcia ponownego zapłonu i obniżają stabilność łuku.



Rys. 3.2. Przebieg prądu i napięcia łuku

Fig. 3.2. Arc current and voltage wave forms

Kształt przebiegu prądu łuku zależy od parametrów obwodu spawania i może znacznie różnić się od krzywej napięcia. Zniekształcenie krzywych prądu przemiennego jest szczególnie intensywne w przypadku, gdy elektroda i materiał spawany mają krańcowo różne właściwości fizyczne. Ma to miejsce przy spawaniu aluminium i jego stopów elektrodą nietopliwą w osłonie argonu.

### 3.3. Zjawisko występowania składowej stałej

Zjawisko występowania składowej stałej objawia się szczególnie silnie przy spawaniu metali o różnych temperaturach topnienia i różnej przewodności cieplnej, np. przy spawaniu metodą TIG metali kolorowych.

Elektroda wolframowa osiąga temperaturę ok. 5000 K, podczas gdy np. temperatura jeziora aluminium nie przekracza 3000 K. Ponieważ powstawanie ładunków jest funkcją temperatury, w pierwszym półokresie powstaje więcej nośników ładunków niż w następnym. Z tego powodu w jednej połowce fali ma mniejsze opóźnienie zapłonu i dlatego wystąpi działanie prostujące. Zjawisko prostowania prądu przy spawaniu aluminium metodą TIG ilustruje rys. 3.3.

Podczas krótkiego okresu zgaśnięcia  $t_1$  łuk można łatwo zainicjować przy nieznacznym wzroście napięcia, natomiast po przerwie  $t_2$  powtórny zapłon łuku wymaga dużej wartości napięcia stanu jałowego. Jeżeli przedmiot spawany ( płyta aluminiowa, miedziana ) ma w pierwszym półokresie biegun dodatni, to w następnym półokresie następują zawsze trudności przy zapłonie, gdyż przedmiot ma znacznie większe przewodnictwo cieplne niż elektroda. Wynika z tego również , że powtórny zapłon przy wysokim napięciu stanu jałowego jest łatwiejszy, a nawet w wielu przypadkach dopiero wtedy możliwy. Dlatego do spawania aluminium, miedzi itp. w atmosferze argonu nie wystarcza zwykle napięcie stanu jałowego transformatora spawalniczego, wynoszące 70V.



Fig. 3.3. Diagram of a TIG welding power source circuit.



## 4. STABILNOŚĆ PROCESU PŁONIĘCIA ŁUKU

### 4.1. Ogólne warunki stabilności łuku elektrycznego

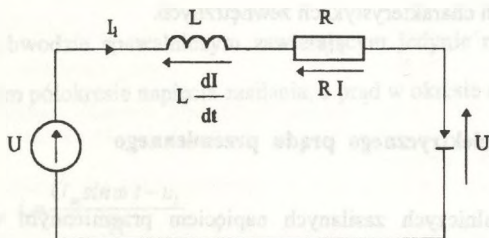
W najbardziej ogólnym znaczeniu stabilność dowolnego procesu jest oceniana na podstawie zmian energii zachodzących w określonym systemie. Jeśli w łuku elektrycznym jest brak przyrostu energii ( $dW = 0$ ), to nie zmieniają się jego parametry i taki stan jest stanem stabilnym ustalonym. Zmiana energii w jednostce czasu  $dW/dt$  jest określona jako różnica pomiędzy mocą zasilania  $P_d$  i mocą zużywaną w obwodzie  $P_o$ .

$$\frac{dW}{dt} = P_d - P_o \quad (4.1)$$

dla stanu ustalonego  $P_d = P_o$ .

Moc zużywana w obwodzie (moc oddawana)  $P_o$  w większości procesów zmienia się nieznacznie i jest określana stanem procesu płonięcia łuku. W związku z tym, aby zapewnić ustalony stabilny stan łuku, należy regulować tak parametrami źródła, aby moc dostarczana była stała  $P_d = const$ .

Schemat zastępczy elektrycznego obwodu spawalniczego można przedstawić jak na rys.4.1.



Rys.4.1. Schemat elektrycznego obwodu spawalniczego

Fig. 4.1. Diagram of electric welding circuit



Bilans mocy systemu przedstawionego na rys.4.1 można określić zależnością:

$$UI - RI^2 - L \frac{dI}{dt} I - U_i \cdot I = 0 \quad (4.2)$$

Charakterystyki statyczne zasilacza  $U(I)$  oraz łuku spawalniczego  $U_i(I)$  są nieliniowymi funkcjami prądu. Przy założeniu, że  $R = 0$  z zależności (4.2) można wyprowadzić warunek statycznej stabilności łuku elektrycznego [17],[48].

$$k_s = \left( \frac{\partial U_i}{\partial I} - \frac{\partial U}{\partial I} \right) > 0 \quad (4.3)$$

Współczynnik statycznej stabilności łuku  $k_s$ , zależy od położenia względem siebie charakterystyki zasilacza  $U(I)$  oraz łuku  $U_i(I)$  w punkcie ich przecięcia. Im większy jest współczynnik  $k_s$ , tym krótszy jest czas powrotu do warunków ustalonych po zmianie prądu łuku spowodowanej zaburzeniem. Decyduje on więc o prędkości ustalania się procesów przejściowych:

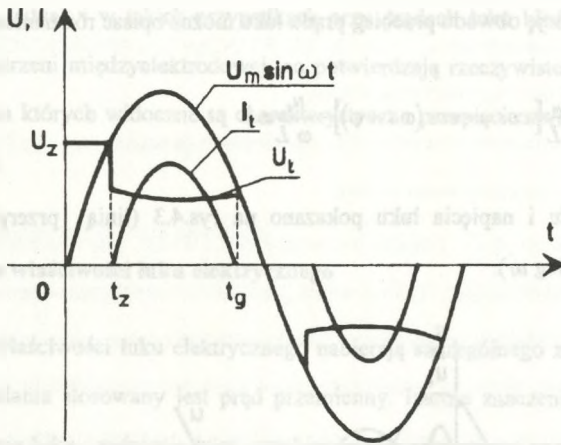
$$\frac{di}{dt} = -\frac{\Delta I}{L} k_s e^{-\frac{k_s}{L} t}, \quad (4.4)$$

gdzie  $\Delta I$  jest odchyłką prądu łuku wywołaną zaburzeniem.

Z powyższych zależności wynika, że najkorzystniejsze właściwości mają układy zasilania łuku o silnie opadających charakterystykach zewnętrznych.

## 4.2. Stabilność łuku elektrycznego prądu przemiennego

W obwodach spawalniczych zasilanych napięciem przemiennym występują warunki stabilności związane z chwilą ponownego zapłonu łuku po przejściu prądu przez zero w każdym półokresie napięcia zasilana. W chwili ponownego zapłonu napięcie zasilania łuku musi być większe od napięcia zapłonu. Przyjmując do rozważań schemat zastępczy z rys. 4.1 i zakładając  $u = U_m \sin \omega t$  oraz  $L=0$  uzyskamy przebiegi prądu i napięcia łuku jak na rys. 4.2. [ 17 ].



Rys.4.2. Przebiegi prądu i napięcia łuku w obwodzie spawalniczym przy pominięciu indukcyjności

Fig. 4.2. Arc current and voltage waveforms in welding circuit neglecting inductance

Występowanie wyładowania łukowego jest możliwe tylko wtedy, gdy  $U_m \sin \omega t > U_t$ . W chwili  $t_g$  łuk zanika, a w obwodzie płynie szybko zanikający do zera prąd połukowy. Na początku następnego półokresu ponowny zapłon łuku może nastąpić w chwili  $t_z$ , gdy napięcie chwilowe zasilania osiągnie wartość  $U_z$ .

Czas zapłonu  $t_z$  opisany jest zależnością:

$$t_z = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{U_z}{U_m} \quad (4.5)$$

Widzimy, że w obwodzie spawalniczym zawierającym jedynie rezystancję łuk płonie z przerwami w każdym półokresie napięcia zasilania, a prąd w okresie czasu  $t_z < t < t_g$  opisany jest zależnością:

$$i = \frac{U_m \sin \omega t - u_l}{R} \quad (4.6)$$

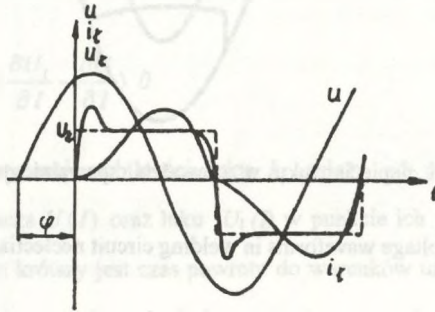
Warunkiem uzyskania nieprzerwanego płonienia łuku jest włączenie w obwód spawalniczy indukcyjności powodującej przesunięcie fazowe między napięciem zasilającym i prądem łuku o kąt  $\varphi$  taki, aby spełniona była zależność:

$$U_m \sin \varphi > U_z \quad (4.7)$$

Pomijając rezystancję obwodu przebieg prądu łuku można opisać równaniem [48]:

$$i = \frac{U_m}{\omega L} \left[ \cos \varphi - \cos(\omega t + \varphi) \right] - \frac{U_l}{\omega L} \omega t \quad (4.8)$$

Przebiegi prądu i napięcia łuku pokazano na rys.4.3 (linią przerywaną zaznaczono teoretyczny przebieg  $u_l$ ).



Rys. 4.3. Przebiegi napięcia i prądu łuku

Fig. 4.3. Arc current and voltage waveforms

Z równania (4.8.) można określić kąt przesunięcia  $\varphi$ , przy którym łuk płonie ciągle. Podstawiając  $i = 0$  dla  $\omega t = \pi$  otrzymamy:

$$\cos \varphi = \frac{\pi}{2} \frac{U_l}{U_m} \quad (4.9)$$

Korzystając z zależności (4.7 i 4.9) można wyznaczyć warunek nieprzerwanego płonienia łuku prądu przemiennego w postaci:

$$\frac{U_m}{U_l} > \sqrt{\frac{\pi^2}{4} + m^2}, \quad \text{gdzie } m = \frac{U_z}{U_l} \quad (4.10)$$

Wynika stąd, że łuk płonie nieprzerwanie, jeśli napięcie maksymalne źródła zasilania  $U_m$  przewyższa napięcie łuku minimum 1,86 razy (dla  $m = 1$ ). Jeśli  $U_z > U_l$ , wymagana wartość  $U_m$  wzrasta. W praktyce w zależności od metody spawania przyjmuje się  $m$  w

granicach 1,9-3. Jednak i w takich przypadkach przy prądach łuku bliskich zeru następuje dejonizacja przestrzeni międzyelektrodowej, co potwierdzają rzeczywiste przebiegi napięcia łuku (rys.4.3.), na których widoczne są charakterystyczne przepięcia związane ze wzrostem napięcia zapłonu.

### 4.3. Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego

Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego nabierają szczególnego znaczenia wówczas, gdy do jego zasilania stosowany jest prąd przemienny. Istotne znaczenie ma tutaj analiza trzech faz płonienia łuku : gaśnięcie łuku, przebieg prądu połukowego oraz ponowny zapłon. Próby opisanie modelu dynamicznego łuku elektrycznego i badania na tej podstawie jego właściwości podejmowało wielu autorów. Fundamentalne znaczenie w tym zakresie mają prace Cassie i Mayra oraz Elenbaasa i Hellera [17],[18],[21],[36].

Analiza gasnącego łuku elektrycznego w warunkach zaniku napięcia zasilania może być prowadzona przy zastosowaniu równania energetycznego Elenbasa w postaci:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \lambda \frac{d\Theta}{dr} \right) = \gamma c_p \frac{\partial \Theta}{\partial t}, \quad (4.11)$$

gdzie:  $\Theta$  - lokalna temperatura w łuku  $\Theta(r, t)$ ,

$r$  - promień kolumny łuku,

$\lambda$  - przewodność cieplna właściwa przestrzeni międzyelektrodowej,

$\gamma$  - gęstość gazu,

$c_p$  - ciepło właściwe gazu.

Rozwiązanie równania (4.11) dla łuku spawalniczego jest praktycznie niemożliwe ze względu na brak możliwości jednoznacznego wyznaczenia przewodności cieplnej atmosfery łuku, będącej mieszaniną gazów i par metali o składzie podlegającym dużym wahaniom. Z tego względu do opisanie dynamiki łuku spawalniczego bardziej przydatny może być termiczny model łuku zaprezentowany przez Mayra.

$$R \frac{d}{dt} \left( \frac{I}{R} \right) = \frac{I}{T_1} \left( \frac{P}{P_0} - I \right), \quad (4.12)$$



gdzie:  $R$  - rezystancja łuku  $R = U_l / I_l$ ,

$P$  - chwilowa moc łuku,

$P_o$  - stała moc odprowadzona z łuku,

$T_l$  - termiczna stała czasowa łuku zdefiniowana przez Mayra jako  $T_l = Q_o / P_o$ ,

$Q_o$  - ciepło zakumulowane w łuku.

Opisany równaniem (4.12.) model jest ważny tylko wtedy, gdy charakterystyka statyczna łuku ma przebieg hiperboliczny ( $U_l I_l = \text{const}$ ), co jest w przybliżeniu prawdziwe dla małych prądów łuku. Przy dużych prądach, czym charakteryzuje się łuk spawalniczy, ten warunek nie jest spełniony, gdyż moc oddana przez łuk  $P_o$  nie jest stała. Według definicji Mayra termiczna stała czasowa nie jest wówczas „stałą” lecz funkcją prądu i napięcia łuku,  $T_l = f(U_l, I_l)$ , której przebieg w sposób jednoznaczny wyznaczyć jest trudno.

Jak wynika z powyższych rozważań, wykorzystanie znanych modeli dynamicznych łuku elektrycznego nie może być przydatne do analizy dynamiki łuku spawalniczego. Istnieje jednak możliwość badania dynamiki łuku i określenie przewodności kanału połukowego bez konieczności posługiwania się modelem łuku, ale na podstawie znajomości przebiegu prądu połukowego płynącego przez kilkaset mikrosekund aż do całkowitej utraty przewodności przez gasnącą kolumnę łuku. Jeśli zanikające napięcie zasilające jest znaną funkcją czasu, to dane dotyczące przebiegu prądu połukowego i stanu przestrzeni międzyelektrodowej mogą być uzyskane jedynie z bilansu energetycznego. Przy badaniach charakterystyk dynamicznych duże znaczenie praktyczne ma informacja, jaką wartość musi mieć napięcie przyłożone do zanikającej kolumny łuku, aby nastąpił ponowny zapłon. Charakterystyka ponownego zapłonu łuku określa stan energetyczny przestrzeni międzyelektrodowej po zaniku napięcia zasilania. Te istotne z punktu analizy stabilności dynamicznej wielkości, np.: prądy połukowe, charakterystyki ponownego zapłonu, wytrzymałość elektryczna przerwy międzyelektrodowej mogą być wyznaczone eksperymentalnie dla określonego urządzenia łukowego. Mogą też być obliczone na podstawie analizy zjawisk zachodzących w przestrzeni międzyelektrodowej i modelu matematycznego zjawiska ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego.



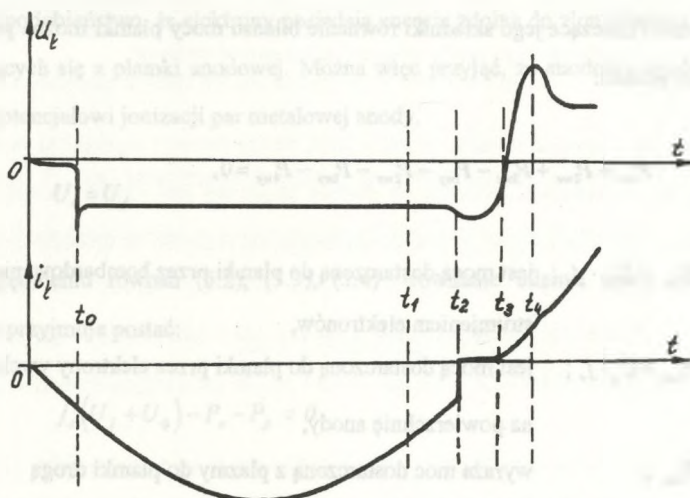
## 5. ANALIZA ZJAWISK FIZYCZNYCH W PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ W CHWILI PRZECHODZENIA PRĄDU PRZEZ ZERO

### 5.1. Przestrzeń przyanodowa łuku spawalniczego

#### 5.1.1. Model matematyczny płamki anodowej

W spawalnictwie wykorzystano wydzielającą się w łuku moc do podgrzewania i topienia metali. Znaczna część tej mocy przekazywana jest z przestrzeni przyelektrodowych, których parametry decydują o stabilności płonienia łuku spawalniczego prądu przemiennego, a w szczególności o wystąpieniu ponownego zapłonu.

Jak pokazano na rys. 5.1, w chwili  $t_1$  przejścia prądu przez zero łuk zaczyna gasnąć, a między elektrodami pozostaje gaz o wysokiej temperaturze. Istotny wpływ na warunki wystąpienia ponownego zapłonu łuku ma temperatura elektrod. Można ją określić znając temperaturę początkową i szybkość chłodzenia.



Rys. 5.1. Przebieg napięcia i prądu w chwili przejścia prądu przez zero

Fig. 5.1. Arc current and voltage waveforms while current passes zero

Ponieważ o ponownym zaplonie decydują zjawiska w warstwie przykatodowej, więc należy rozpatrzeć zjawiska przy elektrodzie, która w czasie  $t_1 < t < t_2$  była anodą, a w czasie  $t_2 < t < t_3$  staje się katodą.

Przy spawaniu elektrodami nietopliwymi i przy cięciu plazmowym przestrzeń anodowa przylega bezpośrednio do spawanych detali i jest podstawowym czynnikiem wpływającym na efektywność tych procesów. Szczególną uwagę należy zwrócić na termodynamiczny stan plamki anodowej i strefy w pobliżu anody, która ma zasadniczy wpływ na wytrzymałość przerwy połukowej.

Plamka anodowa, będąc źródłem emisji par metalu, przyczynia się do obniżenia potencjału jonizacji gazu w pobliżu nowej katody.

W celu określenia stanu termodynamicznego plamki anodowej w pobliżu przejścia prądu przez zero należy przeanalizować proces rozwoju plamki anodowej podczas wyładowania łukowego w czasie jednego półokresu prądu przemiennego.

Biorąc pod uwagę szereg prac analizujących bilans mocy plamki anodowej [25],[27] oraz pomijając mało znaczące jego składniki równanie bilansu mocy plamki można przedstawić w następującej postaci:

$$P_{1we} + P_{2we} + P_{3we} - P_{1wy} - P_{2wy} - P_{3wy} - P_{4wy} = 0, \quad (5.1)$$

gdzie:

- $P_{1we} = U_e \cdot j_e$ ; jest mocą dostarczoną do plamki przez bombardowanie jej strumieniem elektronów,
- $P_{2we} = U_\varphi \cdot j_e$ ; jest mocą dostarczoną do plamki przez elektrony wychodzące na powierzchnię anody,
- $P_{3we}$ ; wyraża moc dostarczoną z plazmy do plamki drogą promieniowania,
- $P_{1wy}$ ; jest mocą traconą z plamki wskutek parowania,
- $P_{2wy}$ ; jest mocą przekazywaną z plamki na topienie,
- $P_{3wy}$ ; jest mocą przekazywaną na nagrzanie materiału anody,
- $P_{4wy}$ ; jest mocą traconą wskutek promieniowania.

Oznaczmy dalej:

$$P_e = P_{2wy} + P_{3wy} \quad (5.2)$$

$$P_p = P_{1wy} \quad (5.3)$$

Moc strat przez promieniowanie  $P_{4wy}$  dla ciała doskonale czarnego w zależności od temperatury  $\Theta_a$  jest przeciętnie o dwa rzędy mniejsza od strat na parowanie  $P_p$ , więc można ją w dalszych rozważaniach pominąć. Za takim założeniem dodatkowo przemawia fakt kompensowania mocy strat na promieniowanie  $P_{4wy}$  przez moc  $P_{3we}$  promieniowania z plazmy kolumny łuku do plamki anodowej.

Rozważając składnik  $P_{1we} = U_a \cdot j_e$  równania bilansu można założyć, że przy anodzie tworzą się jony dodatnie w wyniku mechanizmu jonizacji polowej. W istniejącym polu temperaturowym w strefie anodowej, charakterystycznym dla łuków dużej mocy, istnieje duże prawdopodobieństwo, że elektrony posiadają energię zdolną do zjonizowania par metalu wydobywających się z plamki anodowej. Można więc przyjąć, że anodowy spadek napięcia jest równy potencjałowi jonizacji par metalowej anody.

$$U_a = U_j \quad (5.4)$$

Po uwzględnieniu równań (5.2), (5.3), (5.4) równanie bilansu mocy na jednostkę powierzchni przyjmuje postać:

$$j_e (U_j + U_q) - P_e - P_p = 0 \quad (5.5)$$

Stąd moc dostarczana do anody na jednostkę powierzchni będzie równa:

$$P_e = j_e (U_j + U_q) - P_p, \quad (5.6)$$

gdzie moc strat z plamki wskutek parowania  $P_p$  jest funkcją temperatury  $\Theta$  i czasu  $t$ .

Model matematyczny plamki anodowej opracowano przyjmując następujące założenia:

- łuk elektryczny traktowany jest jako skoncentrowane źródło ciepła, które jest dostarczone do anody przez powierzchnię plamki anodowej,
- graniczną temperaturą osiąganą przez plamkę jest temperatura wrzenia materiału, tzn. że nad plamką o promieniu  $r_a$  ciśnienie par materiału anody jest równe atmosferycznemu,
- ciepło skoncentrowane w miejscu oddziaływania danego źródła ciepła rozchodzi się w anodzie zgodnie z prawem Fouriera,
- pomija się powierzchniową wymianę ciepła.

Z analizy śladów plamki anodowej [26] oraz obserwacji praktycznych łuku elektrycznego dla materiału elektrod Cu, Al, W wynika, że kształt plamki anodowej zbliżony jest do stożka. Świadczy to o tym, że moc dostarczona do anody wskutek bombardowania jej przez strumień elektronów jest skoncentrowana głównie w środkowej części plamki.

Z danych literaturowych wynika, że plamka anodowa w łuku spawalniczym może w ciągu półokresu odpowiednio dużego prądu osiągnąć temperaturę wrzenia.

Z powyższych rozważań wynika, że najbardziej odpowiednim i najczęściej stosowanym do analizy procesów cieplnych modelem w plamce anodowej jest model opisany równaniem przewodnictwa (5.7) zakładając, że plamka anodowa jest punktowym źródłem ciepła.

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\gamma} \left[ \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right] + \frac{P_v}{c\gamma} \quad (5.7)$$

Rozwiązaniem równania (5.7) dla przyjętych założeń jest następująca całka [25]:

$$\Theta [r, t_k - t] = \frac{I}{c\gamma(4\pi\alpha)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{t_k} \frac{p(t)}{[t_k - t]} \exp \left[ \frac{r^2}{4\alpha[t_k - t]} \right] dt, \quad (5.8)$$

gdzie:

- $p(t)$  - jest mocą źródła ciepła,  
 $\vartheta(r, t_k - t) = \Theta_w - \Theta_o$  - przyrost temperatury pomiędzy temperaturą wrzenia anody a temperaturą otoczenia,  
 $\alpha = \frac{\lambda}{c\gamma}$  - współczynnik dyfuzyjności cieplnej,  
 $c$  - ciepło właściwe.

Wyrażenie na chwilową moc odbieraną z płamki anodowej  $P_p(\Theta, t)$  przy założeniu, że graniczną temperaturą uzyskiwaną przez płamkę jest temperatura wrzenia anody, wynosi:

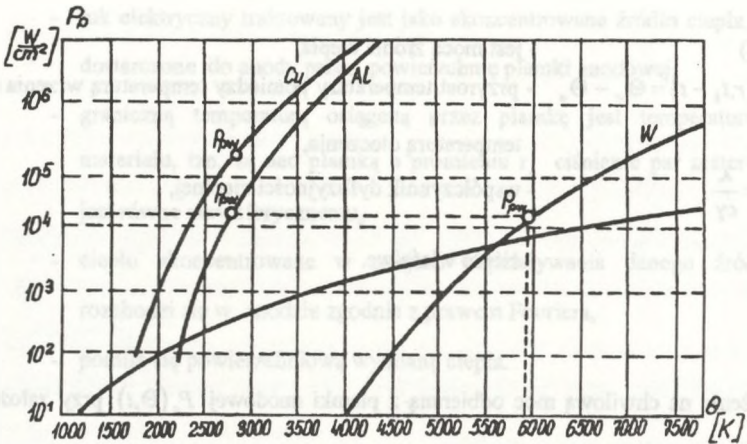
$$P_p(t) = P_{pw} \pi r_w^2(t), \quad (5.9)$$

gdzie:

- $P_{pw}$  - jednostkowa moc strat na parowanie w punkcie wrzenia anody,  
 $r_w$  - promień wrzenia płamki anodowej w funkcji czasu.

Moc strat  $P_p(\Theta)$  przedstawili w postaci graficznej Cobine i Burger [12], wykreślając metodą obliczeniową przez pomnożenie prędkości parowania przez ciepło parowania w odpowiednim dla danego materiału zakresie temperatur. Według opinii autorów błąd popełniony przy wyznaczaniu tych krzywych nie przekraczał 10%. Krzywe jednostkowej mocy strat w funkcji temperatury dla W, Cu, Al wg [12] przedstawiono na rys. 5.2.





Rys.5.2. Krzywe jednostkowej mocy strat w funkcji temperatury [ 12]

Fig. 5.2. Curves of elementary power loss in temperature function [ 12]

Wartości  $P_{pmax}$  dla W, Cu i Al odczytano z wykresów na rys.5.2 i zestawiono w tabeli 5.1.

Tabela nr 5.1

Materiał anody	W	Cu	Al
$P_{pmax} \left[ \frac{W}{cm^2} \right]$	$2 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$	$5.25 \cdot 10^4$

Z równań (5.6 ) i (5.9 ) wynika wyrażenie na moc dostarczoną do anody ze źródła zasilania :

$$P(t) = i(t)(U_j + U_q) - P_{pmax} \pi r_a^2(t) \quad (5.10)$$

Dalszą analizę przeprowadzono dla dwóch sposobów zasilania łuku spawalniczego :

- zasilania napięciem sinusoidalnym o częstotliwości 50 Hz,
- zasilania napięciem prostokątnym o częstotliwości 50 Hz.

### 5.1.2. Obliczenie promienia wrzenia plamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym

Dla napięcia sinusoidalnego równanie (5.10) przyjmuje postać :

$$p(t) = \sqrt{2} P_a \sin \omega t - P_{pw} \pi r_w^2(t), \quad (5.11)$$

gdzie  $P_a$  - wartość skuteczna mocy doprowadzonej do plamki anodowej.

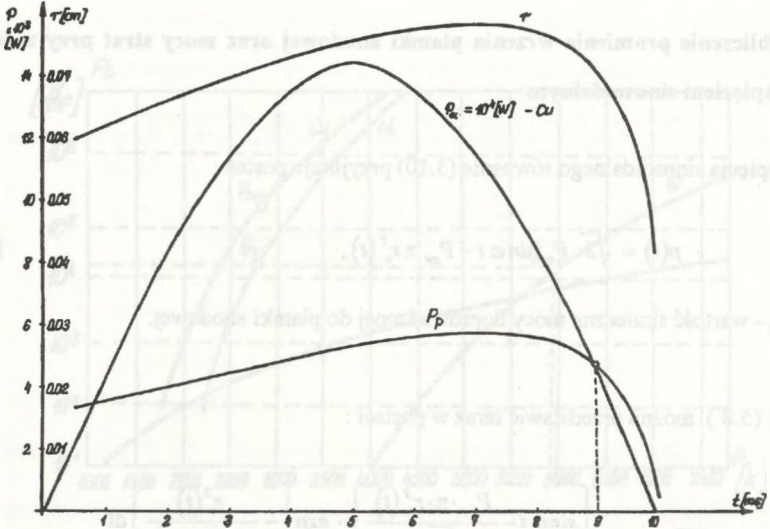
Całkę (5.8) można przedstawić teraz w postaci :

$$\vartheta(r, t_k - t) = \frac{\sqrt{2} P_a}{c\gamma(4\pi a)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{t_k} \frac{\left[ \sin \omega t - \frac{P_{pw} \cdot \pi \cdot r_w^2(t)}{\sqrt{2} P_a} \right] \cdot \exp \left[ -\frac{r_w^2(t)}{4\alpha(t_k - t)} \right] dt}{[t_k - t]} \quad (5.12)$$

Powyższa całka została rozwiązana numerycznie w ten sposób, że dla ustalonego przyrostu temperatury  $\vartheta_w$  równego różnicy pomiędzy temperaturą wrzenia metalu i temperaturą otoczenia obliczono zmianę w czasie promienia wrzenia  $r_w(t)$ .

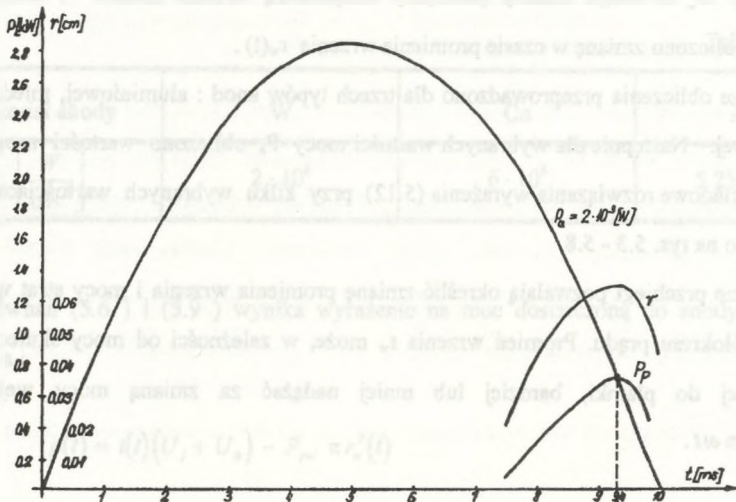
Powyższe obliczenia przeprowadzono dla trzech typów anod : aluminiowej, miedzianej i wolframowej. Następnie dla wybranych wartości mocy  $P_a$  obliczono wartości mocy strat  $P_p(t)$ . Przykładowe rozwiązania wyrażenia (5.12) przy kilku wybranych wartościach mocy  $P_a$  pokazano na rys. 5.3 - 5.8.

Obliczone przebiegi pozwalają określić zmianę promienia wrzenia i mocy strat w czasie jednego półokresu prądu. Promień wrzenia  $r_w$  może, w zależności od mocy skutecznej  $P_a$  dostarczonej do plamki, bardziej lub mniej nadążać za zmianą mocy wejściowej  $\sqrt{2} \cdot P_a \cdot \sin \omega t$ .



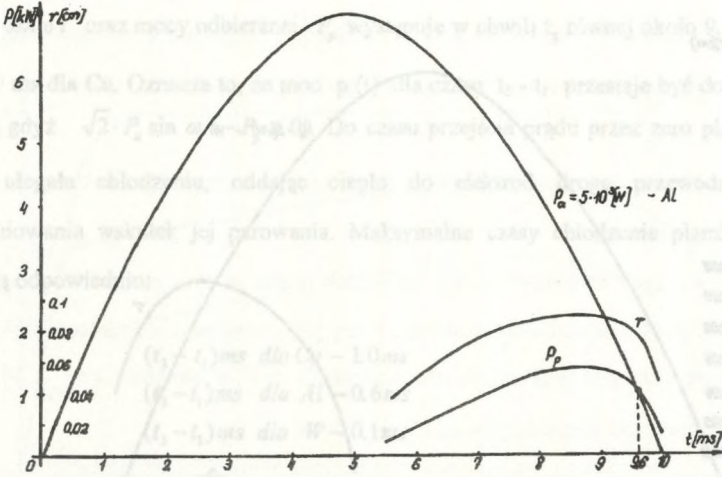
Rys.5.3. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał Cu,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.3. Calculated changes of anode spot parameters waveforms in time functions. Material Cu,  $P_a = 10^4$  W. Sinusoid supply voltage



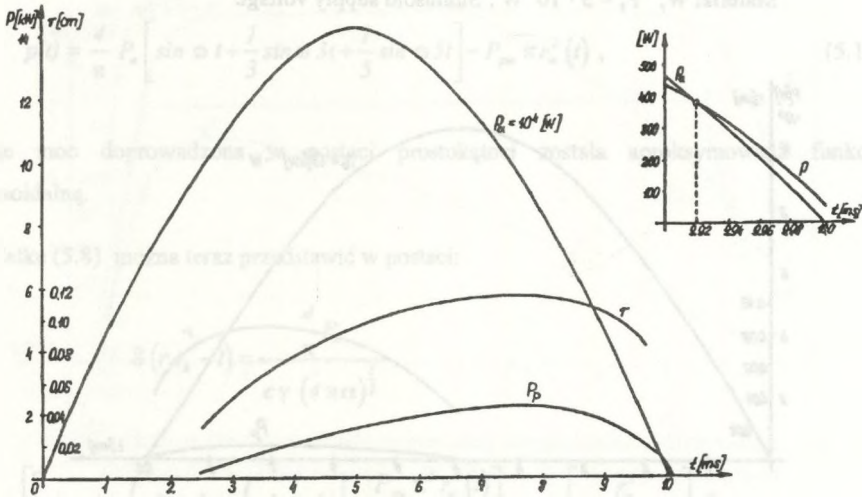
Rys.5.4. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 2 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.4. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 2 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



Rys. 5.5. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : aluminium,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

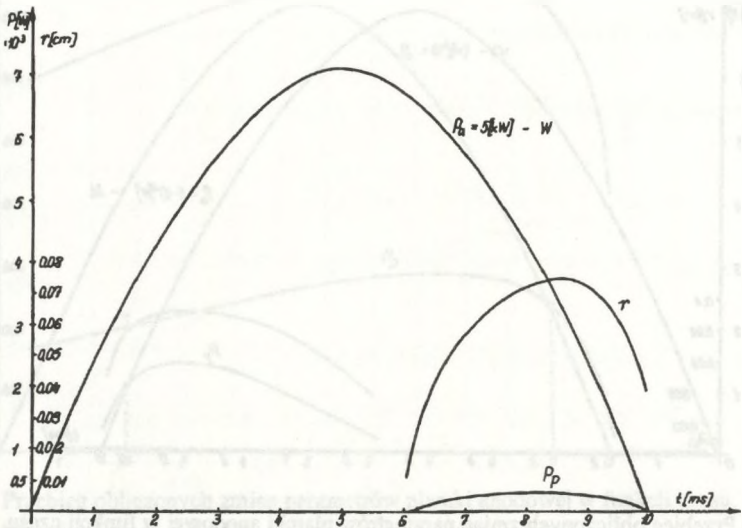
Fig. 5.5. Wave forms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



Rys. 5.6. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : aluminium,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

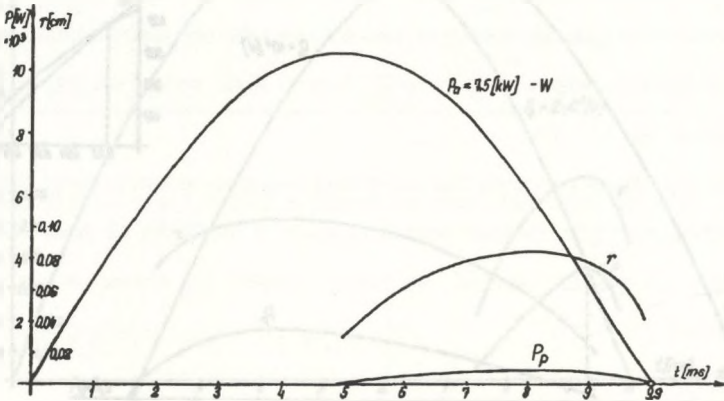
Fig. 5.6. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 10^4$  W. Sinusoid supply voltage





Rys. 5.7. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 5,0 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.7. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



Rys. 5.8. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : wolfram,  $P_a = 7,5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.8. Wave forms of calculated changes of anode spot parameters. Material W,  $P_a = 7,5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



Z przedstawionych wykresów widoczne jest, że dla Al i Cu zrównanie mocy dostarczonej  $\sqrt{2} \cdot P_a \cdot \sin \omega t$  oraz mocy odbieranej  $P_p$  występuje w chwili  $t_3$  równej około 9.4 ms dla Al oraz 9.0 ms dla Cu. Oznacza to, że moc  $p(t)$  dla czasu  $t_3 - t_1$  przestaje być dostarczana do plamki, gdyż  $\sqrt{2} \cdot P_a \sin \omega t - P_p \leq 0$ . Do czasu przejścia prądu przez zero plamka będzie zatem ulegała chłodzeniu, oddając ciepło do elektrod drogą przewodnictwa oraz promieniowania wskutek jej parowania. Maksymalne czasy chłodzenia plamki anodowej wynoszą odpowiednio:

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla Cu} - 1.0ms$$

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla Al} - 0.6ms$$

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla W} - 0.1ms$$

### 5.1.3. Obliczenia promienia wrzenia plamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem prostokątnym

Dla napięcia zasilania o kształcie prostokątnej równanie (5.10) przyjmuje postać:

$$p(t) = \frac{4}{\pi} P_a \left[ \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3t + \frac{1}{5} \sin 5t \right] - P_{pw} \pi r_w^2(t), \quad (5.13)$$

gdzie moc doprowadzona w postaci prostokątnej została aproksymowana funkcją sinusoidalną.

Całkę (5.8) można teraz przedstawić w postaci:

$$\vartheta(r, t_k - t) = \frac{\frac{4}{\pi} P_a}{c \gamma (4 \pi \alpha)^2}$$

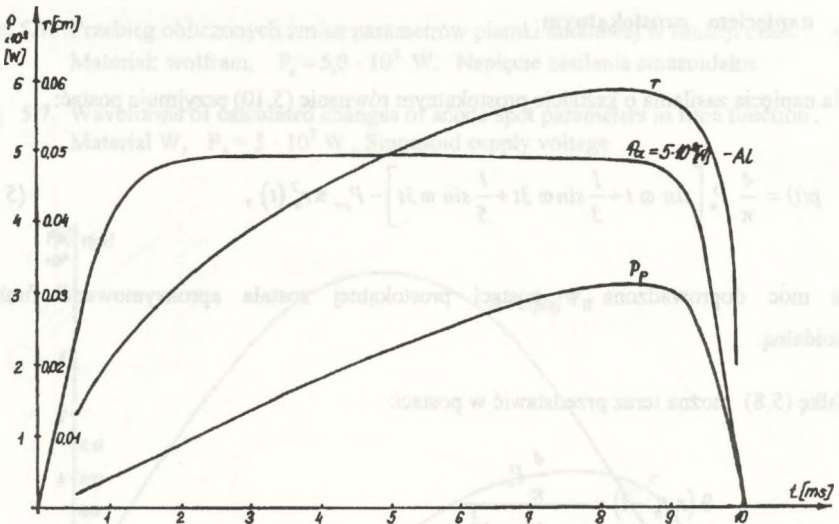
$$\int_0^{t_k} \frac{\left[ \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3t + \frac{1}{5} \sin 5t \right] - \frac{P_{pw} \pi^2 r_w^2(t)}{4 P_a}}{(t_k - t)} \cdot \exp \left[ \frac{r_w^2}{4 \alpha (t_k - t)} \right] dt \quad (5.14)$$

Całka (5.14) została rozwiązana numerycznie, podobnie jak całka (5.12). Dla ustalonego przyrostu temperatury  $\vartheta_w$  równego różnicy pomiędzy temperaturą wrzenia materiału i temperaturą otoczenia obliczono zmianę w czasie promienia  $r_w(t)$ . Obliczono również przebiegi mocy strat  $P_p$ .

Przykładowe rozwiązania wyrażenia dla różnych anod oraz przy kilku wybranych mocach  $P_a$  podano na rysunkach 5.9 - 5.12.

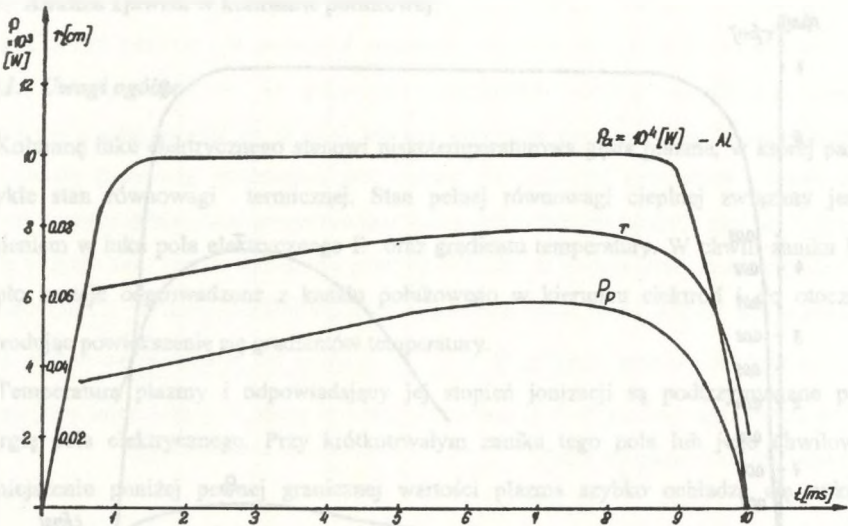
Z przedstawionych wykresów widać, że kształt prądu, w tym przypadku prostokątny, wpływa zdecydowanie na charakter przebiegu mocy  $p(t)$ . Zrównanie się mocy dostarczonej z mocą odbieraną następuje praktycznie dla wszystkich anod w chwilach  $t = t_1 = 10 \text{ ms}$  z niewielkimi odchyłkami wynoszącymi od 0.1 do 0.2 ms.

Oznacza to, że w czasie trwania półokresu moc jest ciągle dostarczana do plamki anodowej, nie dopuszczając do jej ochłodzenia się.



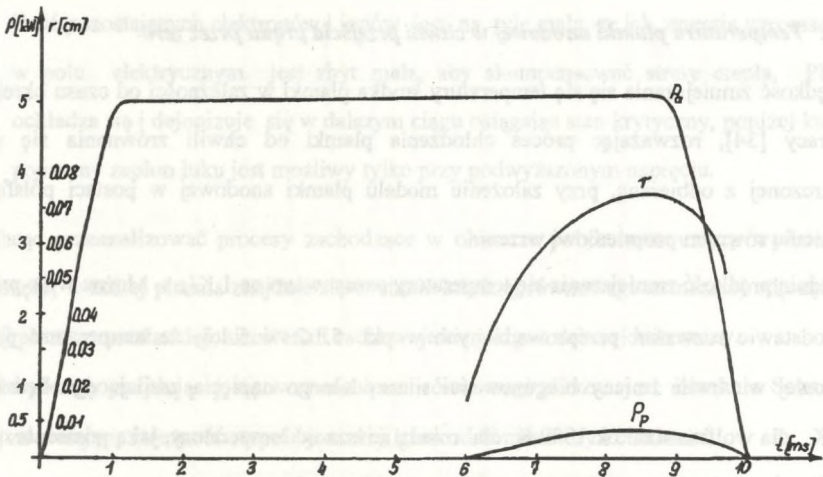
Rys. 5.9. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 5 \cdot 10^3 \text{ W}$ . Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.9. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 5 \cdot 10^3 \text{ W}$ . Rectangular supply voltage



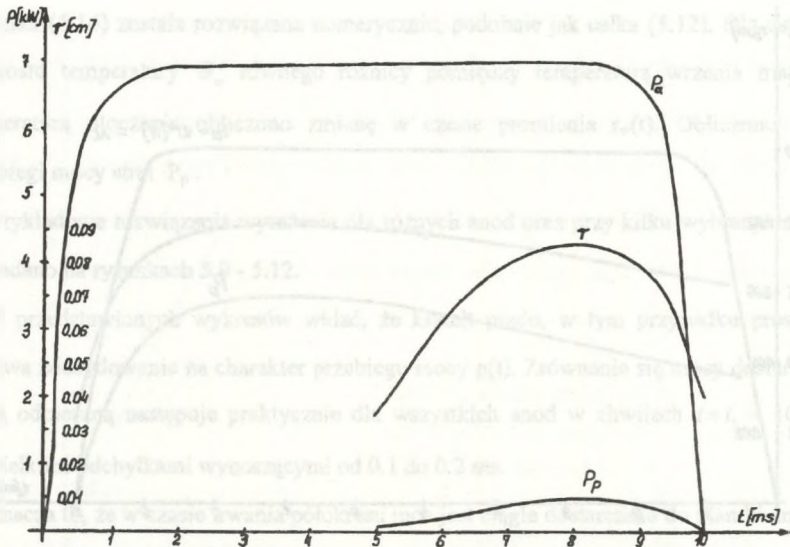
Rys. 5.10. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.10. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 10^4$  W. Rectangular supply voltage



Rys. 5.11. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.11. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Rectangular supply voltage



Rys. 5.12. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.12. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 10^4$  W. Rectangular supply voltage

#### 5.1.4. Temperatura plamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero

Prędkość zmniejszania się temperatury środka plamki w zależności od czasu określono w pracy [34], rozważając proces chłodzenia plamki od chwili zrównania się mocy dostarczonej z odbieraną, przy założeniu modelu plamki anodowej w postaci półsfery o promieniu równym promieniowi wrzenia.

Średnią prędkość zmniejszania się temperatury oszacowano na  $1 \text{ K}/\mu\text{s}$ . Można więc przyjąć na podstawie rozważań przeprowadzonych w pkt. 5.1.2 i 5.1.3, że temperatura plamki anodowej w chwili zmiany biegunowości sinusoidalnego napięcia zasilającego będzie od 100 K dla wolframu do ok. 1000 K dla miedzi niższa od temperatury, jaką posiadała ona w chwili zrównania się mocy dostarczonej i mocy oddawanej.

W przypadku zasilania napięciem prostokątnym temperatura środka plamki anodowej w chwili zmiany biegunowości nie ulegnie zmianie i będzie bliska temperaturze wrzenia materiału anody.



## 5.2. Analiza zjawisk w kolumnie połukowej

### 5.2.1. Uwagi ogólne

Kolumnę łuku elektrycznego stanowi niskotemperaturowa gęsta plazma, w której panuje zwykle stan równowagi termicznej. Stan pełnej równowagi cieplnej związany jest z istnieniem w łuku pola elektrycznego  $E$  oraz gradientu temperatury. W chwili zaniku łuku ciepło zostaje odprowadzone z kanału połukowego w kierunku elektrod i do otoczenia powodując powiększenie się gradientów temperatury.

Temperatura plazmy i odpowiadający jej stopień jonizacji są podtrzymywane przez energię pola elektrycznego. Przy krótkotrwałym zaniku tego pola lub jego chwilowym zmniejszeniu poniżej pewnej granicznej wartości plazma szybko ochładza się wskutek promieniowania i przewodnictwa cieplnego. Jeżeli po krótkotrwałym zaniku pola elektrycznego między elektrodami ponownie się ono pojawia, to możliwe są dwa przypadki:

- Ilość pozostających elektronów i jonów w dejonizującej się plazmie jest na tyle duża, że przyłożone pole elektryczne wywołuje przepływ znacznego prądu połukowego, umożliwiając ponowny zapłon łuku.
- Ilość pozostających elektronów i jonów jest na tyle mała, że ich energia zgromadzona w polu elektrycznym jest zbyt mała, aby skompensować straty ciepła. Plazma ochładza się i dejonizuje się w dalszym ciągu osiągając stan krytyczny, poniżej którego ponowny zapłon łuku jest możliwy tylko przy podwyższonym napięciu.

Chcąc przeanalizować procesy zachodzące w obszarze połukowym należy wydzielić w nim część, w której plazma znajduje się w stanie lokalnej równowagi termicznej od części, w której plazma została zdejonizowana i zachowuje się jak gaz słabo zjonizowany.

Dla plazmy znajdującej się w stanie quasi-równowagi słuszne jest równanie Saha [35], [37], zawierające zależność stopnia jonizacji gazu od temperatury i ciśnienia :

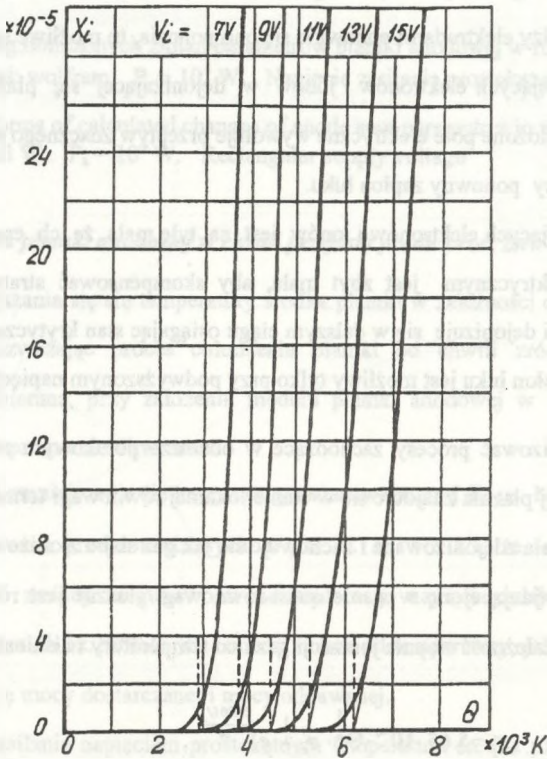
$$x_j = 5.65 \cdot 10^{-4} \cdot \Theta^{\frac{5}{2}} \cdot p_c^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{5800 U_j}{\Theta}}, \quad (5.15)$$

gdzie:  $\Theta$  - temperatura [K],  $U_j$  - potencjał jonizacji [V].



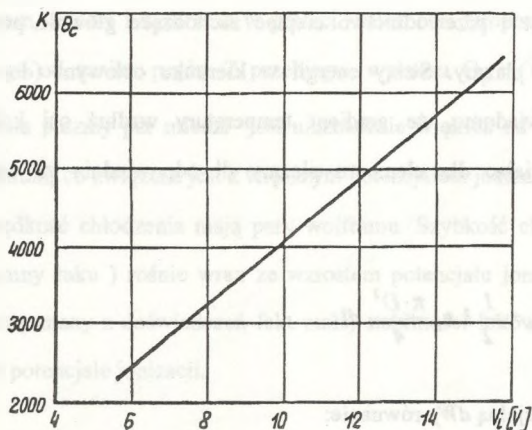
Zależność (5.15) została wykreślona na rys. 5.13 dla różnych potencjałów jonizacji gazu  $U_j$ . Z zależności tej można wyznaczyć temperaturę krytyczną  $\Theta_c$ , powyżej której stopień jonizacji gwałtownie wzrasta. Temperaturę krytyczną  $\Theta_c$  wyznacza prosta będąca przedłużeniem silnie wznoszącej się części krzywej Saha w punkcie przecięcia się z osią temperatury. Temperatura krytyczna  $\Theta_c$  spełnia rolę temperatury granicznej plazmy dla danego słupa łuku. Znając rozkład przestrzenny temperatury w kolumnie połukowej można za pomocą wartości temperatury  $\Theta_c$  określić średnicę strumienia plazmy oraz długość słabo zjonizowanych warstw, jeżeli znany jest lokalny potencjał jonizacji gazu  $U_j$ . Z zależności na rys. 5.13 wykreślić można przebieg  $\Theta_c = f(U_j)$ . Przebieg ten przedstawiono na rys. 5.14. Jest on praktycznie liniową funkcją potencjału jonizacji gazu. W przybliżeniu temperaturę krytyczną można obliczyć ze wzoru:

$$\Theta_c \approx 407 U_j \quad (5.16)$$



Rys. 5.13. Zależność stopnia jonizacji w funkcji temperatury

Fig. 5.13. Ionization degree dependence in time function



Rys. 5.14. Przebieg temperatury krytycznej plazmy w funkcji potencjału jonizacji

Fig. 5.14. Waveforms of critical plasma temperature in ionization potential function

### 5.2.2. Zmiana temperatury plazmy

Uwzględniając fakt, że energia wewnętrzna elementu plazmy o długości  $dl$  składa się z energii kinetycznej  $dW_k$  wchodzących cząstek oraz energii potencjalnej  $dW_j$  zjonizowanych atomów, można ułożyć równanie przedstawiające proces chłodzenia elementu  $dl$  plazmy [37].

$$-dW_k - dW_j = \varepsilon \Theta^4 D \pi dl dt + \lambda \frac{d\Theta}{dx} \pi D dl dt, \quad (5.17)$$

gdzie:

$dW_k, dW_j$  - straty energii kinetycznej i potencjalnej elementu  $dl$  plazmy,

$l$  - długość kolumny łuku,

$\Theta$  - temperatura kolumny łuku,

$D$  - średnica kolumny łuku,

$\varepsilon$  - współczynnik emisyjności całkowitej.

Założeniem głównym przy upraszczaniu równania (5.17) jest przyjęcie, że straty energii przez promieniowanie i przewodnictwo ciepłe zachodzące głównie przez powierzchnię boczną elementu dl plazmy. Straty energii w kierunku osiowym (do elektrod) można pominąć, bowiem wiadomo, że gradient temperatury wzdłuż osi kolumny łuku jest nieznaczny. Podstawiając dla elementu plazmy dl odpowiednio za energię kinetyczną równanie:

$$dW_k = \frac{l}{2} k n_0 \frac{\pi \cdot D^2}{4} dl \quad (5.18)$$

oraz za energię potencjalną  $dW_j$  równanie:

$$dW_j = x_j n_0 \frac{\pi D^2}{4} dl \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} U_j \quad (5.19)$$

i uwzględniając zależność (5.15) otrzymano następujące równanie różniczkowe:

$$\begin{aligned} -\frac{l}{8} k n_0 D d\Theta - 2,26 \cdot 10^{-16} n_0 D p_c^{-\frac{1}{2}} d\Theta \left[ \frac{5}{4} \Theta^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{5800U_j}{\Theta}} + \right. \\ \left. + \frac{5800U_j}{\Theta^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{-\frac{5800U_j}{\Theta}} \right] = \varepsilon \Theta^4 dt \end{aligned} \quad (5.20)$$

Rozwiązaniem równania (5.20) przy założeniu temperatury minimalnej równej  $\Theta_c$  i temperatury maksymalnej równej  $\Theta_{\max} = 800U_j$  jest zależność:

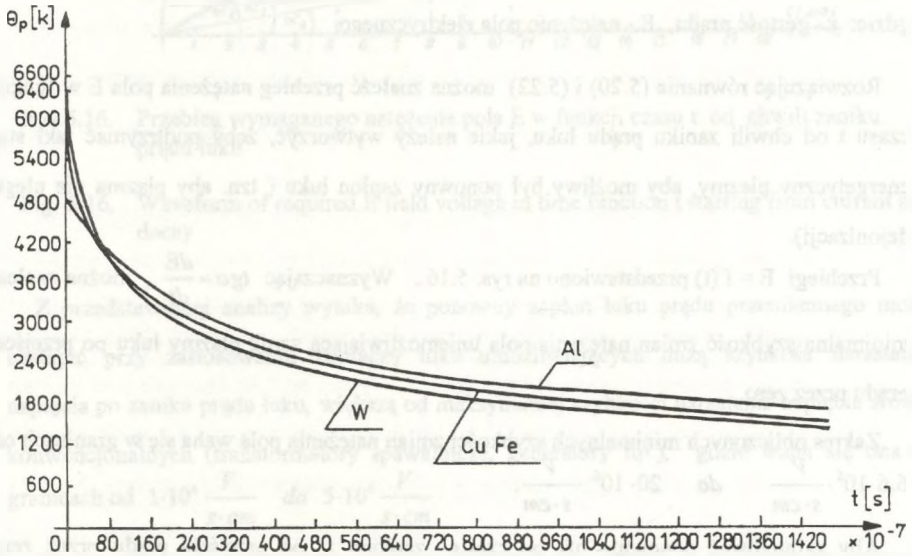
$$-2,65 \cdot 10^{12} \cdot \frac{l}{\Theta_{\max}} - 2,9 \cdot 10^9 \cdot \frac{U_j}{\Theta_{\max}} \left[ \Theta_{1,\frac{3}{2}} e^{\frac{5800U_j}{\Theta_1}} - \Theta_{2,\frac{3}{2}} e^{-\frac{5800U_j}{\Theta_2}} \right] = \Theta_r \Delta t, \quad (5.21)$$

gdzie:

- $\Theta_1$  - temperatura początkowa,
- $\Theta_2$  - temperatura końcowa,
- $\Theta_r$  - temperatura średnia.

Rozwiązanie równania (5.21) przedstawiono w formie wykresów na rys. 5.15 dla plazmy w parach aluminium, miedzi i wolframu w postaci zależności temperatury plazmy  $\Theta_p$  od czasu upływającego od zaniku prądu. Z przebiegu wykresu  $\Theta_p = f(t)$  widoczne jest, że prędkość chłodzenia plazmy par miedzi jest nieznacznie większa od prędkości chłodzenia plazmy par aluminium, co związane jest z większym potencjałem jonizacji par miedzi.

Największą prędkość chłodzenia mają pary wolframu. Szybkość chłodzenia plazmy par (dejonizacja kolumny łuku) rośnie wraz ze wzrostem potencjału jonizacji par metalu. Te zależności tłumaczą znany z doświadczeń fakt małej stabilności łuków płonących w parach metali o wysokim potencjale jonizacji.



Rys. 5.15. Zależność temperatury plazmy dla par różnych materiałów elektrod w funkcji czasu upływającego od chwili zaniku prądu łuku

Fig. 5.15. Plasma temperature dependence for a pair of different electrode material in time function starting from current arc decay



### 5.2.3. Wpływ natężenia pola elektrycznego na ponowny zapłon łuku

Aby zapobiec dejonizacji plazmy i jej chłodzeniu w kolumnie łukowej w chwili przejścia prądu przez zero należy wytworzyć w przestrzeni międzyelektrodowej pole elektryczne o odpowiednim natężeniu.

Spowodowałyby to wzrost energii cząstek w kolumnie łukowej, tak aby skompensować straty związane z promieniowaniem i przewodnictwem cieplnym elementu jednostkowego o długości  $dl$ .

Korzystając z (5.17) można więc napisać:

$$E \cdot j \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot dl \cdot dt \geq \varepsilon \cdot \Theta' \cdot \pi \cdot D \cdot dl \cdot dt + \lambda \cdot \frac{d\Theta}{dx} \cdot \pi \cdot D \cdot dl \cdot dt, \quad (5.22)$$

gdzie:  $j$  - gęstość prądu,  $E$  - natężenie pola elektrycznego.

Rozwiązując równania (5.20) i (5.22) można znaleźć przebieg natężenia pola  $E$  w funkcji czasu  $t$  od chwili zaniku prądu łuku, jakie należy wytworzyć, żeby podtrzymać taki stan energetyczny plazmy, aby możliwy był ponowny zapłon łuku ( tzn. aby plazma nie uległa dejonizacji).

Przebiegi  $E = f(t)$  przedstawiono na rys. 5.16 . Wyznaczając  $tg\alpha = \frac{dE}{dt}$  , można znaleźć minimalną szybkość zmian natężenia pola uniemożliwiającą zanik plazmy łuku po przejściu prądu przez zero.

Zakres obliczonych minimalnych szybkości zmian natężenia pola waha się w granicach od  $6.6 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm}$  do  $20 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm}$ .

Aby zainicjować ponownie łuk po czasie zapłonu  $t_2$  od przejścia prądu przez zero, szybkość narastania natężenia pola  $E$  wytwarzanego przez zasilacz łuku powinna być większa od wartości:

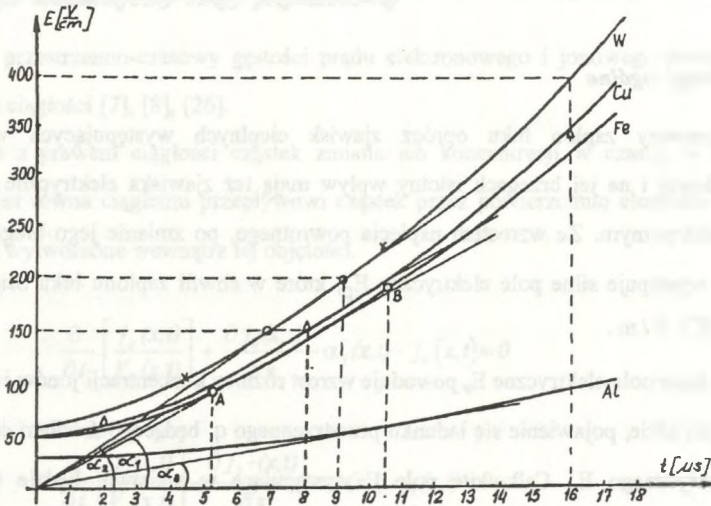
$$6.6 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Al}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Cu}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Fe}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par W}$$





Rys.5.16. Przebieg wymaganego natężenia pola E w funkcji czasu t od chwili zaniku prądu łuku

Fig. 5.16. Waveform of required E field voltage in time function t starting from current arc decay

Z przedstawionej analizy wynika, że ponowny zapłon łuku prądu przemiennego może nastąpić przy zastosowaniu zasilaczy łuku umożliwiających dużą szybkość narastania napięcia po zaniku prądu łuku, większą od maksymalnej szybkości narastania napięcia źródeł konwencjonalnych (transformatory spawalnicze, generatory itp.), gdzie waha się ona w granicach od  $1 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}}$  do  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}}$

Wymaganie wyższej stromości narastania napięcia mogą spełnić nowe generacje zasilaczy łuku - zasilacze elektroniczne.

Reasumując powyższe, warunek na minimalną szybkość narastania pola elektrycznego umożliwiającą stabilne zachowanie plazmy łuku przy przejściu prądu przez zero:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{\min} \geq 2 \cdot 10^7 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}} \quad (5.23)$$

jest jednym z parametrów precyzujących sterowanie strumieniem energii podczas spawania prądem przemiennym.

### 5.3. Zjawiska elektryczne w warstwie przykatodowej

#### 5.3.1. Uwagi ogólne

Na ponowny zapłon łuku oprócz zjawisk cieplnych występujących w warstwie przykatodowej i na jej brzegach istotny wpływ mają też zjawiska elektryczne związane z polem elektrycznym. Ze wzrostem napięcia powrotnego, po zmianie jego biegunowości w warstwie występuje silne pole elektryczne  $E_p$ , które w chwili zapłonu łuku osiąga wartość  $(10^7 - 10^8) \text{ V/m}$ .

Narastające pole elektryczne  $E_p$  powoduje wzrost różnicy koncentracji jonów i elektronów, a co za tym idzie, pojawienie się ładunku przestrzennego  $q$ , będącego źródłem dodatkowego pola elektrycznego  $E_s$ . Całkowite pole  $E$  występujące w warstwie będzie więc równe:  $E = E_p + E_s$ . Gradient natężenia pola, będącego efektem ładunku przestrzennego, opisuje równanie Poissona w postaci:

$$\nabla^2 U_s = \frac{q}{\epsilon_0} (n_j - n_e)$$

Analizę rozkładu natężenia pola wzdłuż warstwy dla różnych czasów od chwili przejścia napięcia przez zero przedstawiono w: [18], [36], [37]. Wynika stąd, że natężenie pola zmienia się od wartości maksymalnej na powierzchni katody do wartości zerowej na granicy warstwy z plazmą, przy czym gradient natężenia pola w pobliżu punktu  $x = d$  ( $d$  - grubość warstwy liczona od powierzchni katody) jest znacznie większy niż dla pozostałego obszaru. Grubość warstwy przykatodowej w chwili zapłonu łuku jest w przybliżeniu wartością stałą niezależną od stromości napięcia, jednakże w przypadku dużej stromości napięcie niezbędne do powstania ponownego zapłonu łuku jest osiągane szybciej. Sformułowanie ogólnego modelu matematycznego strefy przykatodowej pozwoliłoby na analizę warunków inicjacji łuku i jego ponownego zapłonu.

### 5.3.2. Model matematyczny strefy przykatodowej

Rozkład przestrzenno-czasowy gęstości prądu elektronowego i jonowego można opisać równaniami ciągłości [7], [8], [26].

Zgodnie z prawem ciągłości cząstek zmiana ich koncentracji w czasie, w jednostce objętości, jest równa ciągłemu przepływowi cząstek przez powierzchnię elementu objętości plus cząstki wytworzone wewnątrz tej objętości.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{j_e(x,t)}{V_e(x,t)} \right] + \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial x} - \alpha_j(x,t) \cdot j_e(x,t) = 0 \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{j_j(x,t)}{V_j(x,t)} \right] - \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial x} - \alpha_e(x,t) \cdot j_e(x,t) = 0, \quad (5.25)$$

gdzie:  $V_e$ ,  $V_j$  - odpowiednio prędkość elektronów i jonów.

Są to równania różniczkowe cząstkowe, opisujące zmianę koncentracji elektronów i jonów w warstwie przykatodowej w funkcji czasu i przestrzeni. Współrzędna przestrzenna „ $x$ ” jest liczona od powierzchni katody do powierzchni granicznej warstwy i plazmy, a współrzędna czasu „ $t$ ” zmienia się od chwili zmiany biegunowości napięcia powrotnego do chwili zapłonu.

$x \in \langle 0, d \rangle$	$x = 0$	powierzchnia katody
	$x = d$	powierzchnia graniczna warstwy z plazmą połukową
$t \in \langle 0, t_2 \rangle$	$t = 0$	chwila zmiany biegunowości napięcia zasilającego
	$t = t_2$	chwila zapłonu

Warunki brzegowe uwzględniają rodzaj gazu kolumny połukowej, jego temperaturę, ciśnienie, w jakim się znajduje oraz materiał i temperaturę elektrod.

Można je przyjąć następująco:

$$j_e(0,t) = \gamma_j \cdot j_j(0,t) + j_{em}(0,t) \quad (5.26)$$

$$j_j(d,t) = e \cdot n_s \cdot V_j(t) \quad (5.27)$$

Warunek (5.26) określa gęstość prądu elektronowego wynikającego ze zjawisk występujących na powierzchni katody w danej chwili czasowej „t”.

Pierwszy składnik tego równania obrazuje przyrost gęstości prądu elektronowego na skutek jonizacji wtórnej. Jest on proporcjonalny do gęstości prądu jonowego w pobliżu katody, gdyż wielkość współczynnika jonizacji  $\gamma_j$  zależy od koncentracji i energii jonów przy katodzie.

Drugi składnik reprezentuje przyrost gęstości prądu elektronowego na skutek emisji katody. Rodzaj emisji jest zapisany w równaniu w sposób ogólny i może oznaczać zarówno emisję termiczną, jak i polową.

Warunek brzegowy (5.27) określa gęstość prądu jonowego w danej chwili czasowej „t” na granicy warstwy przykatodowej i plazmy kolumny połukowej.

Przyjęto następujące założenia upraszczające:

- warstwa przykatodowa jest warstwą izolacyjną, a kolumna połukowa posiada dużą przewodność, więc całe napięcie zasilania jest przyłożone do warstwy,
- przepływ cząstek naładowanych odbywa się tylko wzdłuż osi x,
- kolumnę połukową stanowi plazma izotermiczna, czyli na granicy warstwy z kolumną łukową koncentracja elektronów  $n_e$  i jonów  $n_j$  są równe,  $n_e = n_j = n_s$ .

Ogólne wyrażenie na rozkład pola elektrycznego można przyjąć następująco:

$$E(x) = E_{max} e^{-\frac{G-x}{d}} ; \quad G - \text{wartość stała} \quad (5.28)$$

Jeżeli założyć liniowy przebieg napięcia zasilania to natężenie pola elektrycznego wyniesie:

$$E(t) = \frac{a \cdot t}{d}, \quad (5.29)$$

gdzie:  $a$  - stromość napięcia zasilania,

$d$  - długość strefy przykatodowej.

Zakładając równą wartość powierzchni pola pod krzywymi opisanymi równaniami (5.28), (5.29), otrzymujemy:

$$E(x,t) = \frac{w \cdot a \cdot t}{d} \cdot e^{-\frac{ax}{d}}, \quad (5.30)$$

gdzie:  $w = \frac{G}{1 - e^{-G}}$ .

Prędkość cząstek można opisać zależnościami:

$$V_e(x,t) = b_e \cdot E(x,t) \quad (5.31)$$

$$V_j(x,t) = b_j \cdot E(x,t), \quad (5.32)$$

gdzie:

$b_e$  - ruchliwość elektronów,

$b_j$  - ruchliwość jonów.

Współczynnik pierwotnej jonizacji Townsenda dany jest równaniem:

$$a_j(x,t) = A \cdot e^{\frac{B}{E(x,t)}}; \quad A, B - \text{współczynniki stałe} \quad (5.33)$$

Gęstość prądu emisji termicznej wyraża zależność:

$$j_- = C_e \cdot \Theta_e^2 \cdot e^{-\frac{11600}{\Theta_e}} \cdot e^{\frac{0,44 \cdot \sqrt{E(x,t)}}{\Theta_e}}, \quad (5.34)$$

gdzie:  $C_e$  - stała emisji elektronów z elektrody,

$\Theta_e$  - temperatura elektrody.



Oznaczając stosunek gęstości prądu jonowego do gęstości prądu całkowitego literą  $K$  otrzymamy zależność:

$$K = \frac{j_j(0,t)}{j_e(0,t) + j_j(0,t)} \quad (5.35)$$

Wstawiając (5.30) - (5.35) do równań (5.24) i (5.25) uzyskamy równania ciągłości w postaci:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial t} \cdot t - j_e(x,t) \left\{ 1 + A_1 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot t^2 \cdot \exp\left[-A_2 \exp\left[\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{1}{t}\right] \right\} + \\ + A_3 t^2 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial t} \cdot t - j_j(x,t) \left\{ A_1 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot t^2 \cdot \exp\left[-A_2 \exp\left[\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{1}{t}\right] \right\} j_e(x,t) - \\ - A_3 t^2 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (5.37)$$

oraz warunki brzegowe:

$$j_e(0,t) = \frac{1-K}{1-K(1+j)} A_6 e^{\frac{A_7}{\sqrt{t}}} \quad (5.38)$$

$$j_j(d,t) = A_8 t \quad (5.39)$$

i warunki początkowe:

$$j_e(x,0) = j_j(x,0) = 0, \quad (5.40)$$

gdzie odpowiednie stałe  $A_1 - A_8$  wynoszą:

$$A_1 = \frac{A \cdot b_e \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_2 = \frac{B \cdot a}{d},$$

$$A_3 = \frac{b_e \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_4 = \frac{A \cdot b_j \cdot w \cdot a}{d}, \quad A_5 = \frac{b_j \cdot w \cdot a}{d}, \quad A_6 = \Theta_e^2 \cdot \exp\left[-\frac{11600}{\Theta_e}\right],$$

$$A_7 = \exp\left[\frac{0,44}{\Theta_e}\right] \sqrt{\frac{w \cdot a}{d}}, \quad A_8 = \frac{e \cdot n_s \cdot b_i \cdot w \cdot a \cdot e^{-\alpha}}{d}.$$

Równania (5.36) i (5.37) można rozwiązać metodami numerycznymi [47], co pozwala obliczyć gęstość prądu całkowitego w funkcji czasu licząc od chwili przejścia napięcia przez zero z zależności:

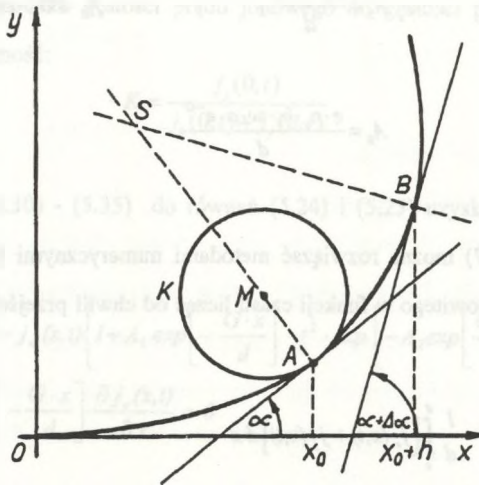
$$j(t) = \frac{I}{d} \int_0^d [j_e(x,t) + j_j(x,t)] dx \quad (5.41)$$

Przykładowy przebieg gęstości prądu całkowitego dla elektrod miedzianych z przerwą międzyelektrodową 2 mm przy napięciu źródła zasilania 500 V i stromości napięcia  $7,5 \cdot 10^6 \text{V/s}$  obliczony wg zależności (5.41) przedstawia rys.5.18. Przebieg krzywej  $j = f(t)$  jest bardzo charakterystyczny. Odznacza się on powolnym wzrostem gęstości prądu w początkowym okresie, po którym następuje szybki jej wzrost. Tę chwilę można uznać za czas ponownego zapłonu łuku.

### 5.3.3. Wyznaczanie czasu ponownego zapłonu łuku

Analizując przebieg funkcji gęstości prądu całkowitego można stwierdzić, że początek szybkiego jej wzrostu będzie określał chwilę zapłonu  $t_z$ . Zapłon nastąpi więc w punkcie maksymalnej krzywizny funkcji  $j = f(t)$ . Obiektywna metoda wyznaczenia  $t_z$  może więc być oparta na definicji krzywizny krzywej  $y = f(x)$ , [62].

Dla zadanej funkcji  $f(x)$  dwukrotnie różniczkowalnej w pewnym przedziale  $[x_0, x_0 + h]$  poprowadzimy styczne w punktach  $A[x_0, f(x_0)]$  i  $B[x_0 + h, f(x_0 + h)]$ , rys. 5.17.



Rys. 5.17. Wyznaczanie maksymalnej krzywizny funkcji  $f(x)$

Fig. 5.17. Determining maximum curvature function

Styczne te tworzą z osią  $x$  kąty odpowiednio równe  $\alpha$  i  $\alpha + \Delta\alpha$ .

Krzywizną krzywej  $y = f(x)$  w punkcie  $A$  nazywamy granicę krzywizny średniej łuku  $AB$ .

$$k = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\Delta\alpha}{|AB|}, \quad (5.42)$$

gdzie:

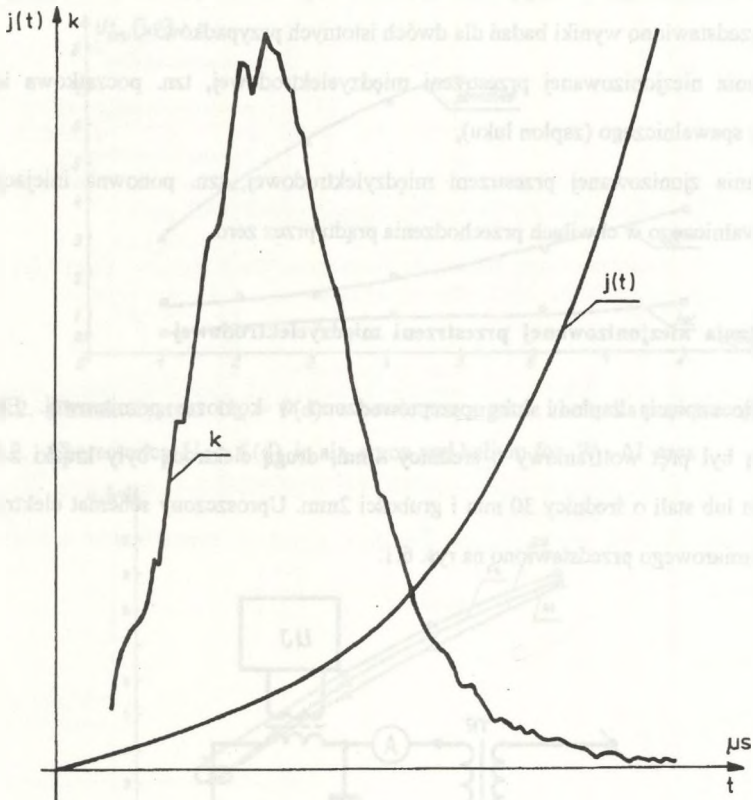
$$|AB| = \sqrt{h^2 + [f(x_0 + h) - f(x_0)]^2} = h \sqrt{1 + \frac{[f(x_0 + h) - f(x_0)]^2}{h^2}},$$

$$\Delta\alpha = \arctg f'(x_0 + h) - \arctg f'(x_0)$$

Wynik obliczeń przedstawiono na rys. 5.18 dla przykładowo obliczonej funkcji gęstości prądu całkowitego  $j(t)$ , [47].

Widać, że maksymalna krzywizna dla przebiegu  $j(t)$  na rysunku 5.18 występuje dla czasu  $t_z = 41 \mu s$ . Przy stromości wzrostu napięcia powrotnego równej  $a = 7,5 \cdot 10^6 \frac{V}{s}$ , napięcie ponownego zapłonu dla rozpatrywanego punktu charakterystyki ponownego zapłonu wynosi:

$$U_z = a \cdot t_z = 7,5 \cdot 10^6 \frac{V}{s} \cdot 41 \cdot 10^{-6} s \cong 307 V$$



Rys.5.18. Sposób wyznaczenia punktu zapłonu łuku  $t_z$  na krzywej  $j(t)$

Fig. 5.18. Method of determining ignition arc point  $t_z$  on curve  $j(t)$



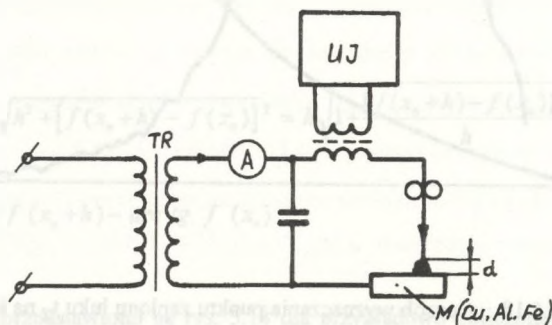
## 6. EKSPERYMENTALNA IDENTYFIKACJA PARAMETRÓW PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ

Przy projektowaniu zasilaczy łuku spawalniczego bardzo ważne są informacje dotyczące wysokości napięcia i wartości energii, jakie należy przyłożyć do przestrzeni międzyelektrodowej, aby uzyskać pewny zapłon łuku i jego stabilne płonienie w chwilach przechodzenia prądu przez zero w zależności od odległości i materiału elektrod, rodzaju gazu osłonowego i prądu łuku. Informacje te mogą być uzyskane na podstawie pomiarów laboratoryjnych. Poniżej przedstawiono wyniki badań dla dwóch istotnych przypadków:

- badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej, tzn. początkowa inicjacja łuku spawalniczego (zapłon łuku),
- badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej, tzn. ponowna inicjacja łuku spawalniczego w chwilach przechodzenia prądu przez zero.

### 6.1. Badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej

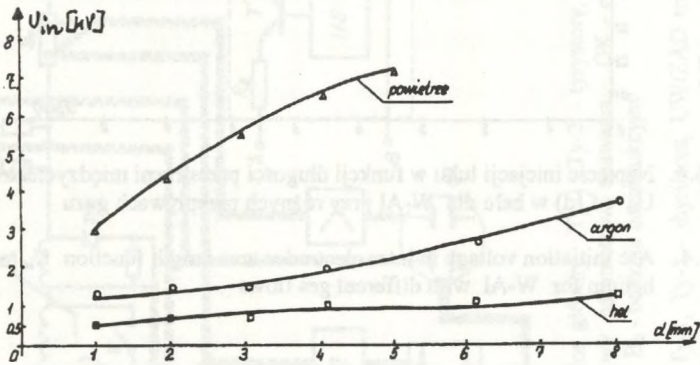
Pomiary napięcia zapłonu łuku przeprowadzono w komorze pomiarowej. Elektroda nietopliwą był pręt wolframowy o średnicy 4mm, drugą elektrodą były krążki z miedzi, aluminium lub stali o średnicy 30 mm i grubości 2mm. Uproszczony schemat elektrycznego układu pomiarowego przedstawiono na rys. 6.1.



Rys. 6.1. Uproszczony schemat elektryczny układu pomiarowego

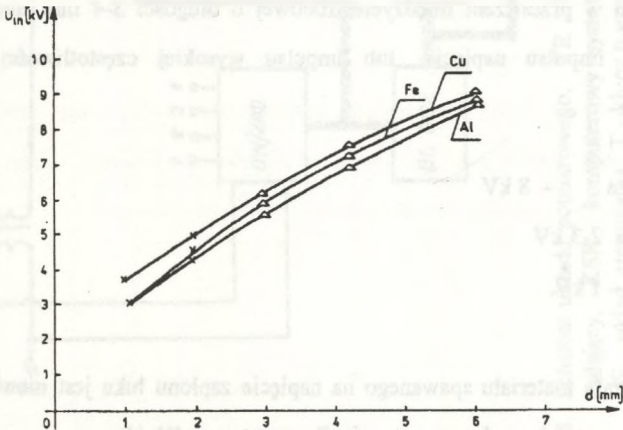
Fig. 6.1. Simplified circuit of electric measuring system

Elektrody zasilono napięciem przemiennym o wartości 70V. Do inicjacji łuku spawalniczego stosowano iskiernikowy generator w.cz lub elektroniczny generator impulsów umożliwiający osiąganie napięć do 10 kV. Pomiar napięcia zapłonu wykonano za pomocą iskiernika kulowego o średnicy kul 20 mm, przy czym każdy punkt charakterystyki jest wartością średnią z kilkunastu pomiarów. Mierzono napięcia inicjacji łuku spawalniczego w przestrzeni międzyelektrodowej w powietrzu, argonie oraz helu dla różnych elektrod w funkcji odległości między elektrodami  $d$ . Wybrane wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 6.2, 6.3, 6.4.



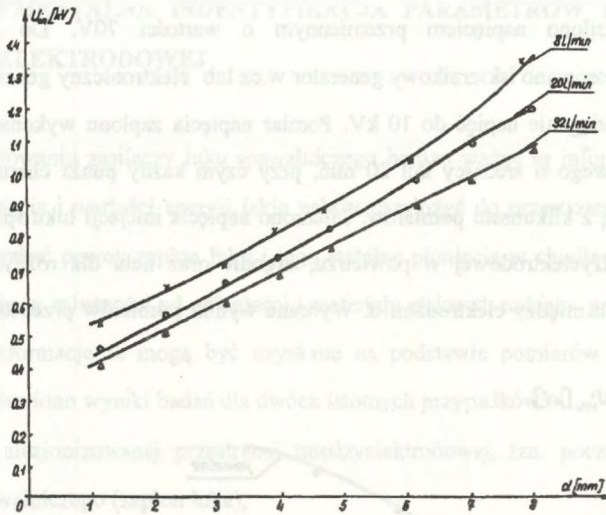
Rys. 6.2. Charakterystyki  $U_{in} = f(d)$  w powietrzu, argonie i helu dla przestrzeni W - Al

Fig. 6.2. Characteristics  $U_{in} = f(d)$  in air, argon and helium for W - Al area



Rys. 6.3. Napięcie inicjacji łuku w funkcji długości przestrzeni międzyelektrodowej  $U_{in} = f(d)$  dla W - Al, W - Cu, W - Fe w powietrzu

Fig. 6.3. Arc initiation voltage in inter electrodes area length function  $U_{in} = f(d)$  for W-Al, W-Cu, W-Fe in air



Rys. 6.4. Napięcie inicjacji łuku w funkcji długości przestrzeni międzyelektrodowej  $U_{in} = f(d)$  w helu dla W-Al przy różnych przepływach gazu

Fig. 6.4. Arc initiation voltage in inter electrodes area length function  $U_{in} = f(d)$  in helium for W-Al with different gas flows

Z przeprowadzonych badań i otrzymanych charakterystyk można wyciągnąć następujące wnioski:

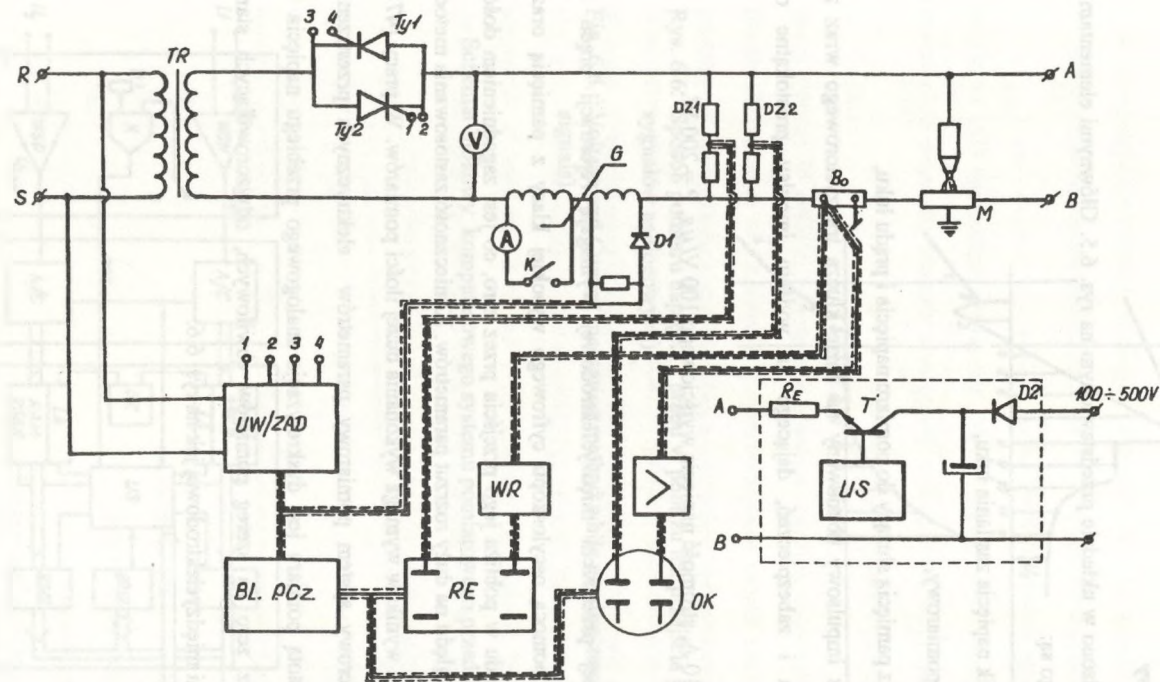
- Zapłon łuku w przestrzeni międzyelektrodowej o długości 3-4 mm może nastąpić po przyłożeniu impulsu napięcia lub impulsu wysokiej częstotliwości o następującej amplitudzie:

dla powietrza - 8 kV

dla argonu - 2-3 kV

dla helu - 1 kV.

- Wpływ rodzaju materiału spawanego na napięcie zapłonu łuku jest niewielki (rys.6.3 ). Najmniejsze napięcia zapłonu występują dla przestrzeni W-Al.
- Zwiększanie przepływu gazu osłonowego wpływa tylko w niewielkim zakresie na obniżenie napięcia zapłonu łuku (rys. 6.4).



Rys. 6.5. Schemat układu pomiarowego; TR - transformator główny, Ty-1, Ty-2 - tyrystory, UW/ZAD - układ wyzwalająco-zadający, KSP - komputerowy system pomiarowy parametrów spawania, OK - oscyloskop cyfrowy z pamięcią, US - układ sterowania, T - klucz tranzystorowy, B<sub>0</sub> - bocznik bezindukcyjny

Fig. 6.5. Measuring system diagram; TR-maintransformer, Ty-1, Ty-2 - thyristors, UW/ZAD trip-input system, KSP - computer welding parameters measuring system, OK - digital storage oscilloscope, US - control system, T - transistor key, B<sub>0</sub> - induction-free shunt



## 6.2. Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej - ponowna inicjacja łuku

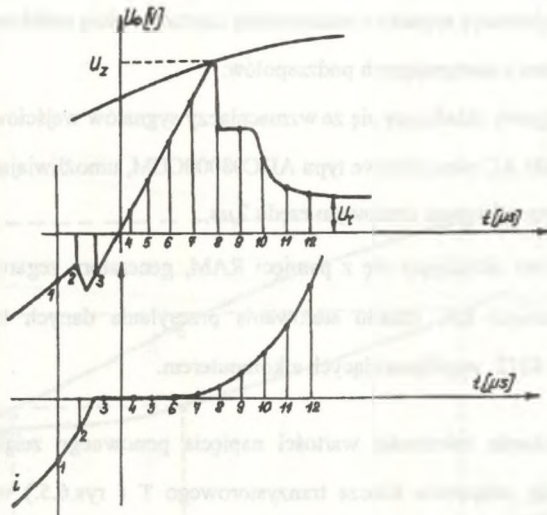
### 6.2.1. Układ pomiarowy

Pomiary przeprowadzono w układzie przedstawionym na rys. 6.5. Głównymi elementami stanowiska pomiarowego są:

- tyrystorowy sterownik napięcia zasilania łuku,
- komputerowy układ pomiarowy,
- oscyloskop cyfrowy z pamięcią służący do pomiaru napięcia i prądu łuku,
- pomocniczy zasilacz impulsowy zbudowany na bazie klucza tranzystorowego wraz z układem sterowania i zabezpieczeń, dającego na wyjściu impulsy prostokątne o parametrach:

$U = 0-500 \text{ V}$ ,  $I = 0-10 \text{ A}$ , stromość napięcia wyjściowego  $100 \text{ V}/\mu\text{s}$ ,  $P = 200 \text{ W}$ .

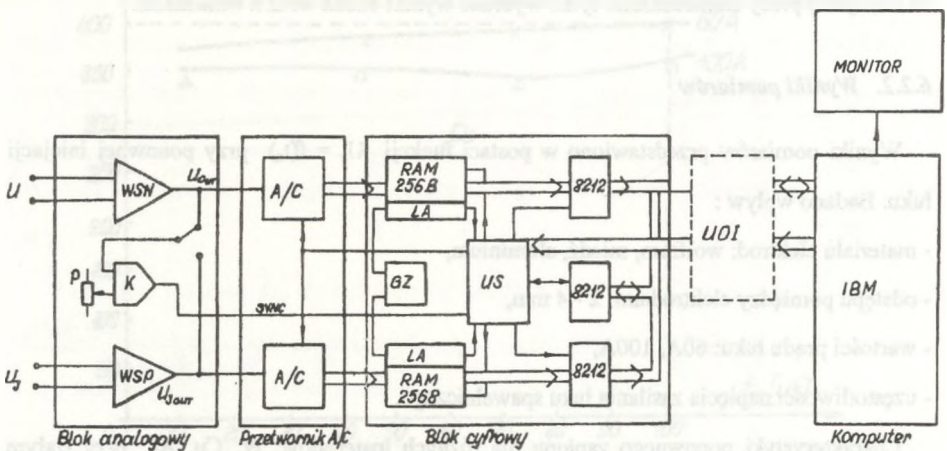
Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej wymagają rejestracji prądu i napięcia łuku, np. za pomocą oscyloskopu cyfrowego wysokiej klasy z pamięcią oraz rejestracji napięcia i prądu w pobliżu jego przejścia przez zero, co jest zagadnieniem dość skomplikowanym ze względu na duży rozrzut parametrów. Konieczność zastosowania metod statycznych opracowania wyników wymaga wykonania dużej ilości pomiarów. W pracy [47] przedstawiono komputerowy system pomiarowy parametrów elektrycznych przestrzeni międzyelektrodowej. Istotą pomiaru jest dyskretyzacja analogowego przebiegu napięcia i prądu w pobliżu przez zero na szereg pomiarów chwilowych, odwzorowujących stan energetyczny przestrzeni międzyelektrodowej jak na rys. 6.6.



Rys. 6.6. Sposób pomiaru napięcia i prądu w pobliżu ich przejścia przez zero (dyskretyzacja sygnałów analogowych)

Fig. 6.6. Voltage and Current measuring method while passing zero (digitization of analogue signals)

Schemat blokowy komputerowego systemu pomiarowego przedstawia rys.6.7.



Rys. 6.7. Schemat blokowy komputerowego systemu pomiarowego

Fig. 6.7. Block diagram of computer measuring system

Umożliwia on rejestrację sygnału z maksymalną częstotliwością próbkowania 500 kHz.

Zbudowany jest z następujących podzespołów:

- blok analogowy składający się ze wzmacniaczy sygnałów wejściowych i komparatora,
- przetworniki AC ośmiobitowe typu ADC08000CCM, umożliwiające próbkowanie z minimalnym odstępem czasowym rzędu  $2\mu s$ ,
- blok cyfrowy składający się z pamięci RAM, generatora zegarowego GZ; liczników adresu pamięci LA, układu sterowania przesyłania danych US oraz buforowych rejestrów 8212 współpracujących z komputerem.

W celu uzyskania zależności wartości napięcia ponownego zespołu w funkcji czasu opóźniano chwilę załączenia klucza tranzystorowego T (rys.6.5.) w stosunku do chwili przejścia prądu przez zero w zakresie od  $10\mu s$  do  $100\mu s$  i rejestrowano za pomocą komputerowego systemu pomiarowego przebiegi w otoczeniu punktu przejścia przez zero. Prąd stabilizujący (z zasilacza pomocniczego) może być przy tym ustawiony za pomocą rezystora  $R_E$  w zakresie od 1 do 10A.

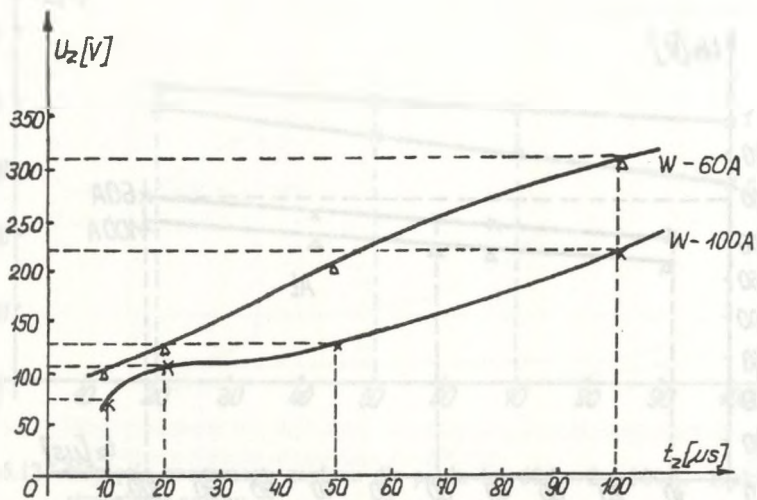
Duże rozrzuty wartości mierzonego napięcia  $U_z$  i czasu do zapłonu  $t_z$  wymagają statystycznego opracowania wyników pomiarów, co bardzo obszernie przedstawiono w [47]. W niniejszej pracy zamieszczono tylko wybrane wyniki badań wraz z wnioskami.

### 6.2.2. Wyniki pomiarów

Wyniki pomiarów przedstawiono w postaci funkcji  $U_z = f(t_z)$  przy ponownej inicjacji łuku. Badano wpływ :

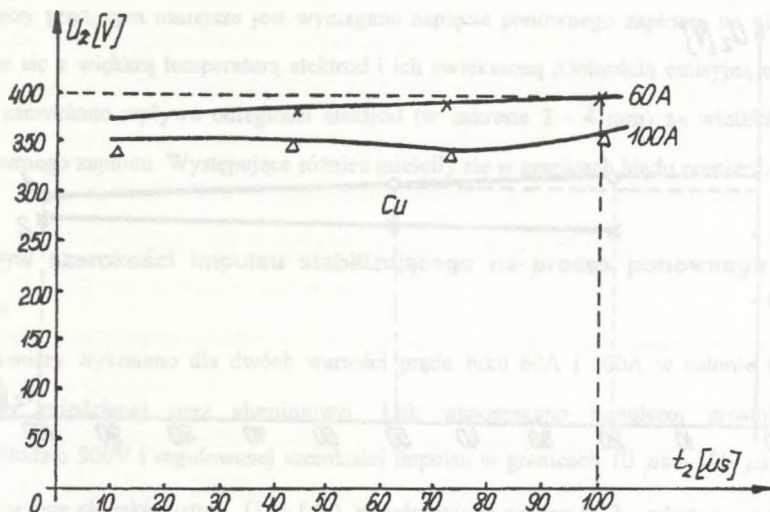
- materiału elektrod: wolfram, miedź, aluminium,
- odstępów pomiędzy elektrodami: 2 - 4 mm,
- wartości prądu łuku: 60A, 100A,
- częstotliwości napięcia zasilania łuku spawalniczego.

Charakterystyki ponownego zapłonu dla różnych materiałów: W, Cu, Al przy stałym odstępem pomiędzy elektrodami równym 3mm przedstawiono na rys. 6.8, 6.9, 6.10 dla powietrza, a na rys. 6.11 i 6.12 dla atmosfery argonu.



Rys. 6.8. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody wolframowej w powietrzu

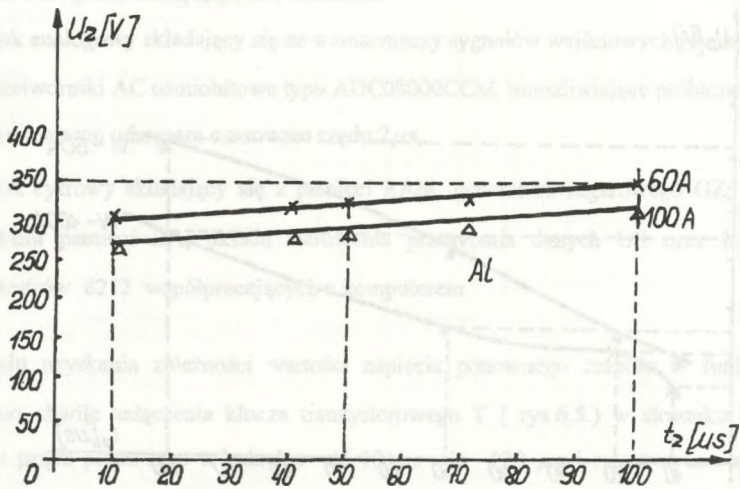
Fig. 6.8. Characteristics of inter-electrodes gap electric strength for tungsten electrode



Rys. 6.9. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody miedzianej w powietrzu

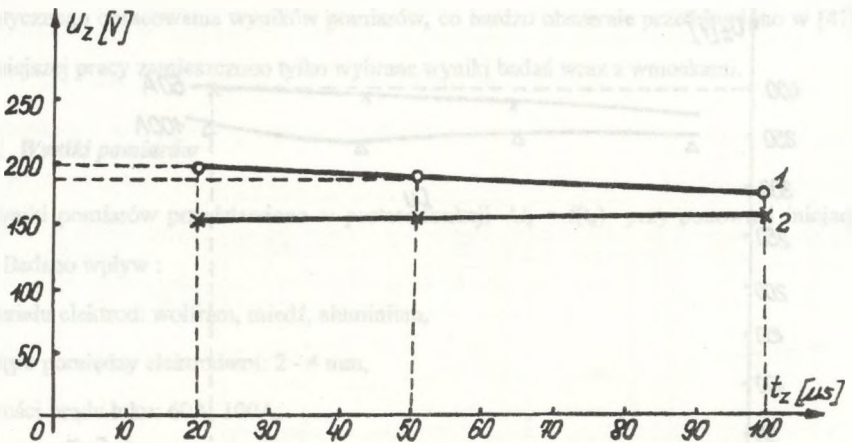
Fig. 6.9. Characteristics of electrode-gap electric strength for copper electrode





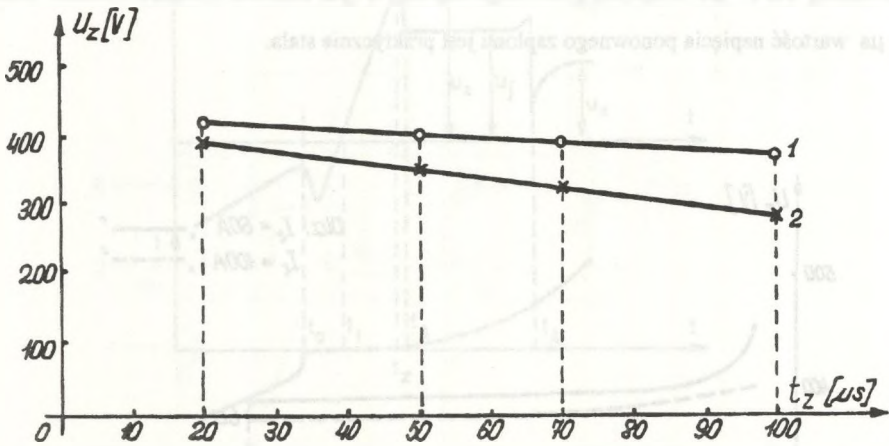
Rys. 6.10. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody aluminiowej w powietrzu

Fig. 6.10. Characteristics of electrode gap electric strength for aluminium electrode



Rys. 6.11. Napięcie ponownego zapłonu dla prądu 1 - 60A, 2 - 100A. Elektroda Al w atmosferze argonu

Fig. 6.11. Repeated ignition voltage for current 1 - 60A, 2 - 100 A. Al electrode in argon atmosphere



Rys. 6.12. Napięcie ponownego zapłonu dla prądu 1 - 60A, 2 - 100A. Elektroda Cu w atmosferze argonu

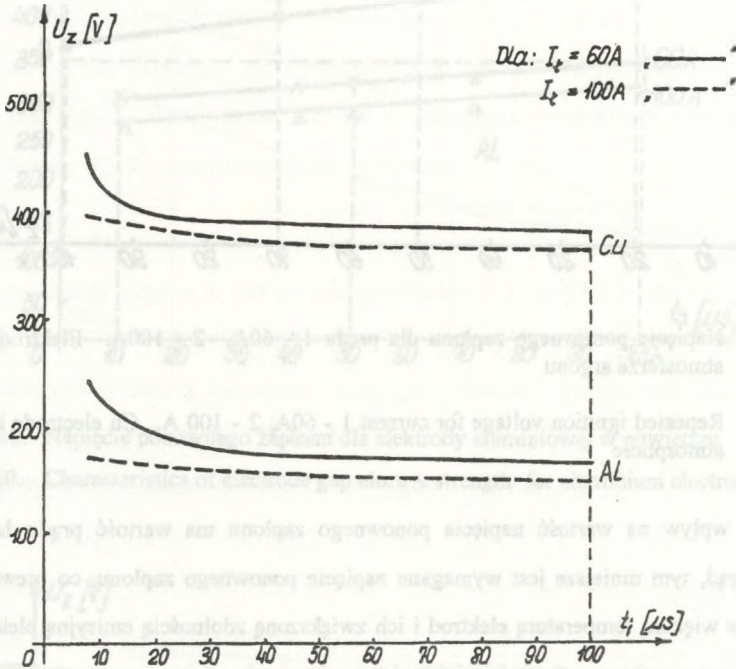
Fig. 6.12. Repeated ignition voltage for current 1 - 60A, 2 - 100 A. Cu electrode in argon atmosphere

Istotny wpływ na wartość napięcia ponownego zapłonu ma wartość prądu łuku. Im większy prąd, tym mniejsze jest wymagane napięcie ponownego zapłonu, co niewątpliwie wiąże się z większą temperaturą elektrod i ich zwiększoną zdolnością emisyjną elektronów. Nie zauważono wpływu odległości elektrod (w zakresie 2 - 4 mm) na wielkość napięcia ponownego zapłonu. Występujące różnice mieściły się w granicach błędów pomiaru.

### Wpływ szerokości impulsu stabilizującego na proces ponownego zapłonu łuku

Pomiary wykonano dla dwóch wartości prądu łuku 60A i 100A w osłonie argonu dla katody miedzianej oraz aluminiowej. Łuk wspomagano impulsem prostokątnym o amplitudzie 500V i regulowanej szerokości impulsu w granicach 10  $\mu s$  - 100  $\mu s$  (rys.6.5.). Pomierzone charakterystyki  $U_z = f(t_i)$  przedstawiono na rys.6.13, gdzie  $t_i$  - czas trwania impulsu stabilizującego. Napięcie ponownego zapłonu dla katody miedzianej jest o około 200 V wyższe niż dla katody aluminiowej. Wpływ czasu trwania impulsu jest praktycznie

zauważalny dla  $t_i < \mu s$ . Napięcie ponownego zapłonu w tym zakresie wyraźnie wzrasta. Dla  $t_i > \mu s$  wartość napięcia ponownego zapłonu jest praktycznie stała.

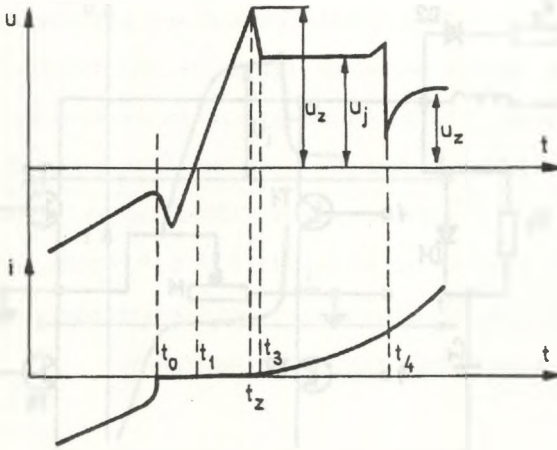


Rys. 6.13. Charakterystyka  $U_z = f(t_i)$  dla elektrod miedzianych i aluminiowych

Fig. 6.13. Characteristics  $U_z = f(t_i)$  for copper and aluminium electrodes

### Wpływ częstotliwości napięcia zasilania łuku na wartość napięcia ponownego zapłonu

Na rys.6.14 przedstawiono przebiegi napięcia i prądu w pobliżu jego przejścia przez zero, jakie obserwowano dla niskich częstotliwości napięcia zasilania łuku spawalniczego w zakresie 50-200 Hz.



Rys. 6.14. Fazy ponownej inicjacji łuku w pobliżu przejścia prądu przez zero, przy częstotliwości napięcia zasilania  $f = 200 \text{ Hz}$

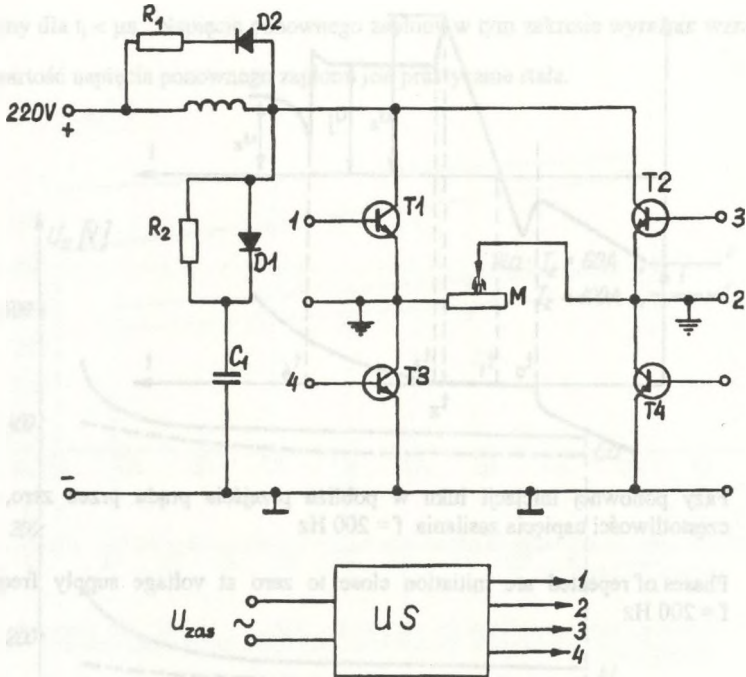
Fig. 6.14. Phases of repeated arc initiation close to zero at voltage supply frequency  $f = 200 \text{ Hz}$

Można tu rozróżnić trzy fazy. Faza pierwsza ( $t_1 - t_2$ ), w której narastające napięcie ponownej inicjacji prowadzi do przeskoku iskrowego przy napięciu  $U_z$ . Faza druga ( $t_2 - t_4$ ) to powstanie obszaru wyładowania jarzeniowego przy napięciu  $U_j$ , które rozwija się w wyładowanie łukowe przy napięciu  $U_i$ , stanowiące trzecią fazę ( $t > t_4$ ). W celu określenia wpływu podwyższonej częstotliwości napięcia zasilania łuku na jego ponowną inicjację wykonano pomiary stosując do zasilania łuku tranzystorowy falownik w układzie mostkowym. Uproszczony schemat ideowy tego zasilacza przedstawiono na rys. 6.15.

Podstawowe dane techniczne zasilacza:

- moc znamionowa: 1,5 kW,
- napięcie wyjściowe: 0 - 250 V,
- prąd wyjściowy: 10 - 100A,
- stromość napięcia: 80 V/ $\mu$ s,
- częstotliwość wyjściowa: 50 - 5000Hz.





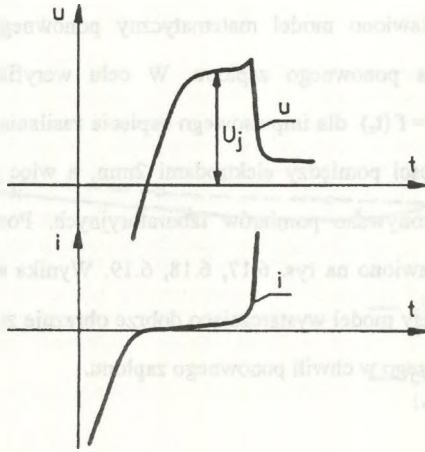
Rys. 6.15. Uproszczony schemat ideowy zasilacza tranzystorowego

Fig. 6.15. Simplified schematic diagram of transistor supply

Na rys. 6.16 przedstawiono przebiegi napięcia i prądu przy zasileniu przerwy międzyelektrodowej napięciem o częstotliwości 2,5 kHz. Widać, że występuje tutaj tylko wyładowanie jarzeniowe. W odróżnieniu od przebiegów z rys. 6.14 (dla niskich częstotliwości) obserwujemy zanik fazy pierwszej, a napięcie zapłonu ma wartość zbliżoną do napięcia odpowiadającego obszarowi wyładowań jarzeniowych łuku małej częstotliwości.

Dla katody miedzianej  $U_z = U_j = 200 \text{ V}$

Dla katody aluminiowej  $U_z = U_j = 150 \text{ V}$



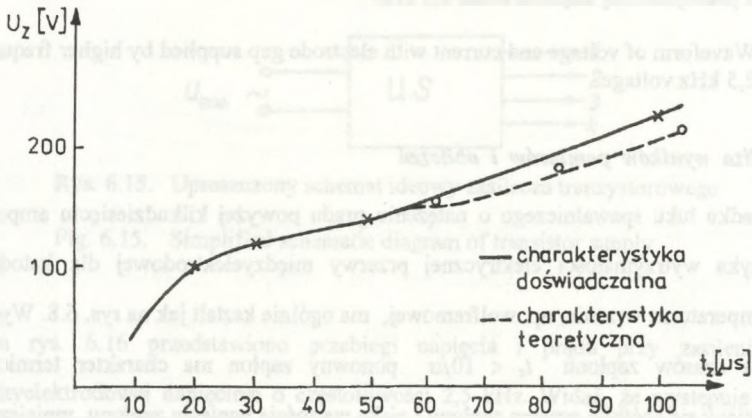
Rys. 6.16. Przebieg napięcia i prądu przy zasilaniu przerwy międzyelektrodowej napięciem o podwyższonej częstotliwości 2,5 kHz

Fig. 6.16. Waveform of voltage and current with electrode gap supplied by higher frequency 2,5 kHz voltage

### 6.2.3. Analiza wyników pomiarów i obliczeń

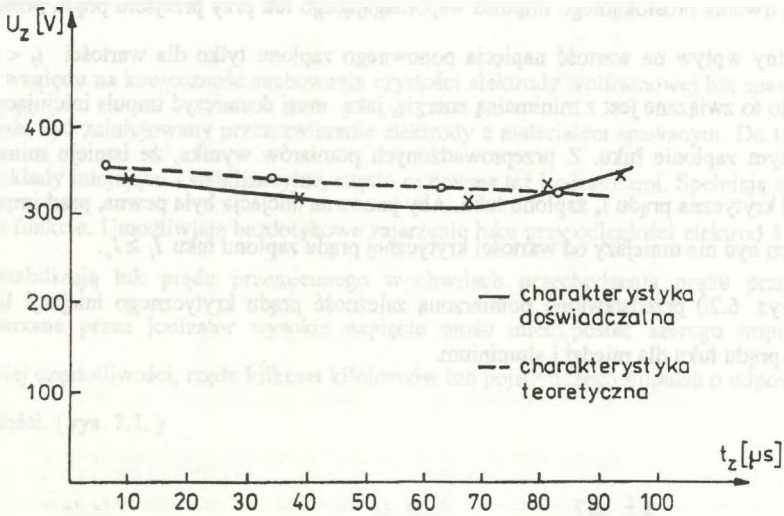
W przypadku łuku spawalniczego o natężeniu prądu powyżej kilkudziesięciu amperów charakterystyka wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla katody o wysokiej temperaturze wrzenia, np. wolframowej, ma ogólnie kształt jak na rys. 6.8. Wynika stąd, że dla czasów zapłonu  $t_z < 10\mu s$  ponowny zapłon ma charakter termiczny, charakteryzujący się krótkim czasem zapłonu i niską wartością napięcia zapłonu, mniejszą od 100 V. Po dłuższym czasie od zgaszenia łuku dla  $t_z > 50\mu s$  ponowny zapłon występuje tylko na drodze elektrycznej, przy napięciu w granicach kilkuset woltów. Dla katod z materiałów o niskiej temperaturze wrzenia, jak aluminium czy miedź, praktycznie nie występuje obszar zapłonów termicznych. Już po czasie około  $2\mu s$  napięcie zapłonu osiąga wartość 200V, a po czasie  $10\mu s$  wartość rzędu 300 V, a więc wartości odpowiadające obszarowi zapłonów elektrycznych. Wzrost prądu łuku powoduje obniżenie napięcia ponownego zapłonu, co można wytłumaczyć wzrostem temperatury katody, a co za tym idzie jej zdolności emitowania elektronów.

W pkt. 5.3 pracy przedstawiono model matematyczny ponownego zapłonu łuku i metodykę obliczenia napięcia ponownego zapłonu. W celu weryfikacji tego modelu obliczono charakterystyki  $U_z = f(t_z)$  dla impulsowego napięcia zasilania o amplitudzie 500 V, prądu łuku 100 A odległości pomiędzy elektrodami 2mm, a więc dla takich samych warunków, przy których dokonywano pomiarów laboratoryjnych. Porównanie wyników obliczeń i pomiarów przedstawiono na rys. 6.17, 6.18, 6.19. Wynika stąd, że w zakresie zapłonów elektrycznych przyjęty model wystarczająco dobrze obrazuje zjawiska w warstwie przykatodowej łuku spawalniczego w chwili ponownego zapłonu.



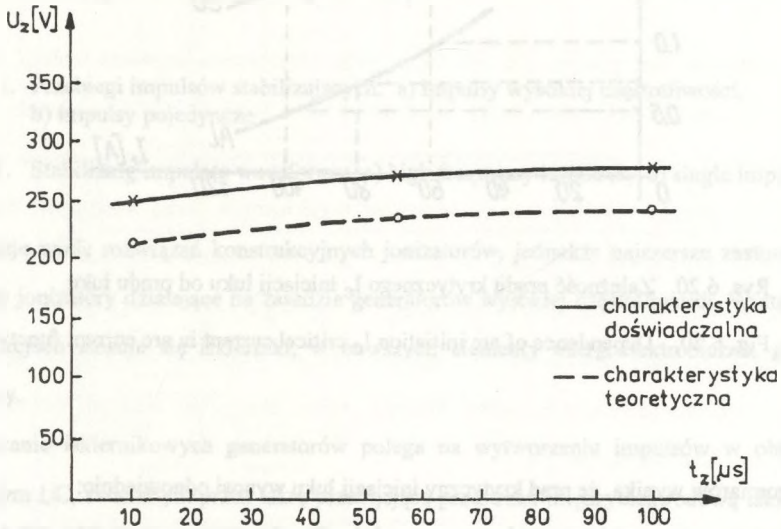
Rys. 6.17. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody W,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm

Fig. 6.17. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode W,  $I = 100$ A,  $d = 2$  mm



Rys. 6.18. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody Cu,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm

Fig. 6.18. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode Cu,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm



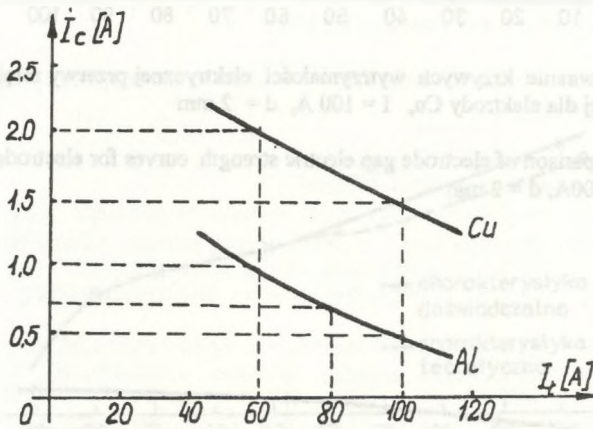
Rys. 6.19. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody Al,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm

Fig. 6.19. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode Al,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm



Czas trwania prostokątnego impulsu wspomagającego łuk przy przejściu prądu przez zero ma istotny wpływ na wartość napięcia ponownego zapłonu tylko dla wartości  $t_j < 50\mu s$ . Zjawisko to związane jest z minimalną energią, jaką musi dostarczyć impuls inicjujący przy ponownym zapłonie łuku. Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że istnieje minimalna wartość krytyczna prądu  $I_c$  zapłonu łuku. Aby ponowna inicjacja była pewna, prąd impulsu  $I_i$  powinien być nie mniejszy od wartości krytycznej prądu zapłonu łuku  $I_i \geq I_c$ .

Na rys. 6.20 przedstawiono pomierzoną zależność prądu krytycznego inicjacji łuku w funkcji prądu łuku dla miedzi i aluminium.



Rys. 6.20. Zależność prądu krytycznego  $I_c$  inicjacji łuku od prądu łuku

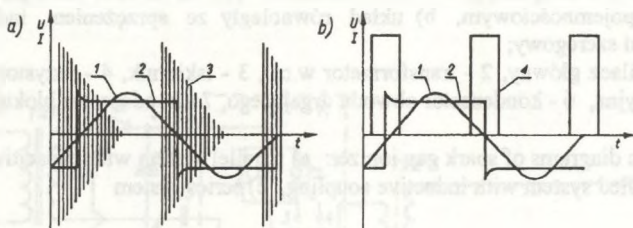
Fig. 6.20. Dependence of arc initiation  $I_c$  critical current in arc current function

Z pomiarów wynika, że prąd krytyczny inicjacji łuku wynosi odpowiednio:

2 A dla miedzi i prądu łuku 60 A oraz 1 A dla aluminium i prądu łuku 60 A.

## 7. UKŁADY INICJUJĄCO - STABILIZACYJNE

Ze względu na konieczność zachowania czystości elektrody wolframowej łuk spawalniczy nie może być zainicjowany przez zwieranie elektrody z materiałem spawanym. Do tego celu służą układy inicjująco - stabilizacyjne, często nazywane też jonizatorami. Spełniają one dwie istotne funkcje. Umożliwiają bezdotykowe zajarzenie łuku przy odległości elektrod 3 - 5 mm oraz stabilizują łuk prądu przemiennego w chwilach przechodzenia prądu przez zero. Wytwarzane przez jonizator wysokie napięcie może mieć postać szeregu impulsów o wysokiej częstotliwości, rzędu kilkuset kiloherców lub pojedynczego impulsu o odpowiedniej szerokości. ( rys. 7.1. )

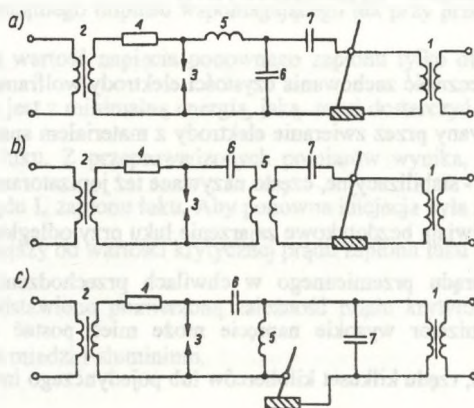


Rys. 7.1. Przebiegi impulsów stabilizujących: a) impulsy wysokiej częstotliwości, b) impulsy pojedyncze

Fig. 7.1. Stabilizing impulses waveforms: a) high frequency impulses, b) single impulses

Istnieje wiele rozwiązań konstrukcyjnych jonizatorów, jednakże najszersze zastosowanie znalazły jonizatory działające na zasadzie generatorów wysokiej częstotliwości. W starszych konstrukcjach stosuje się iskierniki, w nowszych elementy energoelektroniczne, głównie tyrystory.

Działanie iskiernikowych generatorów polega na wytworzeniu impulsów w obwodzie drgającym LC, zwieranym przez iskrę przebijającą przestrzeń międzyelektrodową iskiernika. Jonizator taki może być łączony równolegle lub szeregowo w stosunku do głównego źródła zasilania łuku, rys. ( 7.2.), [17].

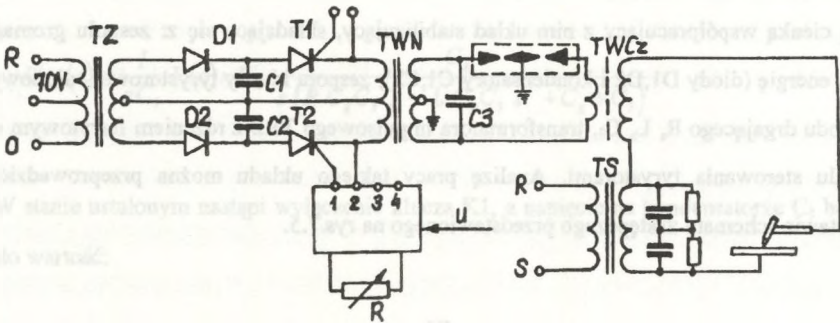


Rys. 7.2. Schematy elektryczne jonizatorów iskiernikowych: a) układ równoległy ze sprzężeniem pojemnościowym, b) układ równoległy ze sprzężeniem indukcyjnym, c) układ szeregowy;

1 - zasilacz główny, 2 - transformator w.cz., 3 - iskiernik, 4 - rezystor, 5 - cewka indukcyjna, 6 - kondensator obwodu drgającego, 7 - kondensator blokujący

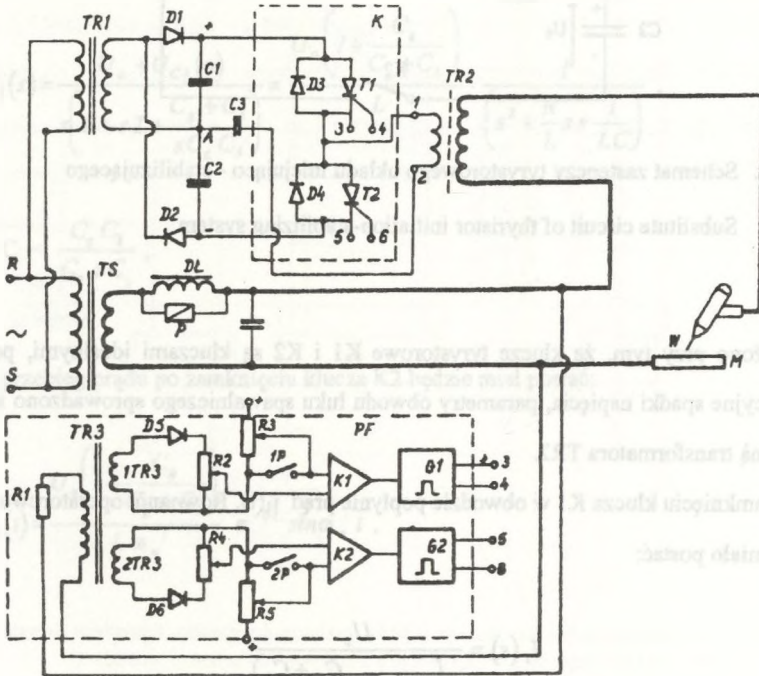
Fig. 7.2. Electric diagrams of spark gap ionizer: a) parallel system with capacitive coupling, b) parallel system with inductive coupling, c) series system

Zalczą układu szeregowego jest uniknięcie niebezpieczeństwa przebicia izolacji obwodu spawania w zasilaczu głównym, wadą natomiast są duże rozmiary cewki indukcyjnej, przez którą przepływa prąd spawania. Przedstawione na rys. 7.2 jonizatory iskiernikowe nie dają możliwości płynnej regulacji energii impulsów wyjściowych. Taką możliwość zapewnia rozwiązanie przedstawione na rys. 7.3, gdzie generator iskiernikowy jest sterowany za pomocą tyrystorowego zasilacza impulsowego. W ostatnich latach obserwuje się w świecie tendencję do eliminowania iskiernika i zastępowania go elementami energoelektronicznymi. Przykład takiego rozwiązania, gdzie iskiernik został zastąpiony kluczem tyrystorowo - diodowym, pokazano na rys. 7.4.



Rys. 7.3. Tyrystorowo - iskiernikowy generator o regulowanej energii impulsów

Fig. 7.3. Thyristor spark gap generator with controlled impulse energy

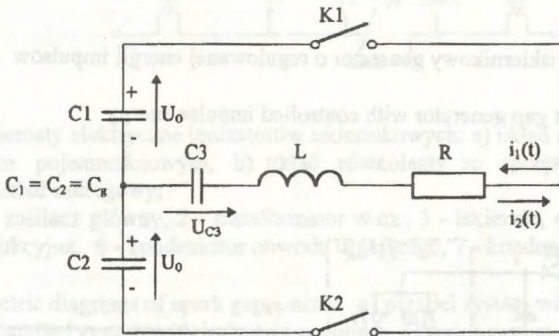


Rys. 7.4. Schemat ideowy tyrystorowego układu inicjująco - stabilizującego

Fig. 7.4. Circuit of thyristor initiation - stabilizing system



Na rysunku tym linią pogrubioną pokazano główny obwód zasilania łuku spawalniczego, a linią cienką współpracujący z nim układ stabilizujący, składający się z: zespołu gromadzącego energię (diody D1,D2 i kondensatory C1,C2), zespołu kluczy tyrystorowo - diodowych, obwodu drgającego R, L, C<sub>3</sub>, transformatora impulsowego TR2 z rdzeniem ferrytowym oraz układu sterowania tyrystorami. Analizę pracy takiego układu można przeprowadzić na podstawie schematu zastępczego przedstawionego na rys.7.5.



Rys. 7.5. Schemat zastępczy tyrystorowego układu inicjująco - stabilizującego

Fig. 7.5. Substitute circuit of thyristor initiation-stabilizing system

Założono przy tym, że klucze tyrystorowe K1 i K2 są kluczami idealnymi, pominięto komutacyjne spadki napięcia, parametry obwodu łuku spawalniczego sprowadzono na stronę pierwotną transformatora TR2.

Po zamknięciu klucza K1 w obwodzie popłynie prąd  $i_1(t)$ . Równanie operatorowe obwodu będzie miało postać:

$$I_1(s) = \frac{U_0}{s \left( R + sL + \frac{C_g + C_3}{s C_g C_3} \right)} \quad (7.1)$$

Napięcie na kondensatorze  $C_3$  będzie określone zależnością:

$$U_{C_3}(s) = \frac{I}{sC_3} I_1(s) = U_o \frac{C_k}{s(R C_k C_3 s + L C_k C_3 s^2 + C_k + C_3)} \quad (7.2)$$

W stanie ustalonym nastąpi wyłączenie klucza K1, a napięcie na kondensatorze  $C_3$  będzie miało wartość:

$$U_{C_3}(0) = \operatorname{Res}_{s=0} U_{C_3}(s) e^{st} = \frac{U_o C_k}{M'(0)} = \frac{U_o C_k}{C_k + C_3} \quad (7.3)$$

Po załączeniu klucza K2 można napisać:

$$I_2(s) = \frac{U_o + U_{C_3}(0)}{s \left( R + sL + \frac{C_k + C_3}{s C_k C_3} \right)} = \frac{U_o \left( 1 + \frac{C_k}{C_k + C_3} \right)}{L} \cdot \frac{I}{\left( s^2 + \frac{R}{L} s + \frac{I}{LC} \right)}, \quad (7.4)$$

gdzie:  $C = \frac{C_k C_3}{C_k + C_3},$

Stąd przebieg prądu po zamknięciu klucza K2 będzie miał postać:

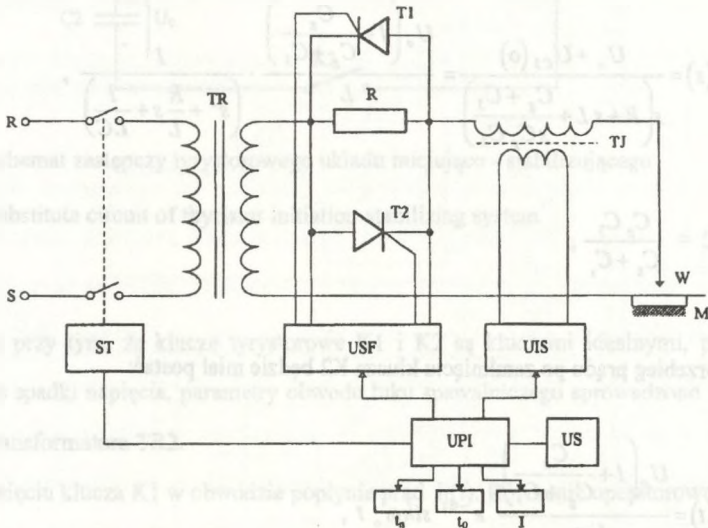
$$i_2(t) = \frac{U_o \left( 1 + \frac{C_k}{C_k + C_3} \right)}{L \omega_o} e^{-\delta t} \sin \omega_o t, \quad (7.5)$$

gdzie:

$$\delta = \frac{R}{2L}, \quad \omega_o = \sqrt{\frac{I}{LC} - \delta^2}$$

Prąd impulsu w przestrzeni międzyelektrodowej ma postać tłumionych drgań o częstotliwości zależnej od pojemności wypadkowej  $C$ . Dla typowych danych  $C_2 = 4\mu\text{F}$ ,  $C_3 = 1\mu\text{F}$ ,  $L = 2\mu\text{H}$  częstotliwość ta wynosi około 125 kHz. Stała czasowa tłumienia  $\frac{1}{\delta}$  jest zależna od rezystancji. Dla  $R=0,2\Omega$  wynosi ona  $20\mu\text{s}$ . Można więc przyjąć, że czas trwania impulsu wynosi około  $60\mu\text{s}$ .

Urządzenia inicjująco-stabilizacyjne współpracują z głównymi źródłami zasilania łuku spawalniczego, którymi mogą być transformatory lub w nowszych rozwiązaniach transformatory z tyrystorowymi sterownikami napięcia przemiennego. Zasilacze takie pozwalają na: płynną regulację prądu spawania, jego programowe narastanie i opadanie oraz na eliminację składowej stałej występującej przy spawaniu aluminium i jego stopów oraz magnezu (pkt.3.3). Uproszczony schemat ideowy takiego zasilacza przedstawiono na rys. 7.6.



Rys. 7.6. Uproszczony schemat ideowy układu zasilania do spawania prądem przemiennym;  
USF - układ sterowania fazowego i eliminacji składowej stałej,  
UIS - układ inicjacji i stabilizacji prądu spawania,  
US - układ sterowania,  
UPI - układ programowania narastania i opadania prądu spawania

Fig. 7.6. Simplified circuit of a c welding supply system

Podczas spawania elektrodą wolframową, np. aluminium, w wyniku zasilania prądem przemiennym elektroda wolframowa zmienia biegunowość z dodatniej na ujemną z częstotliwością napięcia sieci. W półokresie, kiedy elektroda wolframowa jest rozgrzana katodą, na skutek dużej termoemisji elektronów zwiększa się przewodność, a więc i napięcie łuku. W następnym półokresie, kiedy katodą jest chłodniejsze aluminium o małym współczynniku termoemisji, przewodność łuku maleje i napięcie łuku wzrasta. W wyniku tej asymetrii pojawia się w obwodzie składowa stała wpływająca niekorzystnie na proces spawania i eksploatację urządzenia spawalniczego. W wyniku podmagnesowania rdzenia transformatora składową stałą następuje wzrost prądu magnesowania i poboru mocy biernej. Prowadzi to do przeciążenia transformatora, wzrastają straty, pogarsza się jakość spawania z uwagi na utrudnione rozbijanie tlenków. W układzie jak na rys. 7.6 eliminację składowej stałej można uzyskać przez niesymetryczne sterowanie pracą tyrystorów T1 i T2 tak, aby uzyskać identyczne średnie wartości napięcia w obu półokresach napięcia zasilania. Rezystor R włączony równolegle do tyrystorów zapewnia utrzymanie ciągłości prądu spawania w chwilach, kiedy tyrystory nie są wysterowane. Stosowanie tego rezystora powoduje powstawanie dodatkowych strat. Lepszym rozwiązaniem byłoby zastosowanie do tego celu odpowiednio dobranego dławika [ 48].



## 8. CZAS TRWANIA IMPULSU INICJUJĄCO - STABILIZUJĄCEGO

Impuls inicjująco-stabilizujący jest podawany w chwili, gdy prąd głównego zasilacza łuku przechodzi przez zero. Napięcie głównego zasilacza ma w tym czasie wartość chwilową  $U(\varphi)$ , gdzie  $\varphi$  jest kątem przesunięcia fazowego pomiędzy prądem i napięciem.

Dla tej chwili można napisać równanie:

$$U(\varphi) = L \frac{di_n(t)}{dt} + R i_n(t), \quad (8.1)$$

w przybliżeniu ważne dla  $0 < t < t_c$ ,

gdzie:

$t_c$  - czas, po którym prąd zasilacza głównego osiągnie wartość prądu krytycznego

$$i_n(t_c) = I_c,$$

$U(\varphi)$  - chwilowa wartość napięcia zasilania w rozważanym przedziale zmienia się w granicach kilku procent. Można je więc uważać za wartość stałą.

$L$  - indukcyjność obwodu spawalniczego,

$R$  - rezystancja przestrzeni międzyelektrodowej w czasie trwania impulsu inicjująco-stabilizującego,

$i_n(t)$  - prąd przedłukowy.

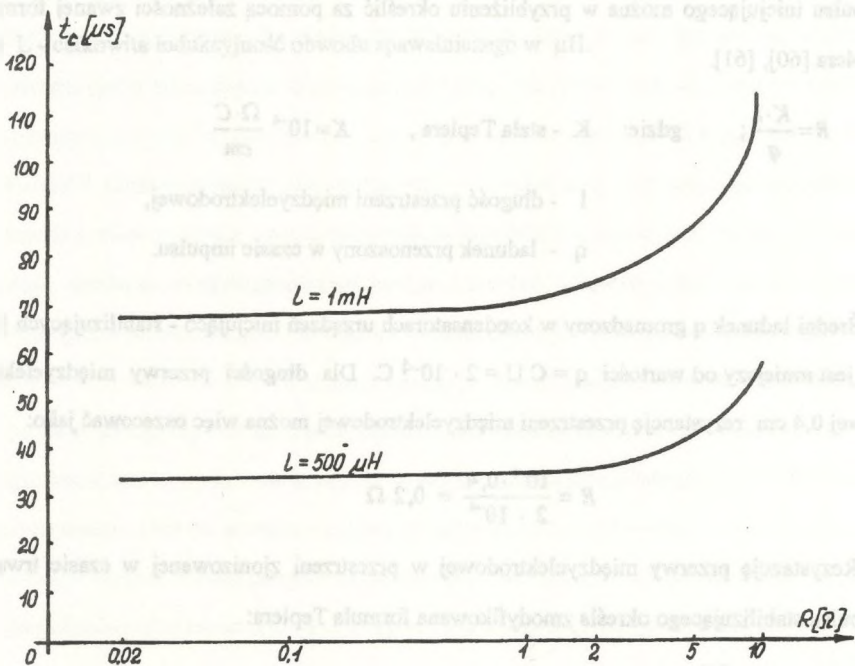
Rozwiązaniem równania (8.1) jest zależność:

$$i_n(t) = U(\varphi) \frac{1}{R} \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (8.2)$$

Z zależności (8.2) można obliczyć czas krytyczny  $t_c$ , po którym dla określonych parametrów obwodu spawalniczego osiągnięta zostanie wartość krytyczna prądu zasilacza głównego  $I_c$ , umożliwiającą pewny zapłon łuku

$$t_c = \frac{L}{R} \ln \frac{U(\varphi)}{\frac{U(\varphi)}{R} - I_c} \quad (8.3)$$

Na podstawie wzoru (8.3) można wykreślić zależności  $t_c = f(R)$  dla różnych indukcyjności charakteryzujących stosowane w praktyce zasilacze. Według [36] indukcyjność  $L$  w zależności od rodzaju zasilacza może zawierać się w granicach  $100\mu\text{H}$  do  $1000\mu\text{H}$ . Przyjmując napięcie biegu jałowego typowego transformatora  $U_0 = 60\text{V}$ , dla  $60 \leq \varphi < 65$  średnia wartość  $U(\varphi) \cong 75\text{V}$ . Wartość prądu krytycznego zapewniającego pewny zapłon łuku  $I_c = 2\text{ A}$ . Dla powyższych założeń zależność  $t_c = f(R)$  przedstawiono na rys. 8.1.



Rys. 8.1. Zależność czasu osiągnięcia prądu krytycznego od rezystancji przerwy międzyelektrodowej dla różnych wartości indukcyjności obwodu spawalniczego

Fig. 8.1. Critical current time versus electrode gap resistance for different welding circuit induction volue

Z przebiegu funkcji  $t_c = f(R)$  wynika, że dla zakresu zmian rezystancji przerwy międzyelektrodowej  $0,01 \Omega < R < 1,0 \Omega$  czas  $t_c$  dla określonej indukcyjności zmienia się nieznacznie. Można przyjąć, że wynosi on średnio:

$$\begin{aligned} t_c &= 70 \mu s \text{ dla } L = 1000 \mu H \\ t_c &= 35 \mu s \text{ dla } L = 500 \mu H \\ t_c &= 7 \mu s \text{ dla } L = 100 \mu H \end{aligned} \quad (8.4)$$

Rezystancję przerwy międzyelektrodowej w przestrzeni niezjonizowanej w czasie trwania impulsu inicjującego można w przybliżeniu określić za pomocą zależności zwanej formułą Teplera [60], [61].

$$R = \frac{K \cdot l}{q}; \quad \text{gdzie: } K - \text{stała Teplera, } K = 10^{-4} \frac{\Omega \cdot C}{cm}$$

$l$  - długość przestrzeni międzyelektrodowej,

$q$  - ładunek przenoszony w czasie impulsu.

Średni ładunek  $q$  gromadzony w kondensatorach urządzeń inicjująco - stabilizujących [36] nie jest mniejszy od wartości  $q = C U = 2 \cdot 10^{-4} C$ . Dla długości przerwy międzyelektrodowej  $0,4 \text{ cm}$  rezystancję przestrzeni międzyelektrodowej można więc oszacować jako:

$$R = \frac{10^{-4} \cdot 0,4}{2 \cdot 10^{-4}} = 0,2 \Omega$$

Rezystancję przerwy międzyelektrodowej w przestrzeni zjonizowanej w czasie trwania impulsu stabilizującego określa zmodyfikowana formuła Teplera:

$$R = \frac{K \cdot l \cdot \frac{273}{\Theta}}{q}, \quad \text{gdzie: } \Theta - \text{temperatura słupa łuku po przejściu prądu przez zero.}$$

Z obliczeń zamieszczonych w pkt. 5.2.2 wynika, że po czasie  $10 \mu s$  od chwili przejścia prądu przez zero temperatura plazmy par aluminium i miedzi odpowiednio wynosi :

$$\Theta_{Al} = 3500 \text{ K}, \quad \Theta_{Cu} = 3600 \text{ K}$$

Stąd rezystancję zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej można oszacować jako równą  $R \cong 0,0155 \Omega$ . Z powyższych rozważań wynika, że zarówno rezystancja

niezjonizowanej jak i zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej w czasie trwania impulsu inicjująco-stabilizującego mieszczą się w przedziale , dla którego czas osiągnięcia prądu krytycznego podają zależności (8.4). Aby więc zapewnić pewny zapłon łuku i jego stabilizację, czas trwania impulsu inicjująco-stabilizującego powinien być większy od czasu krytycznego  $t_i > t_c$ . Ogólnie można więc napisać wzór pozwalający obliczyć czas trwania impulsu w postaci:

$$t_i > 0,07 L [\mu s], \quad (8.5)$$

gdzie  $L$  - całkowita indukcyjność obwodu spawalniczego w  $\mu H$ .



## 9. UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE

Praca miała na celu analizę i usystematyzowanie zjawisk występujących przy bezdotykowej inicjacji łuku spawalniczego oraz przy jego ponownym zapłonie po przejściu prądu przez zero. Składa się ona zasadniczo z dwóch części: analitycznej i eksperymentalnej. W części analitycznej szczegółowo przeanalizowano zjawiska występujące w trzech strefach przestrzeni międzyelektrodowej: anodowej, katodowej i kolumnie łuku. Zjawiska te mają istotny wpływ na stabilne płonienie łuku spawalniczego. Podjęto też próbę opracowania matematycznego modelu ponownego zapłonu łuku po przejściu prądu przez zero. Część eksperymentalna zawiera wyniki pomiarów wielkości charakteryzujących stan przestrzeni międzyelektrodowej dla dwóch przypadków: przy bezdotykowej inicjacji łuku (przestrzeń niezjonizowana) oraz po przejściu prądu przez zero przy ponownym zapłonie (przestrzeń zjonizowana). Wyniki analizy teoretycznej i badania eksperymentalne pozwalają sformułować szereg wniosków dotyczących stabilizacji procesu spawania łukiem prądu przemiennego przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym i napięciem prostokątnym. Wnioski te mogą też być przydatne przy projektowaniu nowych zasilaczy urządzeń spawalniczych.

Analizę zjawisk w strefie przyanodowej przeprowadzono na podstawie bilansu mocy dostarczonej i odbieranej z plamki anodowej. Stwierdzono, że przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym przed chwilą przejścia prądu przez zero pojawia się okres czasu, w którym plamka ulega chłodzeniu. Czas ten zależy głównie od rodzaju materiału anody.

Zjawisko to ma wpływ na potencjał i stopień jonizacji w kanale połukowym, a w szczególności na temperaturę przyszłej katody. Można określić, że temperatura plamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero będzie niższa od temperatury, jaką posiadała ona w chwili zrównania się mocy dostarczonej i oddawanej od około 100 K dla wolframu do 1000 K dla miedzi. W przypadku zasilania napięciem prostokątnym temperatura plamki anodowej nie ulegnie zmianie i będzie bliska temperaturze wrzenia materiału anody. Dla strefy kolumny łuku bilansując energię kinetyczną cząstek oraz energię potencjalną zjonizowanych atomów uzyskano równanie przedstawiające proces chłodzenia plazmy łuku od chwili przejścia prądu

przez zero (rys.5.15). Kompensując straty związane z promieniowaniem i przewodnictwem cieplnym poprzez wytworzenie odpowiedniego natężenia pola elektrycznego uzyskano kryterium ponownej inicjacji łuku, określające minimalną szybkość zmian natężenia pola elektrycznego, uniemożliwiającą dejonizację plazmy:  $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{min} > 2 \cdot 10^7 \text{ V/s}\cdot\text{cm}$ . W pracy podjęto próbę sformułowania ogólnego modelu matematycznego strefy przykatowej, opartego na równaniach ciągłości. Pozwoliło to na analizę warunków ponownego zapłonu po przejściu prądu przez zero. Uzyskane przebiegi gęstości prądu w funkcji czasu, licząc od chwili przejścia prądu przez zero, umożliwiły wyznaczenie czasu ponownego zapłonu. Doświadczalna weryfikacja tych obliczeń pozwala uznać ten model za poprawny dla zakresu zapłonów elektrycznych.

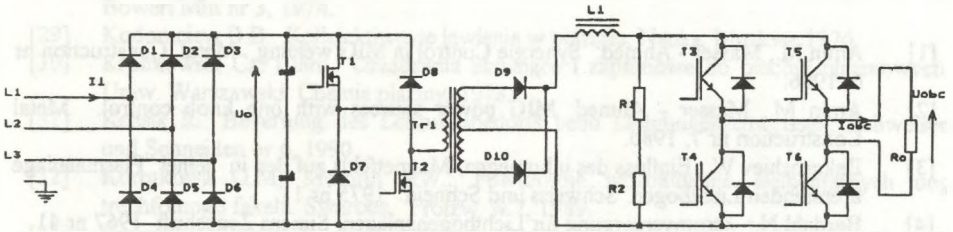
Badania eksperymentalne pozwoliły na identyfikację parametrów przestrzeni międzyelektrodowej zjonizowanej i niezjonizowanej oraz na określenie wpływu rodzaju materiału elektrody, rodzaju gazu ochronnego oraz wartości prądu łuku. Stwierdzono, że inicjacja łuku w przestrzeni niezjonizowanej może nastąpić po przyłożeniu impulsu napięcia o wartości: dla powietrza 8 kV, dla argonu 2 - 3 kV, dla helu 1 kV. Wpływ materiału elektrod jest w tym przypadku nieznaczny. Pomiarzy przy ponownym zapłonie łuku w czasie przechodzenia prądu przez zero wymagały zastosowania specjalnie do tego celu zbudowanego komputerowego systemu pomiaru i rejestracji danych. Pomierzono charakterystyki napięcia ponownego zapłonu w funkcji czasu od chwili przejścia prądu przez zero. Stwierdzono, że na napięcie ponownego zapłonu mają istotny wpływ następujące czynniki: materiał elektrod, wartość prądu łuku, czas trwania impulsu stabilizującego, częstotliwość napięcia zasilania łuku. Wyniki pomiarów i szczegółowe wnioski odnośnie do tej tematyki zamieszczono w rozdziałach 6.2.2 i 6.2.3 niniejszej pracy.

Z przeprowadzonych obliczeń i badań eksperymentalnych wynika, że najistotniejszy wpływ na stabilność procesu spawania łukiem prądu przemiennego ma temperatura plamki anodowej w chwili przechodzenia prądu przez zero (pkt. 5.1.4) oraz temperatura plazmy w kolumnie łukowej (pkt.5.2.2) i związany z nią stopień jonizacji plazmy. Poprawę stabilności procesu spawania prądem przemiennym można uzyskać dwoma sposobami:

- W przypadku zasilenia łuku spawalniczego napięciem sinusoidalnym z zasilaczy klasycznych lub tyrystorowych poprzez zastosowanie synchronicznych układów inicjująco-stabilizujących, dostarczających do przestrzeni międzyelektrodowej w chwili przejścia prądu przez zero energię przewyższającą energię strat. Energia ta w najbardziej niekorzystnych przypadkach nie przekracza wartości  $9 \text{ mJ}$  [47] i w zależności od konstrukcji układu może być dostarczona w postaci impulsów wysokiej częstotliwości lub impulsów prostokątnych.

Istotnym parametrem jest tutaj czas trwania impulsu, który jest funkcją indukcyjności obwodu łuku spawalniczego. Ponowna inicjacja i ponowny zapłon jest możliwy wtedy, gdy prąd z zasilacza głównego osiągnie wartość krytyczną prądu przedłukowego. Dla elektrody z materiałów nietopliwych prąd ten nie przekracza  $2\text{A}$ . Czas trwania impulsu inicjująco - stabilizacyjnego można określić z nierówności  $t_i > 0,07 L [\mu\text{s}]$ , gdzie  $L$  jest indukcyjnością obwodu spawalniczego wyrażoną w  $\mu\text{H}$ .

- Przez zastosowanie nowej generacji zasilaczy tranzystorowych wytwarzających na wejściu napięcie prostokątne o dużej stromości narastania  $a > 10^7 \text{ V/s}$ . Szybkość zmiany natężenia pola elektrycznego w chwili przechodzenia prądu przez zero spełnia wtedy warunek ponownego zapłonu wyprowadzony w pkt. 5.2.3. Stosowanie zasilaczy z falownikiem tranzystorowym stwarza nowe możliwości bardzo przydatne przy spawaniu metodą TIG. Przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym sprawność procesu spawania jest stosunkowo mała, wtopienie spoiny ograniczone przy nadmiernym nagrzewaniu elektrody. Wynika to stąd, że przez 50 % czasu spawania elektroda wolframowa ma polaryzację dodatnią, co wpływa niekorzystnie na nagrzanie elektrody, ale tak długi czas nie jest potrzebny na rozbijanie warstwy tlenków. Zasilacze z falownikiem tranzystorowym pozwalają zasilać łuk napięciem przemiennym prostokątnym, umożliwiając jednocześnie zmianę proporcji czasu trwania polaryzacji ujemnej i dodatniej na elektrodzie wolframowej nawet w granicach 30 -70 %.



Rys.9.1. Uproszczonego schematu ideowego tranzystorowego układu do spawania prądem przemiennym, z możliwością zmiany czasu trwania ujemnej i dodatniej półfali napięcia zasilającego łuk spawalniczy

Fig. 9.1. Simplified circuit thyristor system for a c welding, with possibility of time change of negative and positive half - wave supplying voltage

Schemat ideowy obwodów głównych takiego zasilacza przedstawiono na rys. 9.1. Najnowsze konstrukcje takich zasilaczy poprzez zastosowanie odpowiednich układów sterowania pozwalają na spawanie prądem stałym i przemiennym o kształcie prostokątnym. Istnieje też możliwość zasilania procesu spawania prądem mieszanym, charakteryzującym się tym, że po kilku okresach napięcia przemiennego o podwyższonej częstotliwości występuje impuls o dłuższym czasie trwania i o ujemnej polaryzacji dla elektrody wolframowej.



## LITERATURA

- [1] Amin M., Masser - Ahmed: Synergie Control in MIG welding. Metal Construction nr 6, 1986.
- [2] Amin M., Masser - Ahmed: MIG power sources with one knob control. Metal Construction nr 7, 1986.
- [3] Bakaroshiev W.: Einfluss des inhomogenen, Magnetfelds auf den in seiner, Plasmaanlage brennenden Lichtbogen. Schweiss und Schneid. 1975 nr 11.
- [4] Bardahl N.: Stromversorgung für Lichtbogenanlagen. Siemens Zeitschrift 1967 nr 41.
- [5] Beliński S.M., Kaganskij A.M., Temkin A.W.: Oborudowanie dla swarki neplawjaszczimsja elektrodami w srede inertnych gazow. Energia, Leningrad 1975.
- [6] Bolanowski B., Holi A.: Elementary discharge process after destruction of cathode oxide film. Łódź Konferencja. Switching arc Phenomena 1985.
- [7] Buttar H.K., Bolanowski B.: Cathode Sheath firmation in the post arc channel. Łódź Konferencja Switching arc Phenomena. 1985.
- [8] Buttar H.K., Holi A.: Elektrical reignitions of a short a.c arc at pressures bellow 1013 hpa. Łódź. Konferencja Switching arc Phenomena. 1981.
- [9] Broun M.: Termiczeskaja teoria elektroswarocznoj dugi. Moskwa 1957.
- [10] Celiński Z.: Plazma. PWN, Warszawa 1980.
- [11] Cizow V. S., Kropuchin W.W.: Ustroistwo dla plownogo zazigania i gaszenija dugi pri swarke w zaszcitom gaze. Awtomat. Swarka nr 4, 1975.
- [12] Cobine J.D., Burger E.E.: Analysis of Electrode Phenomena in the High Current Arc. Journal of Applied Physics Vol 26, N° 7.
- [13] Conn W.M.: Die Technische Physik der Lichtbogenschweissung, Springer-Verlag 1956 r.
- [14] Dudko D.A., Snajder B.U.: Powyzszenie ustrojowosci małoampornej dugi w argonie. Awtomat. Swarka nr 11, 1975.
- [15] Dobaj E.: Analiza elektrycznego obwodu spawalniczego przy tyrystorowym sterowaniu procesem spawania w atmosferze dwutlenku węgla. Praca doktorska. Gliwice 1982.
- [16] Dobaj E.: Badanie zjawisk w przestrzeni międzyelektrodowej przy spawaniu łukiem krytym. ZN Pol. Śl. s. Elektryka nr 94, Gliwice 1985.
- [17] Dobaj E.: Maszyny i urządzenia spawalnicze. WNT, Warszawa 1994.
- [18] Edels H., Whittaker D.: Experiments and Theory on Arc Reignition. Int Conf. Gas Discharges, London 1972.
- [19] Erochin A.A., Bakarow W.A.: Wlijanie geometrii wolframowego katoda na niekotorije charakteristiki swarocznoj dugi. Swaroc. Proizw. 1971 nr 12.
- [20] Erochin A.A.: Siłowyje wozdiejstwie dugi na rozplawienij; metali. Awtomat. Swarka nr 7, 1979.
- [21] Esibjen E.M.: Plazma - arc equipment. Mir, Moskwa 1973.
- [22] Gołębiowski J., Hetman A.: Zapłonowe układy iskiernikowe z energią gromadzoną w polu elektrycznym kondensatora. Techn. Mot. nr 2, 1976.
- [23] Goldman K.: Electric Arcsin Argon Volt - Amp. Characteristics, London 1972.
- [24] Gutterman K.D.: Awtomaticzeskoje regulirowanie elektryczeskoj dugi. MEI, Moskwa 1972.
- [25] Hevalda A.: Procesy cieplne przy spawaniu elektrycznym. WNT, Warszawa 1983.
- [26] Holi A.: Pewny zapłon łuku elektrycznego prądu przemiennego. Praca doktorska. Pol. Łódzka 1976.

- [27] Haddad G.F, Farmer A.J: Temperature Measurements in Gas tungsten Arcs. Welding Research Supplement 1986/33 g.
- [28] Jaysinghani N.: Geregelte Gleichstrom Versorgung für PlasmanTERSUCHUNGEN. Broun Boweri Mitt nr 3, 1974.
- [29] Kodomciw B.B.: Kollektiwnyje jawlenia w plazmie. Nauka, Moskwa 1976.
- [30] Królikowski Cz. i inni.: Urządzenia zasilające i zapłonowe do pieców plazmowych. Uniw. Warszawski, Chemia plazmy, 1978.
- [31] Kensik R.: Bevertung des Leistungsbedarfs beim Lichtbogenschweissen. Schweißen und Schneiden nr 6. 1990.
- [32] Korotkowa G.M, Motorin KW.: Powtornoje wozbnidenije elementarnych dug trechfomogo fakela. Swarocz. Proizw. w.7, 1989.
- [33] Kamińska - Franke A.: Analiza zjawisk cieplnych i elektrycznych w plazmortonie oraz obwodzie zasilającym prądu przemiennego w procesie wytwarzania plazmy niskotemperaturowej. Politechnika Poznańska. Rozprawy nr 186, 1987.
- [34] Kołaciński Z.: Thermal reignition of the cathode sheath. Gas Discharges, London IX 1972.
- [35] Leskow G.J.: Swarocznyj transformator s ustrojennym generatorom impulsow. Awtomat. Swarka nr 2, 1974.
- [36] Leskow G.J.: Elektrieskaja swarocznaia duga. Maszinostrojenie 1970.
- [37] Leskow G.J., Zaruba I.: Puti powyszenija ustoicziwosti wysokoeffektiwnych swarocznych dug. Awtomat. Swarka nr 12, 1985.
- [38] Lelewkin W.M., Semenow W.F.: Duchtemperaturnaja model' swarocznoj dugi. Awtomat. Swarka nr 6, 1990.
- [39] Lebediew W.K.: Awtomatizacija swarocznych processow. Kijew 1986.
- [40] Ługin W.P.: Issledowanije elektrieskowo probolja mezelektrodnogo promezutka podswarocznyj fljusom. Awtomat. Swarka nr 3, 1976.
- [41] Ługin W.P.: Srawnitelna ocenka stabilnosti gorenija dugi pri swarke iskustwiennymi elektrodami pieremiennym tokom. Sw.Proizw. nr 1, 1975.
- [42] Meyer H.: Analyse des Zundverganges und des Einflusses von Zundspannung Schweißu, Schneid nr 5, 1973.
- [43] Mecew W.S. i inni.: Elektromagnitnyje siły w swarocznoj dugie. Awtomat. Swarka nr 8, 1980.
- [44] Przytocki W.: Die Wiederzundnung des Wechselstromschweißlichtbogens Conf. Switching arc Phenomena. Łódź. 1985.
- [45] Pentiegor I.V., Sidorets. V.M.: Energy parameters in a mathematical model of a dynamic welding arc. Welding International nr 4, 1990.
- [46] Pierożek B., Lasociński J.: Spawanie łukowe stali w ostonach gazowych. WNT, Warszawa 1987.
- [47] Przytocki W.: Analiza procesu inicjacji i stabilizacji łuku spawalniczego prądu przemiennego. Praca doktorska. Politechnika Śląska, Gliwice 1993.
- [48] Rodacki T.: Analiza i synteza tyrystorowych układów zasilania i regulacji pewnych odbiorników łukowych. ZN Pol.Śl. s. Elektryka, z. 96, Gliwice 1985.
- [49] Rodacki T.: Układy regulacji prądu w tyrystorowych zasilaczach odbiorników łukowych. ZN Pol.Śl. s. Elektryka, z. 104, Gliwice 1986.
- [50] Rodacki T., Sobczak J.: Komputerowa symulacja układów zasilania odbiorników łukowych - modele matematyczne układów zasilania i regulacji. ZN Pol.Śl. s. Elektryka, z. 130, Gliwice 1992.
- [51] Rodacki T., Kandyba A.: Energooszczędne układy zasilania odbiorników łukowych. Gospodarka Paliwami i Energią nr 8, 1993.

- [52] Sieszezuk B.M.: Ustrojstwo dla awtomatizieskowo upriawlenija istocznikami swarocznowo toka. Elektrotechnika nr 9, 1982.
- [53] Sidorow W.P.: Metodika ocenki pielektrodnyj padenij naprazenia na dugie goriaszczej w argonie miezdu wolframom i aljumiem. Awtomat. Swarka nr 6, 1991.
- [54] Schellchase M.: Der Schweisslichtbogen ein Technologischen Werkzeug. Berlin 1985.
- [55] Schellchase M.: Matematizieskaja model' perechodnych processow w swarocznoj dugie i jego issledowanije. Awtomat. Swarka nr 7, 1977.
- [56] Sergackin G.J. i inni: Zaziganie dugi pri swarkie nieplawiaszcziumsja elektrodom. Awtomat. Swarka nr 11, 1989.
- [57] Trockij B.A.: Wlijanie parametrow elektrizieskoj cepi na povtornoje wozbużdienie dugi pieremiennogo toka. Awtomat. Swarka nr 11, 1975.
- [58] Tsuchiya Y.: A robotic aluminium welding system. Welding International nr 7, 1993.
- [59] Zarudi M.E.: Kriterii suszczestwowanija i ustoiczivosti stacionarnych reżimow w induktiwnoj cepi pieremiennowo toka s dugoj. Elektriczestwo nr 4, 1977.
- [60] Andreev C.J., Sokołow B.M.: Obrazowanie iskrowego kanała wozducha. Żurnał tech. fizyki nr 7, 1965.
- [61] Andreev C.J., Sokołow B.M.: Issledowanie mechanizma proboja korotkowo wozdusznoego promezutka. Żurnał Techn. Fizyki nr 2, 1966.
- [62] Janowski W.: Matematyka. Tom I. PWN, Warszawa 1961.

# STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM PRĄDU PRZEMIENNEGO

## Streszczenie

Monografia ma na celu analizę i usystematyzowanie zjawisk występujących przy bezdotykowej inicjacji łuku elektrycznego prądu przemiennego oraz przy jego ponownym zapłonie po przejściu prądu przez zero. Tematyka ta jest szczególnie ważna dla procesu spawania łukiem prądu przemiennego. Praca składa się z dwóch części: analitycznej i eksperymentalnej. W części analitycznej szczegółowo przeanalizowano zjawiska zachodzące w trzech strefach przestrzeni międzyelektrodowej: anodowej, katodowej i kolumnie łuku. Model matematyczny płamki anodowej opracowano na podstawie bilansu mocy dostarczanej i oddawanej z płamki. Pozwolił on określić zmianę temperatury płamki anodowej w chwili przechodzenia prądu przez zero. Bilans energii dla elementu plazmy w kolumnie łuku pozwolił uzyskać równanie opisujące proces chłodzenia plazmy międzyelektrodowej. Na tej podstawie wyprowadzono kryterium ponownego zapłonu, określone minimalną szybkością zmiany natężenia pola elektrycznego, związane z dejonizacją plazmy w kolumnie łuku. Na bazie analizy zjawisk w warstwie przykatodowej podjęto próbę opracowania matematycznego modelu zapłonu łuku. Weryfikacja doświadczalna wyników obliczeń uzyskanych z modelu pozwala uznać ten model za odpowiedni dla zakresu zapłonów elektrycznych. W części eksperymentalnej przedstawiono wyniki pomiarów najważniejszych parametrów charakteryzujących stan przestrzeni międzyelektrodowej. Pomiary przeprowadzono dla dwóch przypadków:

- przestrzeni międzyelektrodowej niezjonizowanej (bezdotykowa inicjacja łuku),
- przestrzeni międzyelektrodowej zjonizowanej (ponowna inicjacja łuku po przejściu przez zero).

Na podstawie wyników analizy teoretycznej i pomiarów opracowano wnioski dotyczące wymaganych parametrów procesu zapłonu oraz wytyczne przydatne do projektowania zarówno zasilaczy łuku spawalniczego z układem inicjująco-stabilizującym, jak też dla nowej generacji zasilaczy z falownikiem tranzystorowym.



## STABILIZATION OF ALTERNATIVE CURRENT ARC WELDING PROCESS

### Summary

The aim of this monograph was analyze and systematize phenomena occurring during touch-free initiation of a c electric arc and during its repeated ignition while current passes zero. The topic is extremely important for a c arc welding process.

This paper consists of two parts:

analytical and experimental. In the first part phenomena occurring in three zones of inter-electrodes area: anode, cathode and arc column were analyzed. Mathematical model of anode spot was formulated on the base of power balance supplied from and returned back to the spot. It determined anode spot temperature change while current passes zero. Energy balance for the element of plasma in arc column was defined by an equation describing cooling process of inter-electrode plasma and where from criterion of repeated ignition was introduced, determined by the minimal speed of electric field voltage changes due to plasma deionization in arc column. Analyzing cathode layer phenomena, an attempt to find a mathematical model of arc ignition was undertaken. Experimental verification of the model computation results confirmed that it was correct for electric ignition. In experimental part measuring results of the most important parameters characterizing the state of inter electrodes area were presented.

Measurements were taken for in two cases:

- non ionizes inter electrodes area (touch-free arc initiation)
- ionized inter electrodes area (repeated arc initiation after passing zero).

Using the results of theoretical analysis and measurements some conclusions were drawn concerning the required ignition parameters and guidelines were given how to design welding arc supplier with initiating- stabilizing system and new generation of transistor inverter suppliers.

# ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

TADEUSZ RODACKI  
WŁADYSŁAW PRZYTOCKI

STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM  
PRĄDU PRZEMIENNEGO



**50 - LECIE**  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

P.3347/96

# ELEKTRYKA

**z. 148**

**GLIWICE**  
**1996**

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 1320



P. 3347/96

TADEUSZ RODACKI  
WŁADYSŁAW PRZYTOCKI

## STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM PRĄDU PRZEMIENNEGO



**50 - LECIE**  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

## OPINIODAWCY

Prof. dr hab. Mieczysław Hering  
Dr hab. inż. Czesław Sajdak - Prof. Pol. Śl.

## KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY — Prof. dr hab. inż. Jan Bandrowski  
REDAKTOR DZIAŁU — Doc. dr inż. Zofia Cichowska  
SEKRETARZ REDAKCJI — Mgr Elżbieta Leško

## REDAKCJA

Mgr Kazimiera Rymarz

## REDAKCJA TECHNICZNA

Alicja Nowacka

Wydano za zgodą  
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072 - 4688

Wydawnictwo Politechniki Śląskiej  
ul. Kujawska 3, 44 - 100 Gliwice

---

Nakł. 150+53      Ark. wyd. 5      Ark. druk. 5,625      Papier offset. Id. III 70 x 100, 80 g  
Oddano do druku 13. 03. 1996      Podpis. do druku 13. 03. 1996      Druk ukończ. w marcu 1996

---

Fotokopie, druk i oprawę wykonał: "ROLEK", Gliwice, ul. Kazimierza Wielkiego 4



# S P I S   T R E Ś C I

1.	WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ .....	5
2.	WSTĘP .....	9
3.	CHARAKTERYSTYKA PROCESU SPAWANIA PRĄDEM PRZEMIENNYM .....	11
3.1.	Zasada spawania elektrodą nietopliwą .....	11
3.2.	Właściwości łuku prądu przemiennego .....	11
3.3.	Zjawisko występowania składowej stałej .....	17
4.	STABILNOŚĆ PROCESU PŁONIECIA ŁUKU .....	19
4.1.	Ogólne warunki stabilności łuku elektrycznego .....	19
4.2.	Stabilność łuku elektrycznego prądu przemiennego .....	20
4.3.	Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego .....	23
5.	ANALIZA ZJAWISK FIZYCZNYCH W PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ W CHWILI PRZECHODZENIA PRĄDU PRZEZ ZERO .....	25
5.1.	Przestrzeń przyanodowa łuku spawalniczego .....	25
5.1.1.	Model matematyczny płamki anodowej .....	25
5.1.2.	Obliczenia promienia wrzenia płamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym .....	31
5.1.3.	Obliczenia promienia wrzenia płamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem prostokątnym .....	35
5.1.4.	Temperatura płamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero .....	38
5.2.	Analiza zjawisk w kolumnie połukowej .....	39
5.2.1.	Uwagi ogólne .....	39
5.2.2.	Zmiana temperatury plazmy .....	41
5.2.3.	Wpływ natężenia pola elektrycznego na ponowny zapłon łuku .....	44
5.3.	Zjawiska elektryczne w warstwie przykatodowej .....	46
5.3.1.	Uwagi ogólne .....	46
5.3.2.	Model matematyczny warstwy przykatodowej .....	47
5.3.3.	Wyznaczanie czasu ponownego zapłonu łuku .....	51
6.	EKSPERYMENTALNA IDENTYFIKACJA PARAMETRÓW PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ .....	54
6.1.	Badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej .....	54
6.2.	Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej - ponowna inicjacja łuku .....	58
6.2.1.	Układ pomiarowy .....	58
6.2.2.	Wyniki pomiarów .....	60
6.2.3.	Analiza wyników pomiarów i obliczeń .....	67
7.	UKŁADY INICJUJĄCO - STABILIZACYJNE .....	71
8.	CZAS TRWANIA IMPULSU INICJUJĄCO - STABILIZUJĄCEGO .....	78
9.	UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE .....	82
	LITERATURA .....	86
	STRESZCZENIA .....	89

## C O N T E N S

1.	A LIST OF MORE IMPORTANT DENOTATIONS .....	5
2.	INTRODUCTION .....	9
3.	CHARACTERISTICS OF A C WELDING PROCESS .....	11
3.1.	Principle of infusible electrode welding .....	11
3.2.	Properties of a c arc .....	11
3.3.	Phenomenon of constant component occurrence .....	17
4.	STABILITY OF ARC BURNING PROCESS .....	19
4.1.	General conditions of electric arc stability .....	19
4.2.	Stability of a c electric arc .....	20
4.3.	Dynamic properties of electric arc .....	23
5.	ANALYSIS OF PHYSICAL PHENOMENA IN INTER ELECTRODES AREA WHILE CURRENT PASSES ZERO .....	25
5.1.	Near-anode area of welding arc .....	25
5.1.1.	Mathematical model of anode spot .....	25
5.1.2.	Calculating anode spot boiling radius and power loss during sinusoidal voltage supply .....	31
5.1.3.	Calculating anode spot boiling radius and power loss during rectangular voltage supply .....	35
5.1.4.	Anode spot temperature while current passes zero .....	38
5.2.	Analysis of phenomena in post-arc column .....	39
5.2.1.	General remarks .....	39
5.2.2.	Plasma temperature changes .....	41
5.2.3.	Electric field intensity effect on repeated arc ignition .....	44
5.3.	Electric phenomena in near-cathode layer .....	46
5.3.1.	General remarks .....	46
5.3.2.	Mathematical model of near-cathode layer .....	47
5.3.3.	Setting repeated ignition arc time .....	51
6.	EXPERIMENTAL IDENTIFICATION OF INTER-ELECTRODES AREA PARAMETERS .....	54
6.1.	Non- ionized inter-electrodes area testing .....	54
6.2.	Ionized inter-electrodes area testing-repeated arc initiation .....	58
6.2.1.	Measuring system .....	58
6.2.2.	Measurements results .....	60
6.2.3.	Measuring results and caculations analysis .....	67
7.	INITIATING-STABILIZING SYSTEMS .....	71
8.	DURATION TIME OF INITIATING-STABILIZING IMPULSE .....	78
9.	REMARKS AND FINAL CONCLUSIONS .....	82
	LITERATURE .....	86
	SUMMERIES .....	89

## I. Wykaz ważniejszych oznaczeń

$a$	- stromość napięcia
$b_e$	- ruchliwość elektronów
$b_j$	- ruchliwość jonów
$C$	- pojemność
$c$	- ciepło właściwe
$D$	- średnica kolumny łuku
$d_e$	- średnica elektrody
$d$	- grubość warstwy przykatodowej
$e$	- ładunek elementarny elektronu
$E$	- natężenie pola elektrycznego
$E_p$	- natężenie pola elektrycznego w plazmie
$E_k$	- natężenie pola elektrycznego w warstwie przykatodowej
$I$	- wartość skuteczna prądu
$I_l$	- wartość skuteczna prądu łuku
$I_{\text{sr}}$	- wartość średnia prądu
$i$	- wartość chwilowa prądu
$i_e$	- wartość chwilowa prądu elektronowego
$j$	- gęstość prądu
$j_e$	- gęstość prądu elektronowego
$j_z$	- gęstość prądu w chwili zapłonu
$k$	- stała Boltzmanna
$k_s$	- współczynnik stabilności statycznej łuku elektrycznego
$l$	- odległość pomiędzy elektrodami
$L$	- indukcyjność
$n$	- koncentracja cząstek
$n_p$	- koncentracja par metalu
$p_e$	- ciśnienie

- p - chwilowa wartość mocy
- $P_i$  - moc łuku elektrycznego
- $P_p$  - moc strat łuku elektrycznego
- $P_a$  - moc elektryczna przy anodzie
- $P_o$  - moc przy elektrodzie
- $P_k$  - moc elektryczna przy katodzie
- $P_s$  - moc elektryczna kolumny łuku
- $P_0$  - stała moc tracona w łuku
- q - ładunek elektryczny
- R - rezystancja
- r - promień
- s - powierzchnia
- t - czas
- T - stała czasowa
- $T_1$  - termiczna stała czasowa łuku elektrycznego
- u - chwilowa wartość napięcia
- $u_z$  - chwilowa wartość napięcia zapłonu
- U - skuteczna wartość napięcia
- $U_z$  - napięcie zapłonu
- $U_i$  - wartość średnia napięcia łuku
- $U_a$  - anodowy spadek napięcia
- $U_k$  - katodowy spadek napięcia
- $U_j$  - potencjał jonizacji
- $U_\phi$  - potencjał wyjścia elektronu z elektrody
- W - energia
- $W_k$  - energia kinetyczna
- $W_p$  - energia potencjalna
- $W_i$  - energia impulsu
- $W_\phi$  - praca wyjścia elektronu z elektrody



- $x_i$  - stopień jonizacji
- $\alpha$  - współczynnik wymiany ciepła
- $\gamma$  - ciężar właściwy
- $\gamma_j$  - współczynnik jonizacji wtórnej
- $\varepsilon$  - emisyjność powierzchni
- $\vartheta$  - przyrost temperatury
- $\Theta$  - temperatura
- $\Theta_l$  - temperatura w słupie łuku
- $\Theta_k$  - temperatura katody
- $\Theta_a$  - temperatura anody
- $\Theta_w$  - temperatura wrzenia
- $\Theta_o$  - temperatura otoczenia
- $\lambda$  - przewodność ciepła właściwa
- $\sigma$  - konduktywność
- $\varphi$  - kąt przesunięcia fazowego pomiędzy napięciem i prądem

## 2. WSTĘP

Energia elektryczna jest źródłem ciepła w procesie spawania łukowego. Warunkiem koniecznym otrzymania połączenia wysokiej jakości jest właściwy dobór parametrów energetycznych łuku spawalniczego z zachowaniem stabilności jego płonienia. Stabilność łuku zależy od wielu czynników, a przede wszystkim od prawidłowego doboru parametrów obwodu spawania, rodzaju prądu, środowiska, w którym płonie łuk oraz rodzaju materiału spawanego i elektrody. Wymienione czynniki mają szczególne znaczenie w tych procesach spawania, w których fizyczne właściwości materiału i elektrody są krańcowo różne. Do przypadków takich można zaliczyć spawanie prądem przemiennym metali lekkich elektrodą nietopliwą. Spawanie prądem przemiennym jest ekonomicznie i technologicznie bardzo korzystne, a dla niektórych metali nieżelaznych jedyną alternatywą.

Istotną zaletą jest również brak ugięcia łuku w czasie spawania, co znacznie ułatwia automatyzację tego procesu. Równocześnie jednak szersze rozpowszechnienie spawania prądem przemiennym jest ograniczone ze względu na niepewny ponowny zapłon łuku (po przejściu prądu przez zero), zwłaszcza, gdy katodą zaczyna być materiał spawany. W chwili zaniku prądu łuku przestrzeń międzyelektrodowa może osiągnąć taki poziom energetyczny, przy którym nie jest możliwy ponowny zapłon łuku po włączeniu napięcia o wartościach charakterystycznych dla obwodu spawalniczego. Taki stan nie sprzyja stabilności procesu spawania. Dlatego też jednym z pierwszorzędných problemów elektrotechniki spawalniczej jest odpowiedni dobór zasilaczy łuku o takich charakterystykach statycznych i dynamicznych, aby spowodować likwidację lub jak największe złagodzenie niekorzystnych zjawisk wpływających na stabilność płonienia łuku.

Ponowna inicjacja łuku po przejściu prądu przez zero uwarunkowana jest stworzeniem takich warunków w przestrzeni międzyelektrodowej, aby otrzymać ciągły przepływ prądu spawania. Można to osiągnąć dwoma sposobami.

Pierwszy sposób polega na optymalnym sterowaniu strumieniem dodatkowej energii dostarczanej z małych generatorów wspomagających w poszczególnych fazach procesu spawania, a zwłaszcza przy przejściu prądu przez zero. Urządzenia takie nazywają się stabilizatorami łuku i mogą być budowane na bazie tyrystorów lub tranzystorów.

Drugim sposobem jest zastosowanie nowej generacji zasilaczy elektronicznych, w których stromość narastania napięcia zasilania łuku jest odpowiednio duża. Takie zasilacze o prawie prostokątnym kształcie napięcia wyjściowego mogą być budowane na bazie tyrystorów lub tranzystorów i są wyposażone w układy regulacji zdolne do dostarczenia odpowiedniej ilości przekazywanej energii do chwilowych potrzeb spawania.

Na proces stabilnego spawania podstawowy wpływ mają charakterystyki statyczne i dynamiczne układu zasilania i łuku spawalniczego. Dobór charakterystyk statycznych jest na ogół znany i dość szeroko omawiany w opracowaniach praktycznych i teoretycznych. Znacznie trudniejszy jest problem właściwości dynamicznych uwarunkowanych cyklicznymi zmianami warunków płonienia łuku w zależności od czasu.

Kryteria, którym powinien odpowiadać układ zasilania w tym zakresie, nie są w literaturze dostatecznie sprecyzowane. Bardzo istotne jest też określenie parametrów strumienia energii dostarczanej w poszczególnych fazach procesu płonienia łuku prądu przemiennego.

Z tych właśnie względów w monografii przedstawiono analizę zjawisk decydujących o ponownym zapłonie podczas spawania prądem przemiennym. Podjęto też próbę opracowania matematycznego modelu zapłonu łuku pozwalającego obliczyć charakterystyki wytrzymałości przerwy połukowej oraz określić minimalną energię ponownego zapłonu łuku.

Przedział czasu w pobliżu przejścia prądu przez zero jest szczególnie ważny ze względu na ciągłość płonienia łuku lub jego ostateczne gaszenie. W tym czasie następuje gwałtowna zmiana właściwości przestrzeni międzyelektrodowej: od niskiej impedancji, umożliwiającej przepływ dużego prądu, do dużej, uniemożliwiającej przepływ prądu. O formie ponownego zapłonu decydują parametry kolumny łukowej w pobliżu przejścia prądu przez zero, tworzenie się warstwy przykatodowej oraz charakter źródła, a zwłaszcza szybkość wzrostu napięcia zasilającego i wartość prądu przedłukowego.

### 3. CHARAKTERYSTYKA PROCESU SPAWANIA PRĄDEM PRZEMIENNYM

#### 3.1. Zasada spawania elektrodą nietopliwą

Łuk elektryczny jako źródło ciepła płonie pomiędzy końcem nietopliwej elektrody z wolframu lub węgla i materiałem spawanym, którym może być aluminium, tytan, miedź, stal lub ich stopy. Łuk oraz jeziorko metalu spawanego izolowane jest od wpływu tlenu i azotu z powietrza osłoną gazu ochronnego, którym może być argon lub hel wypływający z dyszy uchwytu spawalniczego.

Długość łuku elektrody wolframowej w atmosferze gazów ochronnych nie przekracza kilku milimetrów, a więc jest to przypadek łuku krótkiego, w którym o zgaszeniu lub ponownej inicjacji decydują zjawiska zachodzące w przestrzeniach przyelektrodowych. Łuk elektryczny jako źródło ciepła w procesach spawalniczych charakteryzuje się dużą gęstością mocy oraz atmosferą, w której następuje wyładowanie. Gęstość powierzchniowa mocy wynosi do  $10^{45}$  W/cm<sup>2</sup> na powierzchni plamki od 1 - 10 mm<sup>2</sup>.

Normalne właściwości łuku są w łuku spawalniczym skomplikowane faktem, że jedna elektroda (materiał spawany) jest ciekła, a atmosferę łuku stanowi mieszanina par metalu oraz gazu ochronnego. Oznacza to, że podstawowym nośnikiem elektryczności oprócz elektronów są głównie jony metalu i tylko w mniejszym zakresie jony gazu osłonowego.

Stabilność łuku jest ściśle związana z jego elektryczną przewodnością. Mała energia jonizacji i wysoka temperatura łuku (niewielkie przewodnictwo termiczne) są czynnikami sprzyjającymi poprawie stabilności płonienia łuku.

#### 3.2. Właściwości łuku prądu przemiennego

Przy zasilaniu łuku z zasilacza o sinusoidalnym napięciu prąd i napięcie łuku okresowo zmieniają swoją wartość i kierunek. W wyniku tego biegunowość elektrody i materiału rodzimego, a także fizyczne właściwości wyładowania łukowego zmieniają się okresowo z częstotliwością zmian kierunku prądu.



### Właściwości łuku przy biegunowości ujemnej.

Przez określenie biegunowości ujemnej należy rozumieć spawanie prądem stałym przy biegunie ujemnym podłączonym do elektrody wolframowej nietopliwej. W przypadku tym elektroda nietopliwa jest katodą, czyli plamka katodowa wysyłająca elektrony na anodę znajduje się na końcu elektrody i z nią się przemieszcza.

Łuk charakteryzuje się łatwym zapłonem, jest bardzo elastyczny oraz stabilny. Materiał jako biegun dodatni jest bombardowany elektronami wysyłanymi przez elektrodę nietopliwą, osiągając temperaturę o około kilkaset stopni wyższą od elektrody ujemnej. Stosunek podziału ciepła wydzielonego na krańcach łuku wynosi ok. 30% - 70 % na korzyść bieguna dodatniego, w związku z czym szybkość spawania jest duża, przetopienia materiału głębokie, a spoina wąska.

Elektroda nietopliwa nie rozgrzewa się zbyt silnie, co z kolei umożliwia obciążenie jej większym prądem.

Bilans mocy dla katody:

$$P_K = I_l(U_k - U_\varphi), \quad (3.1)$$

gdzie:  $I_l \cdot U_k$  - moc wydzielona na katodzie,

$I_l \cdot U_\varphi$  - moc tracona na wyjście elektronów z katody.

Przykatodowy spadek napięcia można wyliczyć z zależności:

$$U_k = 2,3 \cdot 10^2 \frac{\vartheta^{0,6} \cdot \lambda^{0,6}}{j_k^{0,4} \cdot b_j^{0,2}}, \quad (3.2)$$

gdzie:  $\vartheta = \Theta_1 - \Theta_k$  - różnica temperatury słupa łuku i temperatury katody,

$\lambda$  - współczynnik przewodności cieplnej gazu,

$j_k$  - gęstość prądu w strefie przykatodowej,

$b_j$  - ruchliwość jonów.

W strefie przykatodowej stosunek  $\frac{\vartheta^{0,6}}{j_k^{0,4}}$  nie jest stały, ale w sposób istotny zależy od różnicy temperatury. Ze wzrostem potencjału jonizacji gazu w słupie łuku zwiększa się

temperatura  $\Theta_1$ , co pociąga za sobą wzrost różnicy temperatur  $\vartheta$ , gdyż temperatura plamki katodowej jest ograniczona wartością temperatury wrzenia metalu katody  $\Theta_k$ . Zgodnie z równaniem (3.2) prowadzi to do wzrostu napięcia katodowego. Jeśli katoda posiada wysoką temperaturę wrzenia, to różnica temperatur  $\vartheta$  oraz napięcie katodowe są stosunkowo małe. W tych samych warunkach napięcie przy katodzie wolframowej wynosi 8 - 9 V, a przy aluminiowej 17 - 18 V. Napięcie katodowe zależy również od przewodności cieplnej gazu. Jest wyższe dla łuku płonącego w atmosferze gazu charakteryzującego się dużą przewodnością cieplną (np. helu) niż w gazie, którego przewodność cieplna jest mała (np. argon).

Z zależności (3.1) wynika, że im większe napięcie katodowe, tym intensywniej zużywa się katoda. Jej trwałość można więc zwiększyć przez:

- wykonanie katody z materiału o wysokiej temperaturze wrzenia,
- dodanie do przestrzeni słupa łuku elementów o niskim potencjale jonizacji, np. toru,
- zastosowanie gazów o niskim współczynniku przewodności cieplnej, jak np. argonu, kryptonu.

### **Właściwości łuku przy biegunowości dodatniej**

Przy takim podłączeniu plamka katodowa znajduje się na materiale spawanym i przemieszcza się za elektrodą w miejsce o największej koncentracji cieplnej, co wpływa niekorzystnie na elastyczność i stabilność łuku zmuszając do utrzymania krótkiego łuku.

Przy biegunowości dodatniej, odwrotnie niż przy biegunowości ujemnej, ciepło koncentruje się przede wszystkim w elektrodzie. Zmniejsza to zdolność elektrody do przewodzenia prądu, materiał spawany otrzymuje zaledwie 30 % ciepła wydzielanego przez łuk, w efekcie czego szybkość spawania jest mała, a spoina jest płaska i szeroka, lecz płytka.

Z kolei elektroda nietopliwa otrzymując 70% ciepła zbyt silnie nagrzewa się i nadtopia. Ta okoliczność zmusza albo do stosowania natężeń prądu znacznie mniejszych od zalecanych przy biegunowości ujemnej, albo do użycia elektrody o odpowiednio większej średnicy. Spawanie prądem o biegunowości dodatniej w porównaniu z procesem spawania prądem o

biegunowości ujemnej jest niekorzystne energetycznie, wykazuje jednak inną zaletę, a mianowicie posiada zdolność rozproszenia błonki tlenków, pokrywających spawany metal.

Strumień dodatnich ładunków zjonizowanego gazu międzyelektrodowego, płynąc od elektrody w kierunku materiału spawanego bombarduje warstwę tlenków, rozpyla ją i ułatwia usunięcie jej z kąpeli metalowej.

W procesie rozpylania błonki tlenków przez dodatnie jony współdziała również strumień ujemnych elektronów płynącej w kierunku przeciwnym, tj. od spawanego materiału do elektrody.

$$\text{Bilans mocy dla anody: } P_a = I_l(U_a + U_w) \quad (3.3)$$

Przyanodowy spadek napięcia określa zależność:

$$U_a = 2,65 \cdot 10^2 \frac{\mathcal{G}^{0,6} \lambda^{0,6}}{j_a^{0,4} b_e^{0,2}}, \quad (3.4)$$

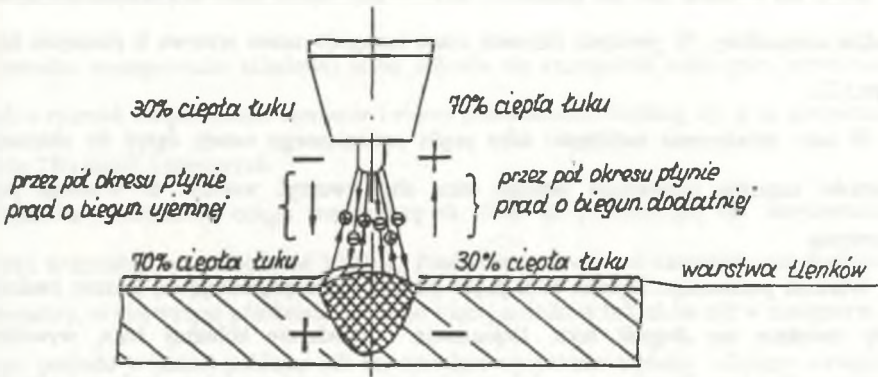
gdzie:  $\mathcal{G} = \Theta_1 - \Theta_a$  - różnica temperatury kolumny łuku i temperatury anody,

$j_a$  - gęstość prądu w strefie przyanodowej,

$b_e$  - ruchliwość elektronów.

Ponieważ zależność  $\mathcal{G}^{0,6} / j_a^{0,4}$  jest stała w szerokim zakresie zmian potencjału jonizacji gazu kolumny łuku, napięcie anodowe  $U_a$  jest prawie stałe i jak stwierdzono wynosi 4 - 6 V.

W wyniku okresowych zmian prądu, w czasie gdy elektroda jest biegunem dodatnim, następuje rozproszenie tlenków, a w czasie gdy elektroda jest biegunem ujemnym, spawany element otrzymuje większą ilość ciepła, umożliwiającą lepsze wtopienie i większą szybkość spawania( rys. 3.1).



Rys. 3.1. Rozdział ciepła i właściwości połączenia przy zmiennej polaryzacji elektrod

Fig. 3.1. Heat distribution and connection properties with variable electrode polarization

Łuk prądu przemiennego, łącząc bardzo cenne zalety prądu stałego o biegunowości dodatniej i ujemnej, posiada również poważne wady, do których zaliczyć należy słabą stabilność płonienia łuku oraz występowanie w czasie spawania składowej stałej prądu. Ponieważ łuk spawalniczy jest nieliniowym elementem obwodu elektrycznego, przebieg napięcia łuku zasilanego z zasilacza z napięciem sinusoidalnym będzie odkształcony i różny od sinusoidy.

Przy przejściu prądu przez zero i zmianie biegunowości na początku i końcu każdego półokresu łuk gaśnie, a temperatura w przestrzeni międzyelektrodowej obniża się. W wyniku tego zachodzi dejonizacja przestrzeni międzyelektrodowej i odpowiednio zmniejsza się jej przewodność elektryczna. Napięcie łuku w momencie zmiany biegunowości skokowo zmienia swoją wartość i kierunek. Powtórny zapłon łuku na początku każdego półokresu może zachodzić tylko przy podwyższonym napięciu, zwanym napięciem ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego  $U_2 \gg U_1$ .

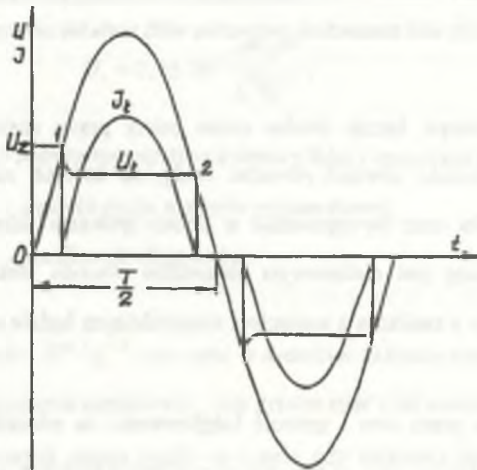
Ponieważ napięcie źródła  $U$  także zmienia się okresowo w czasie, to konieczne jest, aby w momencie nowej inicjacji łuku chwilowe napięcie źródła było większe od napięcia zapłonu, tj.  $u > u_z$ .



Jeżeli ten warunek nie jest spełniony, to powtórny zapłon łuku na początku półokresu będzie niemożliwy. W pewnych okresach czasu następuje zatem przerwa w płonieniu łuku (rys.3.2).

W celu zwiększenia stabilności łuku prądu przemiennego należy dążyć do obniżenia wartości napięcia ponownego zapłonu łuku, aby stworzyć warunki do trwałego jego płonienia.

Warunki ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego pogarszają się jeszcze bardziej, gdy zwiększa się długość łuku. Dejonizacja i chłodzenie kolumny łuku, wywołane zwiększeniem jego długości, powodują zwiększenie napięcia ponownego zapłonu i obniżają stabilność łuku.



Rys. 3.2. Przebieg prądu i napięcia łuku

Fig. 3.2. Arc current and voltage wave forms

Kształt przebiegu prądu łuku zależy od parametrów obwodu spawania i może znacznie różnić się od krzywej napięcia. Zniekształcenie krzywych prądu przemiennego jest szczególnie intensywne w przypadku, gdy elektroda i materiał spawany mają krańcowo różne właściwości fizyczne. Ma to miejsce przy spawaniu aluminium i jego stopów elektrodą nietopliwą w osłonie argonu.

### 3.3. Zjawisko występowania składowej stałej

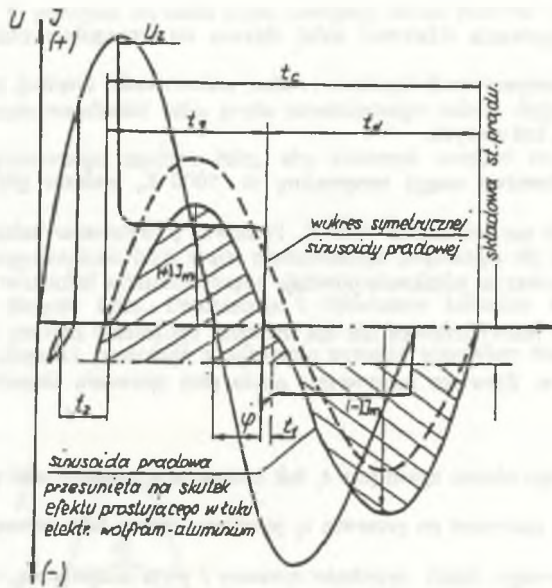
Zjawisko występowania składowej stałej objawia się szczególnie silnie przy spawaniu metali o różnych temperaturach topnienia i różnej przewodności cieplnej, np. przy spawaniu metodą TIG metali kolorowych.

Elektroda wolframowa osiąga temperaturę ok. 5000 K, podczas gdy np. temperatura jeziora aluminium nie przekracza 3000 K. Ponieważ powstawanie ładunków jest funkcją temperatury, w pierwszym półokresie powstaje więcej nośników ładunków niż w następnym. Z tego powodu w jednej połowce fali ma mniejsze opóźnienie zapłonu i dlatego wystąpi działanie prostujące. Zjawisko prostowania prądu przy spawaniu aluminium metodą TIG ilustruje rys. 3.3.

Podczas krótkiego okresu zgaśnięcia  $t_1$  łuk można łatwo zainicjować przy nieznacznym wzroście napięcia, natomiast po przerwie  $t_2$  powtórny zapłon łuku wymaga dużej wartości napięcia stanu jałowego. Jeżeli przedmiot spawany ( płyta aluminiowa, miedziana ) ma w pierwszym półokresie biegun dodatni, to w następnym półokresie następują zawsze trudności przy zapłonie, gdyż przedmiot ma znacznie większe przewodnictwo cieplne niż elektroda. Wynika z tego również , że powtórny zapłon przy wysokim napięciu stanu jałowego jest łatwiejszy, a nawet w wielu przypadkach dopiero wtedy możliwy. Dlatego do spawania aluminium, miedzi itp. w atmosferze argonu nie wystarcza zwykle napięcie stanu jałowego transformatora spawalniczego, wynoszące 70V.



Fig. 3.3. Schematic diagram of a TIG welding circuit showing the power source, transformer, torch, and workpiece.



Rys. 3.3. Przebiegi prądu i napięcia przy spawaniu metodą TIG prądem przemiennym  
Fig. 3.3. Arc current and voltage waveforms in TIG ac welding method

## 4. STABILNOŚĆ PROCESU PŁONIĘCIA ŁUKU

### 4.1. Ogólne warunki stabilności łuku elektrycznego

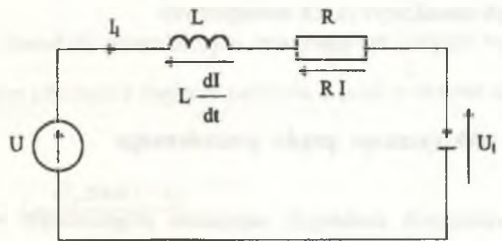
W najbardziej ogólnym znaczeniu stabilność dowolnego procesu jest oceniana na podstawie zmian energii zachodzących w określonym systemie. Jeśli w łuku elektrycznym jest brak przyrostu energii ( $dW = 0$ ), to nie zmieniają się jego parametry i taki stan jest stanem stabilnym ustalonym. Zmiana energii w jednostce czasu  $dW/dt$  jest określona jako różnica pomiędzy mocą zasilania  $P_d$  i mocą zużywaną w obwodzie  $P_o$ .

$$\frac{dW}{dt} = P_d - P_o \tag{4.1}$$

dla stanu ustalonego  $P_d = P_o$ .

Moc zużywana w obwodzie (moc oddawana)  $P_o$  w większości procesów zmienia się nieznacznie i jest określana stanem procesu płonięcia łuku. W związku z tym, aby zapewnić ustalony stabilny stan łuku, należy regulować tak parametrami źródła, aby moc dostarczana była stała  $P_d = const$ .

Schemat zastępczy elektrycznego obwodu spawalniczego można przedstawić jak na rys.4.1.



Rys.4.1. Schemat elektrycznego obwodu spawalniczego

Fig. 4.1. Diagram of electric welding circuit



Bilans mocy systemu przedstawionego na rys.4.1 można określić zależnością:

$$UI - RI^2 - L \frac{dI}{dt} I - U_i \cdot I = 0 \quad (4.2)$$

Charakterystyki statyczne zasilacza  $U(I)$  oraz łuku spawalniczego  $U_i(I)$  są nieliniowymi funkcjami prądu. Przy założeniu, że  $R = 0$  z zależności (4.2) można wyprowadzić warunek statycznej stabilności łuku elektrycznego [17],[48].

$$k_s = \frac{\partial U_i}{\partial I} - \frac{\partial U}{\partial I} > 0 \quad (4.3)$$

Współczynnik statycznej stabilności łuku  $k_s$  zależy od położenia względem siebie charakterystyki zasilacza  $U(I)$  oraz łuku  $U_i(I)$  w punkcie ich przecięcia. Im większy jest współczynnik  $k_s$ , tym krótszy jest czas powrotu do warunków ustalonych po zmianie prądu łuku spowodowanej zaburzeniem. Decyduje on więc o prędkości ustalania się procesów przejściowych:

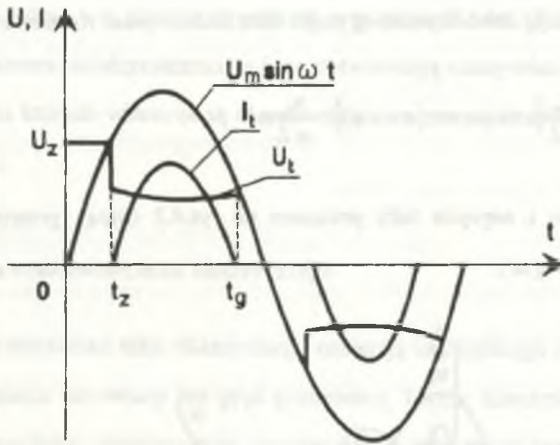
$$\frac{di}{dt} = -\frac{\Delta I}{L} k_s e^{-\frac{k_s}{L} t} \quad (4.4)$$

gdzie  $\Delta I$  jest odchyłką prądu łuku wywołaną zaburzeniem.

Z powyższych zależności wynika, że najkorzystniejsze właściwości mają układy zasilania łuku o silnie opadających charakterystykach zewnętrznych.

## 4.2. Stabilność łuku elektrycznego prądu przemiennego

W obwodach spawalniczych zasilanych napięciem przemiennym występują warunki stabilności związane z chwilą ponownego zapłonu łuku po przejściu prądu przez zero w każdym półokresie napięcia zasilana. W chwili ponownego zapłonu napięcie zasilania łuku musi być większe od napięcia zapłonu. Przyjmując do rozważań schemat zastępczy z rys. 4.1 i zakładając  $u = U_m \sin \omega t$  oraz  $L=0$  uzyskamy przebiegi prądu i napięcia łuku jak na rys. 4.2. [ 17 ].



Rys.4.2. Przebiegi prądu i napięcia łuku w obwodzie spawalniczym przy pominięciu indukcyjności

Fig. 4.2. Arc current and voltage waveforms in welding circuit neglecting inductance

Występowanie wyładowania łukowego jest możliwe tylko wtedy, gdy  $U_m \sin \omega t > U_t$ . W chwili  $t_g$  łuk zanika, a w obwodzie płynie szybko zanikający do zera prąd połukowy. Na początku następnego półokresu ponowny zapłon łuku może nastąpić w chwili  $t_z$  gdy napięcie chwilowe zasilania osiągnie wartość  $U_z$ .

Czas zapłonu  $t_z$  opisany jest zależnością:

$$t_z = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{U_t}{U_m} \quad (4.5)$$

Widzimy, że w obwodzie spawalniczym zawierającym jedynie rezystancję łuk płonie z przerwami w każdym półokresie napięcia zasilania, a prąd w okresie czasu  $t_z < t < t_g$  opisany jest zależnością:

$$i = \frac{U_m \sin \omega t - U_t}{R} \quad (4.6)$$

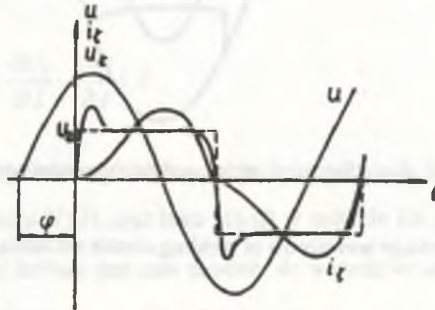
Warunkiem uzyskania nieprzerwanego płonienia łuku jest włączenie w obwód spawalniczy indukcyjności powodującej przesunięcie fazowe między napięciem zasilającym i prądem łuku o kąt  $\varphi$  taki, aby spełniona była zależność:

$$U_m \sin \varphi > U_t \quad (4.7)$$

Pomijając rezystancję obwodu przebieg prądu łuku można opisać równaniem [48]:

$$i = \frac{U_m}{\omega L} [\cos \varphi - \cos(\omega t + \varphi)] - \frac{U_i}{\omega L} \omega t \quad (4.8)$$

Przebiegi prądu i napięcia łuku pokazano na rys.4.3 (linią przerywaną zaznaczono teoretyczny przebieg  $u_i$ ).



Rys. 4.3. Przebiegi napięcia i prądu łuku

Fig. 4.3. Arc current and voltage waveforms

Z równania (4.8.) można określić kąt przesunięcia  $\varphi$ , przy którym łuk płonie ciągle. Podstawiając  $i = 0$  dla  $\omega t = \pi$  otrzymamy:

$$\cos \varphi = \frac{\pi}{2} \frac{U_i}{U_m} \quad (4.9)$$

Korzystając z zależności (4.7 i 4.9) można wyznaczyć warunek nieprzerwanego płonienia łuku prądu przemiennego w postaci:

$$\frac{U_m}{U_i} > \sqrt{\frac{\pi^2}{4} + m^2}, \quad \text{gdzie } m = \frac{U_i}{U_i} \quad (4.10)$$

Wynika stąd, że łuk płonie nieprzerwanie, jeśli napięcie maksymalne źródła zasilania  $U_m$  przewyższa napięcie łuku minimum 1,86 razy (dla  $m = 1$ ). Jeśli  $U_i > U_i$ , wymagana wartość  $U_m$  wzrasta. W praktyce w zależności od metody spawania przyjmuje się  $m$  w

granicach 1,9-3. Jednak i w takich przypadkach przy prądach łuku bliskich zeru następuje dejonizacja przestrzeni międzyelektrodowej, co potwierdzają rzeczywiste przebiegi napięcia łuku (rys.4.3.), na których widoczne są charakterystyczne przepięcia związane ze wzrostem napięcia zapłonu.

### 4.3. Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego

Dynamiczne właściwości łuku elektrycznego nabierają szczególnego znaczenia wówczas, gdy do jego zasilania stosowany jest prąd przemienny. Istotne znaczenie ma tutaj analiza trzech faz płonienia łuku : gaśnięcie łuku, przebieg prądu połukowego oraz ponowny zapłon. Próby opisanie modelu dynamicznego łuku elektrycznego i badania na tej podstawie jego właściwości podejmowało wielu autorów. Fundamentalne znaczenie w tym zakresie mają prace Cassie i Mayra oraz Elenbaasa i Hellera [17],[18],[21],[36].

Analiza gasnącego łuku elektrycznego w warunkach zaniku napięcia zasilania może być prowadzona przy zastosowaniu równania energetycznego Elenbasa w postaci:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \lambda \frac{d\Theta}{dr} \right) = \gamma c_p \frac{\partial \Theta}{\partial t}, \quad (4.11)$$

gdzie:  $\Theta$  - lokalna temperatura w łuku  $\Theta(r, t)$ ,

$r$  - promień kolumny łuku,

$\lambda$  - przewodność cieplna właściwa przestrzeni międzyelektrodowej,

$\gamma$  - gęstość gazu,

$c_p$  - ciepło właściwe gazu.

Rozwiązanie równania (4.11) dla łuku spawalniczego jest praktycznie niemożliwe ze względu na brak możliwości jednoznacznego wyznaczenia przewodności cieplnej atmosfery łuku, będącej mieszaniną gazów i par metali o składzie podlegającym dużym wahaniom. Z tego względu do opisanie dynamiki łuku spawalniczego bardziej przydatny może być termiczny model łuku zaprezentowany przez Mayra.

$$R \frac{d}{dt} \left( \frac{I}{R} \right) = \frac{I}{T_1} \left( \frac{P}{P_0} - I \right), \quad (4.12)$$



gdzie:  $R$  - rezystancja łuku  $R = U_l / I_l$ ,

$P$  - chwilowa moc łuku,

$P_o$  - stała moc odprowadzona z łuku,

$T_l$  - termiczna stała czasowa łuku zdefiniowana przez Mayra jako  $T_l = Q_o / P_o$ ,

$Q_o$  - ciepło zakumulowane w łuku.

Opisany równaniem (4.12.) model jest ważny tylko wtedy, gdy charakterystyka statyczna łuku ma przebieg hiperboliczny ( $U_l I_l = \text{const}$ ), co jest w przybliżeniu prawdziwe dla małych prądów łuku. Przy dużych prądach, czym charakteryzuje się łuk spawalniczy, ten warunek nie jest spełniony, gdyż moc oddana przez łuk  $P_o$  nie jest stała. Według definicji Mayra termiczna stała czasowa nie jest wówczas „stałą” lecz funkcją prądu i napięcia łuku,  $T_l = f(U_l, I_l)$ , której przebieg w sposób jednoznaczny wyznaczyć jest trudno.

Jak wynika z powyższych rozważań, wykorzystanie znanych modeli dynamicznych łuku elektrycznego nie może być przydatne do analizy dynamiki łuku spawalniczego. Istnieje jednak możliwość badania dynamiki łuku i określenie przewodności kanału połukowego bez konieczności posługiwania się modelem łuku, ale na podstawie znajomości przebiegu prądu połukowego płynącego przez kilkaset mikrosekund aż do całkowitej utraty przewodności przez gasnącą kolumnę łuku. Jeśli zanikające napięcie zasilające jest znaną funkcją czasu, to dane dotyczące przebiegu prądu połukowego i stanu przestrzeni międzyelektrodowej mogą być uzyskane jedynie z bilansu energetycznego. Przy badaniach charakterystyk dynamicznych duże znaczenie praktyczne ma informacja, jaką wartość musi mieć napięcie przyłożone do zanikającej kolumny łuku, aby nastąpił ponowny zapłon. Charakterystyka ponownego zapłonu łuku określa stan energetyczny przestrzeni międzyelektrodowej po zaniku napięcia zasilania. Te istotne z punktu analizy stabilności dynamicznej wielkości, np.: prądy połukowe, charakterystyki ponownego zapłonu, wytrzymałość elektryczna przerwy międzyelektrodowej mogą być wyznaczone eksperymentalnie dla określonego urządzenia łukowego. Mogą też być obliczone na podstawie analizy zjawisk zachodzących w przestrzeni międzyelektrodowej i modelu matematycznego zjawiska ponownego zapłonu łuku prądu przemiennego.

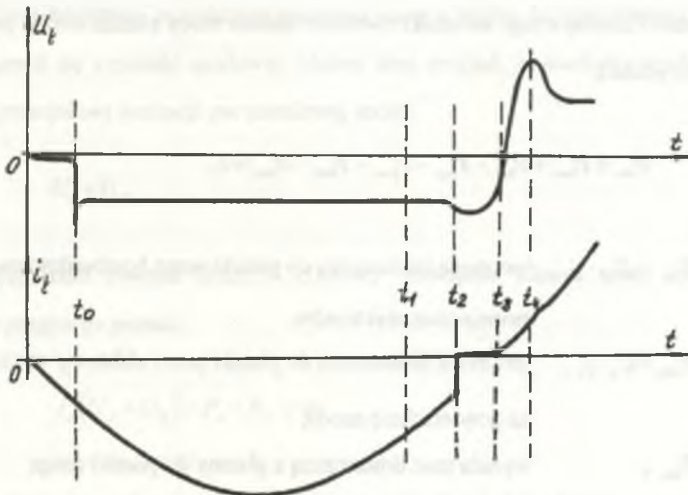
## 5. ANALIZA ZJAWISK FIZYCZNYCH W PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ W CHWILI PRZECHODZENIA PRĄDU PRZEZ ZERO

### 5.1. Przestrzeń przyanodowa łuku spawalniczego

#### 5.1.1. Model matematyczny płamki anodowej

W spawalnictwie wykorzystano wydzielającą się w łuku moc do podgrzewania i topienia metali. Znaczna część tej mocy przekazywana jest z przestrzeni przyelektrodowych, których parametry decydują o stabilności płonienia łuku spawalniczego prądu przemiennego, a w szczególności o wystąpieniu ponownego zapłonu.

Jak pokazano na rys. 5.1, w chwili  $t_1$  przejścia prądu przez zero łuk zaczyna gasnąć, a między elektrodami pozostaje gaz o wysokiej temperaturze. Istotny wpływ na warunki wystąpienia ponownego zapłonu łuku ma temperatura elektrod. Można ją określić znając temperaturę początkową i szybkość chłodzenia.



Rys. 5.1. Przebieg napięcia i prądu w chwili przejścia prądu przez zero

Fig. 5.1. Arc current and voltage waveforms while current passes zero

Ponieważ o ponownym zapłonie decydują zjawiska w warstwie przykatodowej, więc należy rozpatrzeć zjawiska przy elektrodzie, która w czasie  $t_1 < t < t_2$  była anodą, a w czasie  $t_2 < t < t_3$  staje się katodą.

Przy spawaniu elektrodami nietopliwymi i przy cięciu plazmowym przestrzeń anodowa przylega bezpośrednio do spawanych detali i jest podstawowym czynnikiem wpływającym na efektywność tych procesów. Szczególną uwagę należy zwrócić na termodynamiczny stan plamki anodowej i strefy w pobliżu anody, która ma zasadniczy wpływ na wytrzymałość przerwy połukowej.

Plamka anodowa, będąc źródłem emisji par metalu, przyczynia się do obniżenia potencjału jonizacji gazu w pobliżu nowej katody.

W celu określenia stanu termodynamicznego plamki anodowej w pobliżu przejścia prądu przez zero należy przeanalizować proces rozwoju plamki anodowej podczas wyładowania łukowego w czasie jednego półokresu prądu przemiennego.

Biorąc pod uwagę szereg prac analizujących bilans mocy plamki anodowej [25],[27] oraz pomijając mało znaczące jego składniki równanie bilansu mocy plamki można przedstawić w następującej postaci:

$$P_{1sw} + P_{2sw} + P_{3sw} - P_{1wy} - P_{2wy} - P_{3wy} - P_{4wy} = 0, \quad (5.1)$$

gdzie:

- $P_{1sw} = U_e \cdot j_e$  ; jest mocą dostarczoną do plamki przez bombardowanie jej strumieniem elektronów,
- $P_{2sw} = U_{\varphi} \cdot j_e$  ; jest mocą dostarczoną do plamki przez elektrony wychodzące na powierzchnię anody,
- $P_{3sw}$  ; wyraża moc dostarczoną z plazmy do plamki drogą promieniowania,
- $P_{1wy}$  ; jest mocą traconą z plamki wskutek parowania,
- $P_{2wy}$  ; jest mocą przekazywaną z plamki na topienie,
- $P_{3wy}$  ; jest mocą przekazywaną na nagrzanie materiału anody,
- $P_{4wy}$  ; jest mocą traconą wskutek promieniowania.

Oznaczmy dalej:

$$P_e = P_{\text{wy}} + P_{\text{wy}} \quad (5.2)$$

$$P_p = P_{\text{wy}} \quad (5.3)$$

Moc strat przez promieniowanie  $P_{\text{wy}}$  dla ciała doskonale czarnego w zależności od temperatury  $\Theta_e$  jest przeciętnie o dwa rzędy mniejsza od strat na parowanie  $P_p$ , więc można ją w dalszych rozważaniach pominąć. Za takim założeniem dodatkowo przemawia fakt kompensowania mocy strat na promieniowanie  $P_{\text{wy}}$  przez moc  $P_{\text{wy}}$  promieniowania z plazmy kolumny łuku do plamki anodowej.

Rozważając składnik  $P_{\text{we}} = U_a \cdot j_e$  równania bilansu można założyć, że przy anodzie tworzą się jony dodatnie w wyniku mechanizmu jonizacji polowej. W istniejącym polu temperaturowym w strefie anodowej, charakterystycznym dla łuków dużej mocy, istnieje duże prawdopodobieństwo, że elektrony posiadają energię zdolną do zjonizowania par metalu wydobywających się z plamki anodowej. Można więc przyjąć, że anodowy spadek napięcia jest równy potencjałowi jonizacji par metalowej anody.

$$U_a = U_j \quad (5.4)$$

Po uwzględnieniu równań (5.2), (5.3), (5.4) równanie bilansu mocy na jednostkę powierzchni przyjmuje postać:

$$j_e (U_j + U_\varphi) - P_e - P_p = 0 \quad (5.5)$$

Stąd moc dostarczana do anody na jednostkę powierzchni będzie równa:

$$P_e = j_e (U_j + U_\varphi) - P_p, \quad (5.6)$$

gdzie moc strat z plamki wskutek parowania  $P_p$  jest funkcją temperatury  $\Theta$  i czasu  $t$ .



Model matematyczny plamki anodowej opracowano przyjmując następujące założenia:

- łuk elektryczny traktowany jest jako skoncentrowane źródło ciepła, które jest dostarczone do anody przez powierzchnię plamki anodowej,
- graniczną temperaturą osiąganą przez plamkę jest temperatura wrzenia materiału, tzn. że nad plamką o promieniu  $r_a$  ciśnienie par materiału anody jest równe atmosferycznemu,
- ciepło skoncentrowane w miejscu oddziaływania danego źródła ciepła rozchodzi się w anodzie zgodnie z prawem Fouriera,
- pomija się powierzchniową wymianę ciepła.

Z analizy śladów plamki anodowej [26] oraz obserwacji praktycznych łuku elektrycznego dla materiału elektrod Cu, Al, W wynika, że kształt plamki anodowej zbliżony jest do stożka. Świadczy to o tym, że moc dostarczona do anody wskutek bombardowania jej przez strumień elektronów jest skoncentrowana głównie w środkowej części plamki.

Z danych literaturowych wynika, że plamka anodowa w łuku spawalniczym może w ciągu półokresu odpowiednio dużego prądu osiągnąć temperaturę wrzenia.

Z powyższych rozważań wynika, że najbardziej odpowiednim i najczęściej stosowanym do analizy procesów cieplnych modelem w plamce anodowej jest model opisany równaniem przewodnictwa (5.7) zakładając, że plamka anodowa jest punktowym źródłem ciepła.

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\gamma} \left[ \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right] + \frac{p_v}{c\gamma} \quad (5.7)$$

Rozwiązaniem równania (5.7) dla przyjętych założeń jest następująca całka [25]:

$$\Theta [r, t_k - t] = \frac{I}{c\gamma(4\pi\alpha)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{t_k} \frac{r(t)}{[t_k - t]} \exp \left[ -\frac{r^2}{4\alpha[t_k - t]} \right] dt, \quad (5.8)$$

gdzie:

- $p(t)$  - jest mocą źródła ciepła,  
 $\vartheta(r, t_k - t) = \Theta_w - \Theta_o$  - przyrost temperatury pomiędzy temperaturą wrzenia anody a temperaturą otoczenia,  
 $\alpha = \frac{\lambda}{c\gamma}$  - współczynnik dyfuzyjności cieplnej,  
 $c$  - ciepło właściwe.

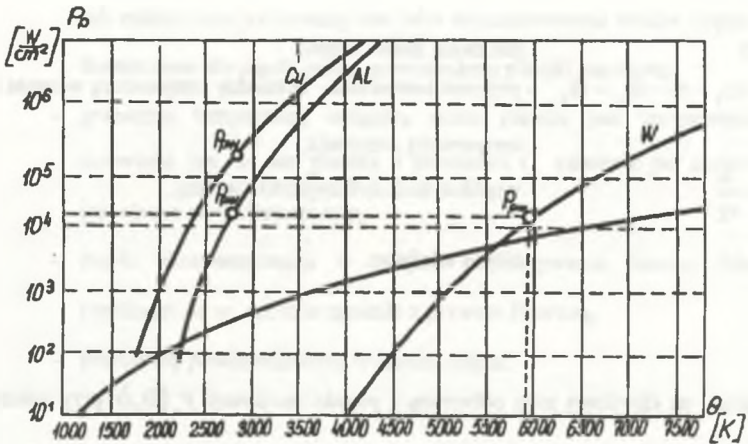
Wyrażenie na chwilową moc odbieraną z płamki anodowej  $P_p(\Theta, t)$  przy założeniu, że graniczną temperaturą uzyskiwaną przez płamkę jest temperatura wrzenia anody, wynosi:

$$P_p(t) = P_{pw} \pi r_w^2(t), \quad (5.9)$$

gdzie:

- $P_{pw}$  - jednostkowa moc strat na parowanie w punkcie wrzenia anody,  
 $r_w$  - promień wrzenia płamki anodowej w funkcji czasu.

Moc strat  $P_p(\Theta)$  przedstawili w postaci graficznej Cobine i Burger [12], wykreślając metodą obliczeniową przez pomnożenie prędkości parowania przez ciepło parowania w odpowiednim dla danego materiału zakresie temperatur. Według opinii autorów błąd popełniony przy wyznaczaniu tych krzywych nie przekraczał 10%. Krzywe jednostkowej mocy strat w funkcji temperatury dla W, Cu, Al wg [12] przedstawiono na rys. 5.2.



Rys.5.2. Krzywe jednostkowej mocy strat w funkcji temperatury [12]

Fig. 5.2. Curves of elementary power loss in temperature function [ 12]

Wartości  $P_{pw}$  dla W, Cu i Al odczytano z wykresów na rys.5.2 i zestawiono w tabeli 5.1.

Tabela nr 5.1

Materiał anody	W	Cu	Al
$P_{pw} \left[ \frac{W}{cm^2} \right]$	$2 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$	$5.25 \cdot 10^4$

Z równań (5.6) i (5.9) wynika wyrażenie na moc dostarczoną do anody ze źródła zasilania :

$$p(t) = i(t)(U_j + U_q) - P_{pw} \pi r_w^2(t) \quad (5.10)$$

Dalszą analizę przeprowadzono dla dwóch sposobów zasilania łuku spawalniczego :

- zasilania napięciem sinusoidalnym o częstotliwości 50 Hz,
- zasilania napięciem prostokątnym o częstotliwości 50 Hz.

### 5.1.2. Obliczenie promienia wrzenia płamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym

Dla napięcia sinusoidalnego równanie (5.10) przyjmuje postać :

$$p(t) = \sqrt{2} P_a \sin \omega t - P_{pr} \pi r_w^2(t), \quad (5.11)$$

gdzie  $P_a$  - wartość skuteczna mocy doprowadzonej do płamki anodowej.

Całkę (5.8) można przedstawić teraz w postaci :

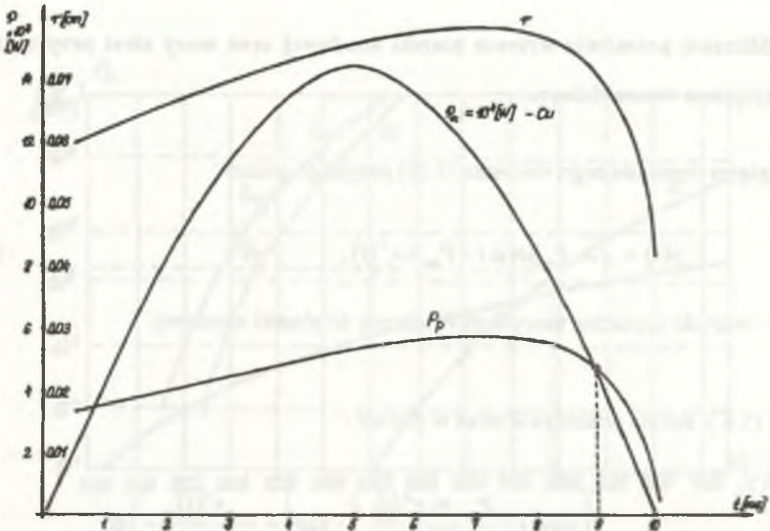
$$\vartheta(r, t_k - t) = \frac{\sqrt{2} P_a}{c\gamma (4\pi\alpha)^2} \int_0^{t_k} \frac{\left[ \sin \omega t - \frac{P_{pr} \cdot \pi \cdot r_w^2(t)}{\sqrt{2} P_a} \right] \cdot \exp \left[ -\frac{r_w^2(t)}{4\alpha(t_k - t)} \right] dt}{[t_k - t]} \quad (5.12)$$

Powyższa całka została rozwiązana numerycznie w ten sposób, że dla ustalonego przyrostu temperatury  $\vartheta_w$  równego różnicy pomiędzy temperaturą wrzenia metalu i temperaturą otoczenia obliczono zmianę w czasie promienia wrzenia  $r_w(t)$ .

Powyższe obliczenia przeprowadzono dla trzech typów anod : aluminiowej, miedzianej i wolframowej. Następnie dla wybranych wartości mocy  $P_a$  obliczono wartości mocy strat  $P_p(t)$ . Przykładowe rozwiązania wyrażenia (5.12) przy kilku wybranych wartościach mocy  $P_a$  pokazano na rys. 5.3 - 5.8.

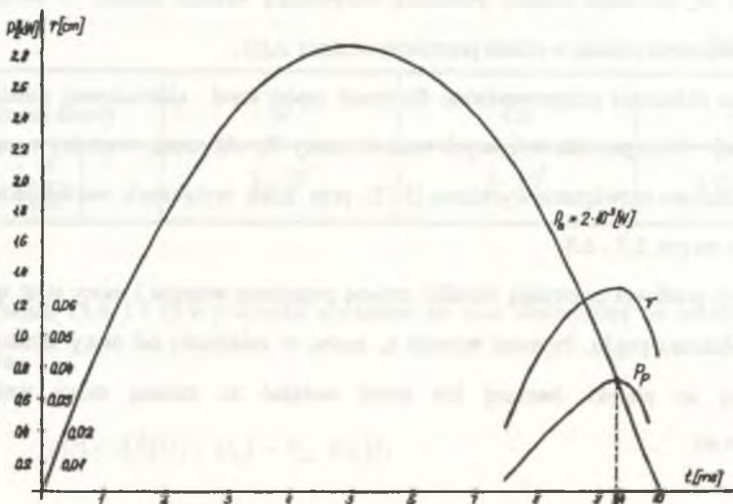
Obliczone przebiegi pozwalają określić zmianę promienia wrzenia i mocy strat w czasie jednego półokresu prądu. Promień wrzenia  $r_w$  może, w zależności od mocy skutecznej  $P_a$  dostarczonej do płamki, bardziej lub mniej nadążać za zmianą mocy wejściowej  $\sqrt{2} \cdot P_a \cdot \sin \omega t$ .





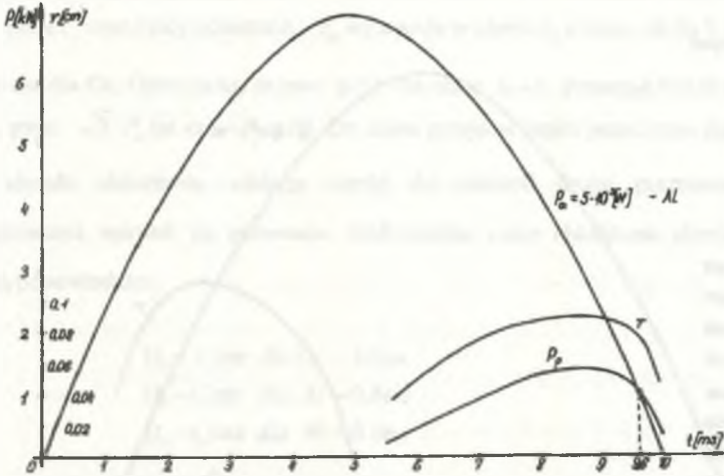
Rys.5.3. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał Cu,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.3. Calculated changes of anode spot parameters waveforms in time functions. Material Cu,  $P_a = 10^4$  W. Sinusoid supply voltage



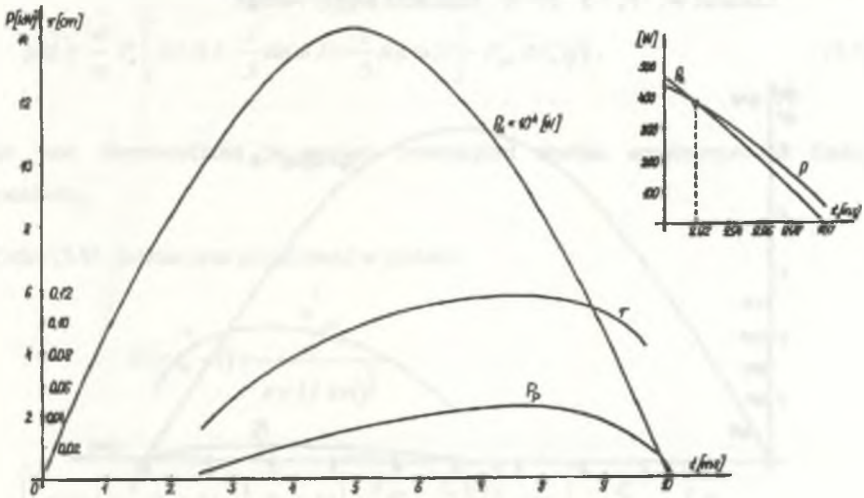
Rys.5.4. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 2 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.4. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 2 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



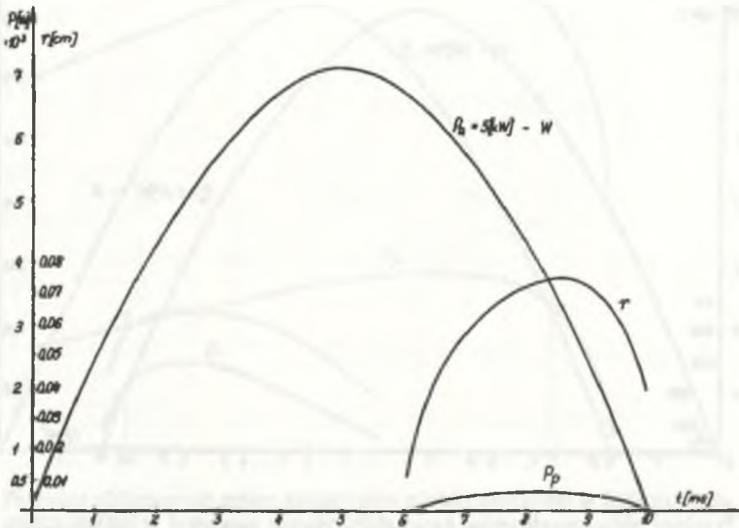
Rys. 5.5. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : aluminium,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.5. Wave forms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



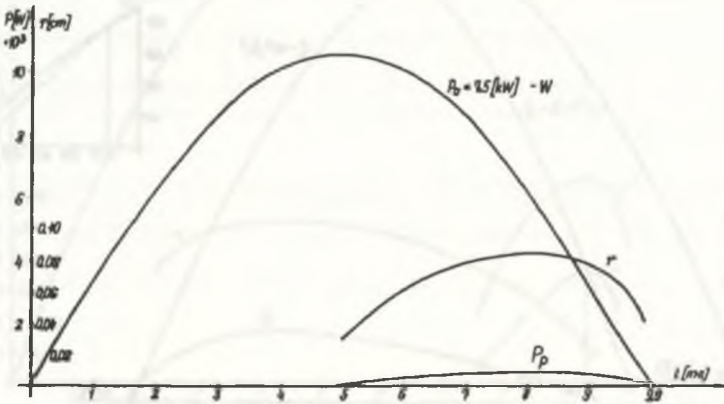
Rys. 5.6. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : aluminium,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.6. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 10^4$  W. Sinusoid supply voltage



Rys. 5.7. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 5,0 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.7. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage



Rys. 5.8. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał : wolfram,  $P_a = 7,5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania sinusoidalne

Fig. 5.8. Wave forms of calculated changes of anode spot parameters. Material W,  $P_a = 7,5 \cdot 10^3$  W. Sinusoid supply voltage

Z przedstawionych wykresów widoczne jest, że dla Al i Cu zrównanie mocy dostarczonej  $\sqrt{2} \cdot P_a \cdot \sin \omega t$  oraz mocy odbieranej  $P_p$  występuje w chwili  $t_3$  równej około 9.4 ms dla Al oraz 9.0 ms dla Cu. Oznacza to, że moc  $p(t)$  dla czasu  $t_3 - t_1$  przestaje być dostarczana do plamki, gdyż  $\sqrt{2} \cdot P_a \sin \omega t - P_p \leq 0$ . Do czasu przejścia prądu przez zero plamka będzie zatem ulegała chłodzeniu, oddając ciepło do elektrod drogą przewodnictwa oraz promieniowania wskutek jej parowania. Maksymalne czasy chłodzenia plamki anodowej wynoszą odpowiednio:

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla Cu} - 1.0ms$$

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla Al} - 0.6ms$$

$$(t_3 - t_1)ms \text{ dla W} - 0.1ms$$

### 5.1.3. Obliczenia promienia wrzenia plamki anodowej oraz mocy strat przy zasilaniu napięciem prostokątnym

Dla napięcia zasilania o kształcie prostokątnej równanie (5.10) przyjmuje postać:

$$p(t) = \frac{4}{\pi} P_a \left[ \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3t + \frac{1}{5} \sin 5t \right] - P_{pw} \pi r_w^2(t), \quad (5.13)$$

gdzie moc doprowadzona w postaci prostokątnej została aproksymowana funkcją sinusoidalną.

Całkę (5.8) można teraz przedstawić w postaci:

$$\vartheta(r, t_k - t) = \frac{\frac{4}{\pi} P_a}{c \gamma (4 \pi \alpha)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\int_0^{t_k} \frac{\left[ \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3t + \frac{1}{5} \sin 5t \right] - \frac{P_{pw} \pi^2 r_w^2(t)}{4 P_a}}{(t_k - t)} \cdot \exp \left[ \frac{r_w^2}{4 \alpha (t_k - t)} \right] dt \quad (5.14)$$

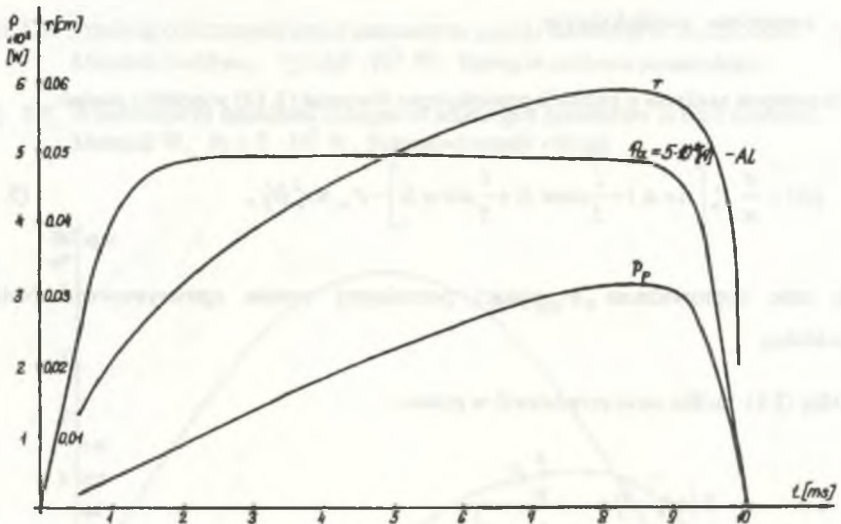


Całka (5.14) została rozwiązana numerycznie, podobnie jak całka (5.12). Dla ustalonego przyrostu temperatury  $\vartheta_w$  równego różnicy pomiędzy temperaturą wrzenia materiału i temperaturą otoczenia obliczono zmianę w czasie promienia  $r_w(t)$ . Obliczono również przebiegi mocy strat  $P_p$ .

Przykładowe rozwiązania wyrażenia dla różnych anod oraz przy kilku wybranych mocach  $P_a$  podano na rysunkach 5.9 - 5.12.

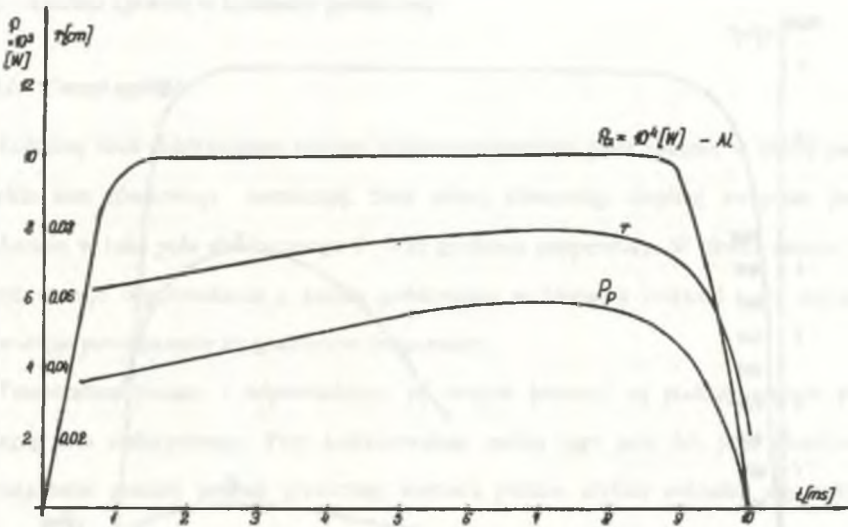
Z przedstawionych wykresów widać, że kształt prądu, w tym przypadku prostokątny, wpływa zdecydowanie na charakter przebiegu mocy  $p(t)$ . Zrównanie się mocy dostarczonej z mocą odbieraną następuje praktycznie dla wszystkich anod w chwilach  $t = t_1 = 10 \text{ ms}$  z niewielkimi odchyłkami wynoszącymi od 0.1 do 0.2 ms.

Oznacza to, że w czasie trwania półokresu moc jest ciągle dostarczana do plamki anodowej, nie dopuszczając do jej ochłodzenia się.



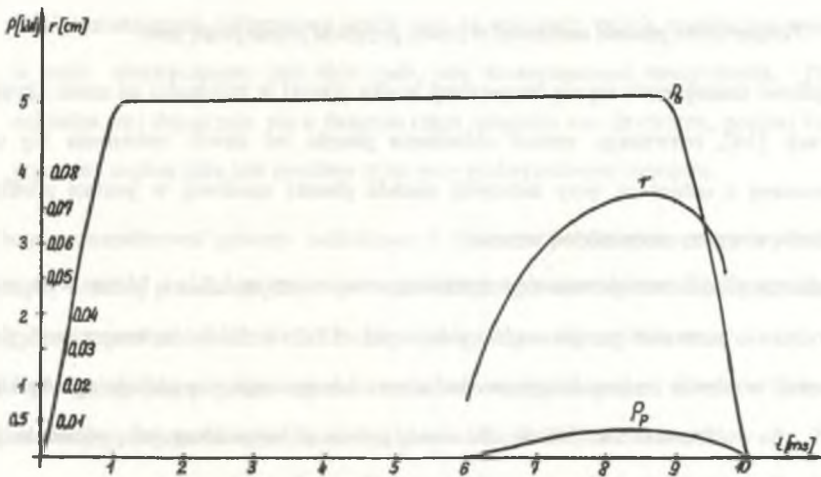
Rys. 5.9. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 5 \cdot 10^3 \text{ W}$ . Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.9. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 5 \cdot 10^3 \text{ W}$ . Rectangular supply voltage



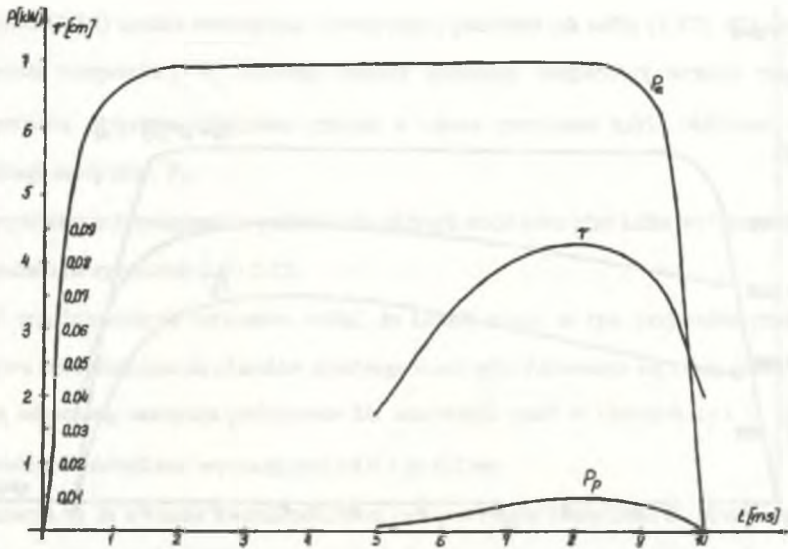
Rys. 5.10. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: aluminium,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.10. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material Al,  $P_a = 10^4$  W. Rectangular supply voltage



Rys. 5.11. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.11. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 5 \cdot 10^3$  W. Rectangular supply voltage



Rys. 5.12. Przebieg obliczonych zmian parametrów plamki anodowej w funkcji czasu. Materiał: wolfram,  $P_a = 10^4$  W. Napięcie zasilania prostokątne

Fig. 5.12. Waveforms of calculated changes of anode spot parameters in time function. Material W,  $P_a = 10^4$  W. Rectangular supply voltage

#### 5.1.4. Temperatura plamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero

Prędkość zmniejszania się temperatury środka plamki w zależności od czasu określono w pracy [34], rozważając proces chłodzenia plamki od chwili zrównania się mocy dostarczonej z odbieraną, przy założeniu modelu plamki anodowej w postaci półsfery o promieniu równym promieniowi wrzenia.

Średnią prędkość zmniejszania się temperatury oszacowano na  $1 \text{ K}/\mu\text{s}$ . Można więc przyjąć na podstawie rozważań przeprowadzonych w pkt. 5.1.2 i 5.1.3, że temperatura plamki anodowej w chwili zmiany biegunowości sinusoidalnego napięcia zasilającego będzie od 100 K dla wolframu do ok. 1000 K dla miedzi niższa od temperatury, jaką posiadała ona w chwili zrównania się mocy dostarczonej i mocy oddawanej.

W przypadku zasilania napięciem prostokątnym temperatura środka plamki anodowej w chwili zmiany biegunowości nie ulegnie zmianie i będzie bliska temperaturze wrzenia materiału anody.

## 5.2. Analiza zjawisk w kolumnie połukowej

### 5.2.1. Uwagi ogólne

Kolumnę łuku elektrycznego stanowi niskotemperaturowa gęsta plazma, w której panuje zwykle stan równowagi termicznej. Stan pełnej równowagi cieplnej związany jest z istnieniem w łuku pola elektrycznego  $E$  oraz gradientu temperatury. W chwili zaniku łuku ciepło zostaje odprowadzone z kanału połukowego w kierunku elektrod i do otoczenia powodując powiększenie się gradientów temperatury.

Temperatura plazmy i odpowiadający jej stopień jonizacji są podtrzymywane przez energię pola elektrycznego. Przy krótkotrwałym zaniku tego pola lub jego chwilowym zmniejszeniu poniżej pewnej granicznej wartości plazma szybko ochładza się wskutek promieniowania i przewodnictwa cieplnego. Jeżeli po krótkotrwałym zaniku pola elektrycznego między elektrodami ponownie się ono pojawia, to możliwe są dwa przypadki:

- Ilość pozostających elektronów i jonów w dejonizującej się plazmie jest na tyle duża, że przyłożone pole elektryczne wywołuje przepływ znacznego prądu połukowego, umożliwiając ponowny zapłon łuku.
- Ilość pozostających elektronów i jonów jest na tyle mała, że ich energia zgromadzona w polu elektrycznym jest zbyt mała, aby skompensować straty ciepła. Plazma ochładza się i dejonizuje się w dalszym ciągu osiągając stan krytyczny, poniżej którego ponowny zapłon łuku jest możliwy tylko przy podwyższonym napięciu.

Chcąc przeanalizować procesy zachodzące w obszarze połukowym należy wydzielić w nim część, w której plazma znajduje się w stanie lokalnej równowagi termicznej od części, w której plazma została zdejonizowana i zachowuje się jak gaz słabo zjonizowany.

Dla plazmy znajdującej się w stanie quasi-równowagi słuszne jest równanie Saha [35], [37], zawierające zależność stopnia jonizacji gazu od temperatury i ciśnienia :

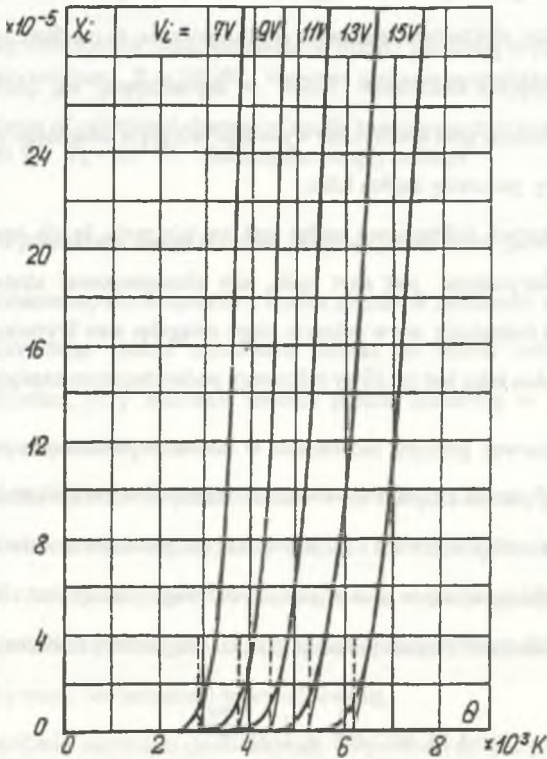
$$x_j = 5.65 \cdot 10^{-4} \cdot \Theta^{\frac{5}{2}} \cdot p_0^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{5800 U_j}{\Theta}}, \quad (5.15)$$

gdzie:  $\Theta$  - temperatura [K],  $U_j$  - potencjał jonizacji [V].



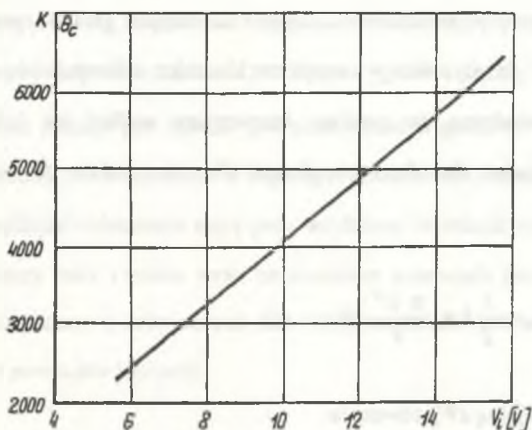
Zależność (5.15) została wykreślona na rys. 5.13 dla różnych potencjałów jonizacji gazu  $U_j$ . Z zależności tej można wyznaczyć temperaturę krytyczną  $\Theta_c$ , powyżej której stopień jonizacji gwałtownie wzrasta. Temperaturę krytyczną  $\Theta_c$  wyznacza prosta będąca przedłużeniem silnie wznoszącej się części krzywej Saha w punkcie przecięcia się z osią temperatury. Temperatura krytyczna  $\Theta_c$  spełnia rolę temperatury granicznej plazmy dla danego słupa łuku. Znając rozkład przestrzenny temperatury w kolumnie połukowej można za pomocą wartości temperatury  $\Theta_c$  określić średnicę strumienia plazmy oraz długość słabo zjonizowanych warstw, jeżeli znany jest lokalny potencjał jonizacji gazu  $U_j$ . Z zależności na rys. 5.13 wykreślić można przebieg  $\Theta_c = f(U_j)$ . Przebieg ten przedstawiono na rys. 5.14. Jest on praktycznie liniową funkcją potencjału jonizacji gazu. W przybliżeniu temperaturę krytyczną można obliczyć ze wzoru:

$$\Theta_c \approx 407 U_j \quad (5.16)$$



Rys. 5.13. Zależność stopnia jonizacji w funkcji temperatury

Fig. 5.13. Ionization degree dependence in time function



Rys. 5.14. Przebieg temperatury krytycznej plazmy w funkcji potencjału jonizacji

Fig. 5.14. Waveforms of critical plasma temperature in ionization potential function

### 5.2.2. Zmiana temperatury plazmy

Uwzględniając fakt, że energia wewnętrzna elementu plazmy o długości  $dl$  składa się z energii kinetycznej  $dW_k$  wchodzących cząstek oraz energii potencjalnej  $dW_j$  zjonizowanych atomów, można ułożyć równanie przedstawiające proces chłodzenia elementu  $dl$  plazmy [37].

$$-dW_k - dW_j = \varepsilon \Theta^4 D \pi dl dt + \lambda \frac{d\Theta}{dx} \pi D dl dt, \quad (5.17)$$

gdzie:

$dW_k, dW_j$  - straty energii kinetycznej i potencjalnej elementu  $dl$  plazmy,

$l$  - długość kolumny łuku,

$\Theta$  - temperatura kolumny łuku,

$D$  - średnica kolumny łuku,

$\varepsilon$  - współczynnik emisyjności całkowitej.

Założeniem głównym przy upraszczaniu równania (5.17) jest przyjęcie, że straty energii przez promieniowanie i przewodnictwo ciepłe zachodzące głównie przez powierzchnię boczną elementu dl plazmy. Straty energii w kierunku osiowym (do elektrod) można pominąć, bowiem wiadomo, że gradient temperatury wzdłuż osi kolumny łuku jest nieznaczny. Podstawiając dla elementu plazmy dl odpowiednio za energię kinetyczną równanie:

$$dW_k = \frac{l}{2} k n_0 \frac{\pi \cdot D^2}{4} dl \quad (5.18)$$

oraz za energię potencjalną  $dW_j$ , równanie:

$$dW_j = x_j n_0 \frac{\pi D^2}{4} dl \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} U_j \quad (5.19)$$

i uwzględniając zależność (5.15) otrzymano następujące równanie różniczkowe:

$$\left[ -\frac{l}{8} k n_0 D d\Theta - 2,26 \cdot 10^{16} n_0 D p_c^{-\frac{1}{2}} d\Theta \left[ \frac{5}{4} \Theta^{\frac{1}{4}} \cdot e^{-\frac{5800U_j}{\Theta}} + \frac{5800U_j}{\Theta^{\frac{3}{4}}} \cdot e^{-\frac{5800U_j}{\Theta}} \right] \right] = \epsilon \Theta^4 dt \quad (5.20)$$

Rozwiązaniem równania (5.20) przy założeniu temperatury minimalnej równej  $\Theta_c$  i temperatury maksymalnej równej  $\Theta_{\max} = 800U_j$ , jest zależność:

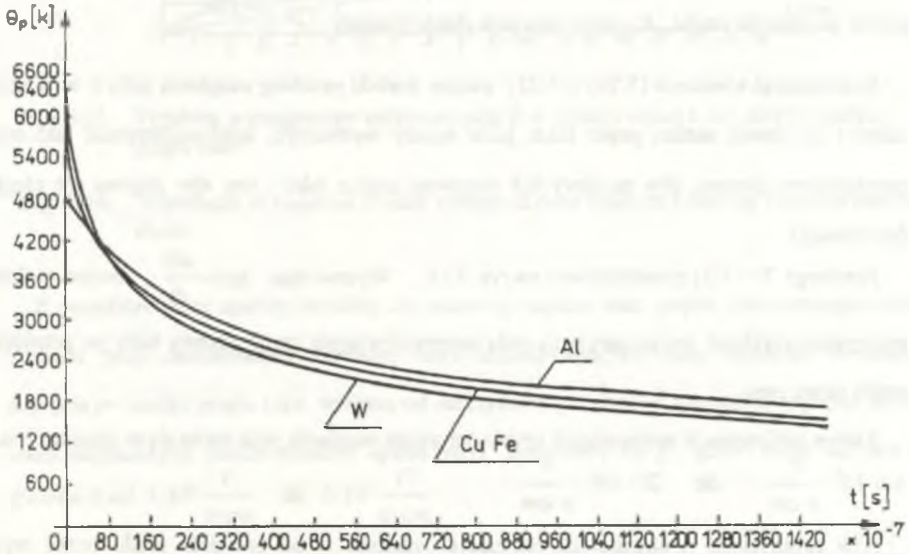
$$-2,65 \cdot 10^{12} \cdot \frac{l}{\Theta_{\max}} - 2,9 \cdot 10^8 \cdot \frac{U_j}{\Theta_{\max}} \left[ \Theta_1^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{5800U_j}{\Theta_1}} - \Theta_2^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{5800U_j}{\Theta_2}} \right] = \Theta_r \Delta t, \quad (5.21)$$

gdzie:

- $\Theta_1$  - temperatura początkowa,
- $\Theta_2$  - temperatura końcowa,
- $\Theta_r$  - temperatura średnia.

Rozwiązanie równania (5.21) przedstawiono w formie wykresów na rys. 5.15 dla plazmy w parach aluminium, miedzi i wolframu w postaci zależności temperatury plazmy  $\Theta_p$  od czasu upływającego od zaniku prądu. Z przebiegu wykresu  $\Theta_p = f(t)$  widoczne jest, że prędkość chłodzenia plazmy par miedzi jest nieznacznie większa od prędkości chłodzenia plazmy par aluminium, co związane jest z większym potencjałem jonizacji par miedzi.

Największą prędkość chłodzenia mają pary wolframu. Szybkość chłodzenia plazmy par (dejonizacja kolumny łuku) rośnie wraz ze wzrostem potencjału jonizacji par metalu. Te zależności tłumaczą znany z doświadczeń fakt małej stabilności łuków płonących w parach metali o wysokim potencjale jonizacji.



Rys. 5.15. Zależność temperatury plazmy dla par różnych materiałów elektrod w funkcji czasu upływającego od chwili zaniku prądu łuku

Fig. 5.15. Plasma temperature dependence for a pair of different electrode material in time function starting from current arc decay



### 5.2.3. Wpływ natężenia pola elektrycznego na ponowny zapłon łuku

Aby zapobiec dejonizacji plazmy i jej chłodzeniu w kolumnie łukowej w chwili przejścia prądu przez zero należy wytworzyć w przestrzeni międzyelektrodowej pole elektryczne o odpowiednim natężeniu.

Spowodowałoby to wzrost energii cząstek w kolumnie łukowej, tak aby skompensować straty związane z promieniowaniem i przewodnictwem cieplnym elementu jednostkowego o długości  $dl$ .

Korzystając z (5.17) można więc napisać:

$$E \cdot j \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot dl \cdot dt \geq \epsilon \cdot \Theta' \cdot \pi \cdot D \cdot dl \cdot dt + \lambda \cdot \frac{d\Theta}{dx} \cdot \pi \cdot D \cdot dl \cdot dt, \quad (5.22)$$

gdzie:  $j$  - gęstość prądu,  $E$  - natężenie pola elektrycznego.

Rozwiązując równania (5.20) i (5.22) można znaleźć przebieg natężenia pola  $E$  w funkcji czasu  $t$  od chwili zaniku prądu łuku, jakie należy wytworzyć, żeby podtrzymać taki stan energetyczny plazmy, aby możliwy był ponowny zapłon łuku ( tzn. aby plazma nie uległa dejonizacji).

Przebiegi  $E = f(t)$  przedstawiono na rys. 5.16 . Wyznaczając  $tg\alpha = \frac{dE}{dt}$  , można znaleźć minimalną szybkość zmian natężenia pola uniemożliwiającą zanik plazmy łuku po przejściu prądu przez zero.

Zakres obliczonych minimalnych szybkości zmian natężenia pola waha się w granicach od  $6.6 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm}$  do  $20 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm}$ .

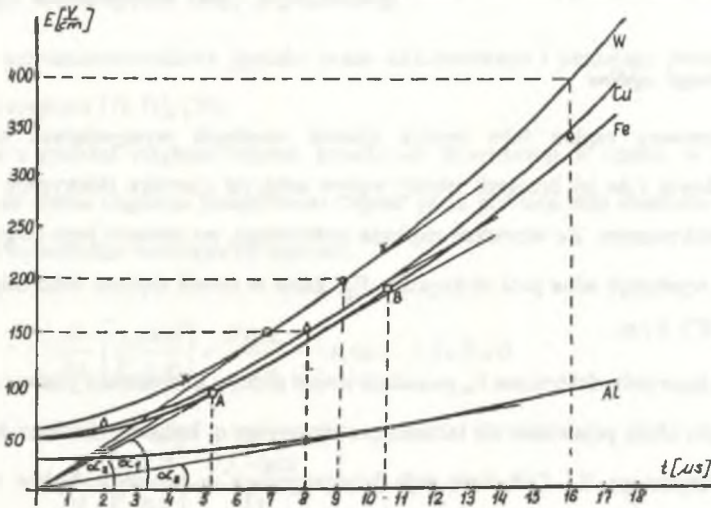
Aby zainicjować ponownie łuk po czasie zapłonu  $t_2$  od przejścia prądu przez zero, szybkość narastania natężenia pola  $E$  wytwarzanego przez zasilacz łuku powinna być większa od wartości:

$$6.6 \cdot 10^6 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Al}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Cu}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par Fe}$$

$$2 \cdot 10^7 \cdot \frac{V}{s \cdot cm} \quad \text{- dla spawania w atmosferze par W}$$



Rys.5.16. Przebieg wymaganego natężenia pola E w funkcji czasu t od chwili zaniku prądu łuku

Fig. 5.16. Waveform of required E field voltage in time function t starting from current arc decay

Z przedstawionej analizy wynika, że ponowny zapłon łuku prądu przemiennego może nastąpić przy zastosowaniu zasilaczy łuku umożliwiających dużą szybkość narastania napięcia po zaniku prądu łuku, większą od maksymalnej szybkości narastania napięcia źródeł konwencjonalnych (transformatory spawalnicze, generatory itp.), gdzie waha się ona w granicach od  $1 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}}$  do  $5 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}}$

Wymaganie wyższej stromości narastania napięcia mogą spełnić nowe generacje zasilaczy łuku - zasilacze elektroniczne.

Reasumując powyższe, warunek na minimalną szybkość narastania pola elektrycznego umożliwiającą stabilne zachowanie plazmy łuku przy przejściu prądu przez zero:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{min}} \geq 2 \cdot 10^7 \frac{\text{V}}{\text{s} \cdot \text{cm}} \quad (5.23)$$

jest jednym z parametrów precyzujących sterowanie strumieniem energii podczas spawania prądem przemiennym.

### 5.3. Zjawiska elektryczne w warstwie przykatodowej

#### 5.3.1. Uwagi ogólne

Na ponowny zapłon łuku oprócz zjawisk cieplnych występujących w warstwie przykatodowej i na jej brzegach istotny wpływ mają też zjawiska elektryczne związane z polem elektrycznym. Ze wzrostem napięcia powrotnego, po zmianie jego biegunowości w warstwie występuje silne pole elektryczne  $E_p$ , które w chwili zapłonu łuku osiąga wartość  $(10^7 - 10^8) \text{ V/m}$ .

Narastające pole elektryczne  $E_p$  powoduje wzrost różnicy koncentracji jonów i elektronów, a co za tym idzie, pojawienie się ładunku przestrzennego  $q$ , będącego źródłem dodatkowego pola elektrycznego  $E_s$ . Całkowite pole  $E$  występujące w warstwie będzie więc równe:  $E = E_p + E_s$ . Gradient natężenia pola, będącego efektem ładunku przestrzennego, opisuje równanie Poissona w postaci:

$$\nabla^2 U_s = \frac{q}{\epsilon_0} (n_j - n_e)$$

Analizę rozkładu natężenia pola wzdłuż warstwy dla różnych czasów od chwili przejścia napięcia przez zero przedstawiono w: [18], [36], [37]. Wynika stąd, że natężenie pola zmienia się od wartości maksymalnej na powierzchni katody do wartości zerowej na granicy warstwy z plazmą, przy czym gradient natężenia pola w pobliżu punktu  $x = d$  ( $d$  - grubość warstwy liczona od powierzchni katody) jest znacznie większy niż dla pozostałego obszaru. Grubość warstwy przykatodowej w chwili zapłonu łuku jest w przybliżeniu wartością stałą niezależną od stromości napięcia, jednakże w przypadku dużej stromości napięcie niezbędne do powstania ponownego zapłonu łuku jest osiągane szybciej. Sformułowanie ogólnego modelu matematycznego strefy przykatodowej pozwoliłoby na analizę warunków inicjacji łuku i jego ponownego zapłonu.

### 5.3.2. Model matematyczny strefy przykatodowej

Rozkład przestrzenno-czasowy gęstości prądu elektronowego i jonowego można opisać równaniami ciągłości [7], [8], [26].

Zgodnie z prawem ciągłości cząstek zmiana ich koncentracji w czasie, w jednostce objętości, jest równa ciągłemu przepływowi cząstek przez powierzchnię elementu objętości plus cząstki wytworzone wewnątrz tej objętości.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{j_e(x,t)}{V_e(x,t)} \right] + \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial x} - \alpha_j(x,t) \cdot j_e(x,t) = 0 \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{j_j(x,t)}{V_j(x,t)} \right] - \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial x} - \alpha_e(x,t) \cdot j_e(x,t) = 0, \quad (5.25)$$

gdzie:  $V_e$ ,  $V_j$  - odpowiednio prędkość elektronów i jonów.

Są to równania różniczkowe cząstkowe, opisujące zmianę koncentracji elektronów i jonów w warstwie przykatodowej w funkcji czasu i przestrzeni. Współrzędna przestrzenna „ $x$ ” jest liczona od powierzchni katody do powierzchni granicznej warstwy i plazmy, a współrzędna czasu „ $t$ ” zmienia się od chwili zmiany biegunowości napięcia powrotnego do chwili zapłonu.

$x \in \langle 0, d \rangle$	$x = 0$	powierzchnia katody
	$x = d$	powierzchnia graniczna warstwy z plazmą połukową
$t \in \langle 0, t_z \rangle$	$t = 0$	chwila zmiany biegunowości napięcia zasilającego
	$t = t_z$	chwila zapłonu

Warunki brzegowe uwzględniają rodzaj gazu kolumny połukowej, jego temperaturę, ciśnienie, w jakim się znajduje oraz materiał i temperaturę elektrod.



Można je przyjąć następująco:

$$j_e(0,t) = \gamma_j \cdot j_j(0,t) + j_{em}(0,t) \quad (5.26)$$

$$j_j(d,t) = e \cdot n_s \cdot V_j(t) \quad (5.27)$$

Warunek (5.26) określa gęstość prądu elektronowego wynikającego ze zjawisk występujących na powierzchni katody w danej chwili czasowej „t”.

Pierwszy składnik tego równania obrazuje przyrost gęstości prądu elektronowego na skutek jonizacji wtórnej. Jest on proporcjonalny do gęstości prądu jonowego w pobliżu katody, gdyż wielkość współczynnika jonizacji  $\gamma_j$ , zależy od koncentracji i energii jonów przy katodzie.

Drugi składnik reprezentuje przyrost gęstości prądu elektronowego na skutek emisji katody. Rodzaj emisji jest zapisany w równaniu w sposób ogólny i może oznaczać zarówno emisję termiczną, jak i polową.

Warunek brzegowy (5.27) określa gęstość prądu jonowego w danej chwili czasowej „t” na granicy warstwy przykatodowej i plazmy kolumny połukowej.

Przyjęto następujące założenia upraszczające:

- warstwa przykatodowa jest warstwą izolacyjną, a kolumna połukowa posiada dużą przewodność, więc całe napięcie zasilania jest przyłożone do warstwy,
- przepływ cząstek naładowanych odbywa się tylko wzdłuż osi x,
- kolumnę połukową stanowi plazma izotermiczna, czyli na granicy warstwy z kolumną łukową koncentracja elektronów  $n_e$  i jonów  $n_j$  są równe,  $n_e = n_j = n_s$ .

Ogólne wyrażenie na rozkład pola elektrycznego można przyjąć następująco:

$$E(x) = E_{max} e^{-\frac{G-x}{d}} ; \quad G - \text{wartość stała} \quad (5.28)$$

Jeżeli założyć liniowy przebieg napięcia zasilania to natężenie pola elektrycznego wyniesie:

$$E(t) = \frac{a \cdot t}{d}, \quad (5.29)$$

gdzie:  $a$  - stromość napięcia zasilania,

$d$  - długość strefy przykatodowej.

Zakładając równą wartość powierzchni pola pod krzywymi opisanymi równaniami (5.28), (5.29), otrzymujemy:

$$E(x, t) = \frac{w \cdot a \cdot t}{d} \cdot e^{-\frac{ax}{d}}, \quad (5.30)$$

gdzie:  $w = \frac{G}{1 - e^{-G}}$ .

Prędkość cząstek można opisać zależnościami:

$$V_e(x, t) = b_e \cdot E(x, t) \quad (5.31)$$

$$V_j(x, t) = b_j \cdot E(x, t), \quad (5.32)$$

gdzie:

$b_e$  - ruchliwość elektronów,

$b_j$  - ruchliwość jonów.

Współczynnik pierwotnej jonizacji Townsenda dany jest równaniem:

$$a_j(x, t) = A \cdot e^{-\frac{B}{E(x, t)}}; \quad A, B - \text{współczynniki stałe} \quad (5.33)$$

Gęstość prądu emisji termicznej wyraża zależność:

$$j_{\text{em}} = C_e \cdot \Theta_e^2 \cdot e^{-\frac{11600}{\Theta_e}} \cdot e^{-\frac{0,44 \sqrt{E(x, t)}}{\Theta_e}}, \quad (5.34)$$

gdzie:  $C_e$  - stała emisji elektronów z elektrody,

$\Theta_e$  - temperatura elektrody.

Oznaczając stosunek gęstości prądu jonowego do gęstości prądu całkowitego literą  $K$  otrzymamy zależność:

$$K = \frac{j_j(0,t)}{j_e(0,t) + j_j(0,t)} \quad (5.35)$$

Wstawiając (5.30) - (5.35) do równań (5.24) i (5.25) uzyskamy równania ciągłości w postaci:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial t} \cdot t - j_e(x,t) \left\{ 1 + A_1 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot t^2 \cdot \exp\left[-A_2 \exp\left[\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{l}{t}\right] \right\} + \\ & + A_3 t^2 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{\partial j_e(x,t)}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial t} \cdot t - j_j(x,t) \cdot \left\{ A_4 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot t^2 \cdot \exp\left[-A_2 \exp\left[\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{l}{t}\right] \right\} j_e(x,t) - \\ & - A_3 t^2 \exp\left[-\frac{G \cdot x}{d}\right] \cdot \frac{\partial j_j(x,t)}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (5.37)$$

oraz warunki brzegowe:

$$j_e(0,t) = \frac{l-K}{1-K(l+j)} A_4 e^{\frac{A_2}{d}} \quad (5.38)$$

$$j_j(d,t) = A_5 t \quad (5.39)$$

i warunki początkowe:

$$j_e(x,0) = j_j(x,0) = 0, \quad (5.40)$$

gdzie odpowiednie stałe  $A_1 - A_5$  wynoszą:

$$A_1 = \frac{A \cdot b_e \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_2 = \frac{B \cdot a}{d},$$

$$A_3 = \frac{b_e \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_4 = \frac{A \cdot b_j \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_5 = \frac{b_j \cdot w \cdot a}{d},$$

$$A_6 = \Theta_e^2 \cdot \exp\left[-\frac{11600}{\Theta_e}\right],$$

$$A_7 = \exp\left[\frac{0,44}{\Theta_e}\right] \sqrt{\frac{w \cdot a}{d}},$$

$$A_8 = \frac{e \cdot n_s \cdot b_j \cdot w \cdot a \cdot e^{-\sigma}}{d}.$$

Równania (5.36) i (5.37) można rozwiązać metodami numerycznymi [47], co pozwala obliczyć gęstość prądu całkowitego w funkcji czasu licząc od chwili przejścia napięcia przez zero z zależności:

$$j(t) = \frac{1}{d} \int_0^d [j_e(x,t) + j_j(x,t)] dx \quad (5.41)$$

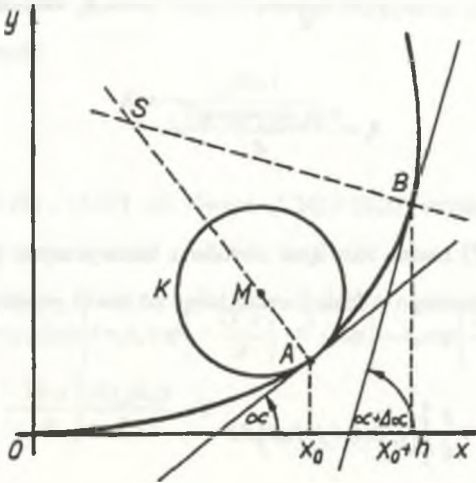
Przykładowy przebieg gęstości prądu całkowitego dla elektrod miedzianych z przerwą międzyelektrodową 2 mm przy napięciu źródła zasilania 500 V i stromości napięcia  $7,5 \cdot 10^6 \text{V/s}$  obliczony wg zależności (5.41) przedstawia rys.5.18. Przebieg krzywej  $j = f(t)$  jest bardzo charakterystyczny. Odznacza się on powolnym wzrostem gęstości prądu w początkowym okresie, po którym następuje szybki jej wzrost. Tę chwilę można uznać za czas ponownego zapłonu łuku.

### 5.3.3. Wyznaczanie czasu ponownego zapłonu łuku

Analizując przebieg funkcji gęstości prądu całkowitego można stwierdzić, że początek szybkiego jej wzrostu będzie określał chwilę zapłonu  $t_2$ . Zapłon nastąpi więc w punkcie maksymalnej krzywizny funkcji  $j = f(t)$ . Obiektywna metoda wyznaczenia  $t_2$  może więc być oparta na definicji krzywizny krzywej  $y = f(x)$ , [62].

Dla zadanej funkcji  $f(x)$  dwukrotnie różniczkowalnej w pewnym przedziale  $[x_0, x_0 + h]$  poprowadzimy styczne w punktach  $A[x_0, f(x_0)]$  i  $B[x_0 + h, f(x_0 + h)]$ , rys. 5.17.





Rys. 5.17. Wyznaczanie maksymalnej krzywizny funkcji  $f(x)$

Fig. 5.17. Determining maximum curvature function

Styczne te tworzą z osią  $x$  kąty odpowiednio równe  $\alpha$  i  $\alpha + \Delta\alpha$ .

Krzywizną krzywej  $y = f(x)$  w punkcie  $A$  nazywamy granicę krzywizny średniej łuku  $AB$ .

$$k = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\Delta\alpha}{|AB|}, \quad (5.42)$$

gdzie:

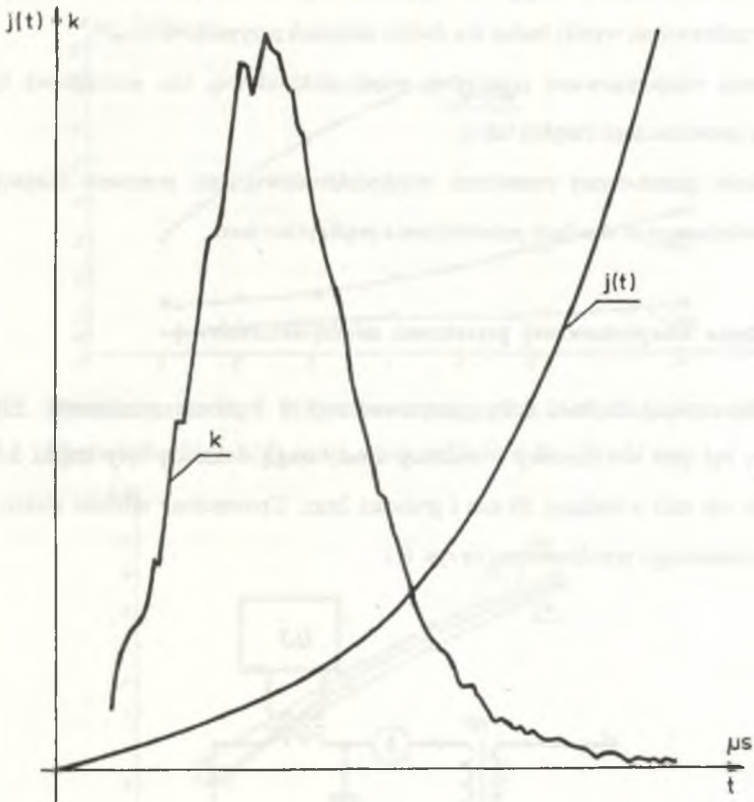
$$|AB| = \sqrt{h^2 + [f(x_0+h) - f(x_0)]^2} = h \sqrt{1 + \frac{[f(x_0+h) - f(x_0)]^2}{h^2}},$$

$$\Delta\alpha = \arctg f'(x_0+h) - \arctg f'(x_0)$$

Wynik obliczeń przedstawiono na rys. 5.18 dla przykładowo obliczonej funkcji gęstości prądu całkowitego  $j(t)$ , [47].

Widać, że maksymalna krzywizna dla przebiegu  $j(t)$  na rysunku 5.18 występuje dla czasu  $t_z = 41 \mu s$ . Przy stromości wzrostu napięcia powrotnego równej  $a = 7,5 \cdot 10^6 \frac{V}{s}$ , napięcie ponownego zapłonu dla rozpatrywanego punktu charakterystyki ponownego zapłonu wynosi:

$$U_z = a \cdot t_z = 7,5 \cdot 10^6 \frac{V}{s} \cdot 41 \cdot 10^{-6} s \cong 307 V$$



Rys.5.18. Sposób wyznaczenia punktu zapłonu łuku  $t_z$  na krzywej  $j(t)$

Fig. 5.18. Method of determining ignition arc point  $t_z$  on curve  $j(t)$

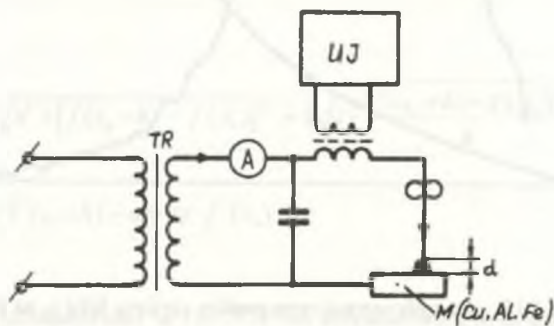
## 6. EKSPERYMENTALNA IDENTYFIKACJA PARAMETRÓW PRZESTRZENI MIĘDZYELEKTRODOWEJ

Przy projektowaniu zasilaczy łuku spawalniczego bardzo ważne są informacje dotyczące wysokości napięcia i wartości energii, jakie należy przyłożyć do przestrzeni międzyelektrodowej, aby uzyskać pewny zapłon łuku i jego stabilne płonienie w chwilach przechodzenia prądu przez zero w zależności od odległości i materiału elektrod, rodzaju gazu osłonowego i prądu łuku. Informacje te mogą być uzyskane na podstawie pomiarów laboratoryjnych. Poniżej przedstawiono wyniki badań dla dwóch istotnych przypadków:

- badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej, tzn. początkowa inicjacja łuku spawalniczego (zapłon łuku),
- badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej, tzn. ponowna inicjacja łuku spawalniczego w chwilach przechodzenia prądu przez zero.

### 6.1. Badania niezjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej

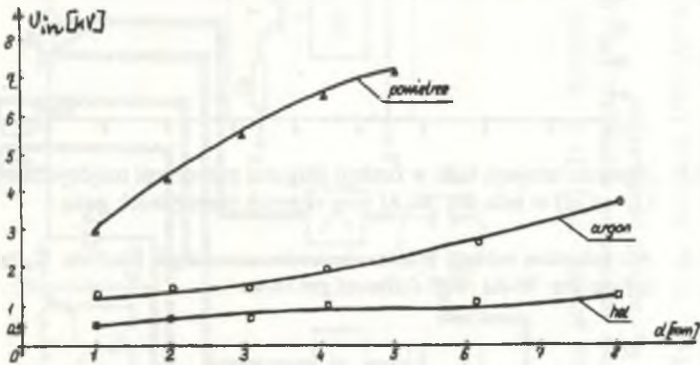
Pomiary napięcia zapłonu łuku przeprowadzono w komorze pomiarowej. Elektroda nietopliwą był pręt wolframowy o średnicy 4mm, drugą elektrodą były krążki z miedzi, aluminium lub stali o średnicy 30 mm i grubości 2mm. Uproszczony schemat elektrycznego układu pomiarowego przedstawiono na rys. 6.1.



Rys. 6.1. Uproszczony schemat elektryczny układu pomiarowego

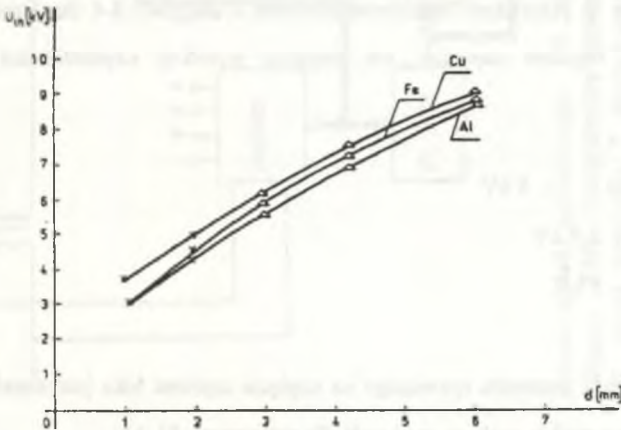
Fig. 6.1. Simplified circuit of electric measuring system

Elektrody zasilono napięciem przemiennym o wartości 70V. Do inicjacji łuku spawalniczego stosowano iskiernikowy generator w.cz lub elektroniczny generator impulsów umożliwiający osiąganie napięć do 10 kV. Pomiar napięcia zapłonu wykonano za pomocą iskiernika kulowego o średnicy kul 20 mm, przy czym każdy punkt charakterystyki jest wartością średnią z kilkunastu pomiarów. Mierzono napięcia inicjacji łuku spawalniczego w przestrzeni międzyelektrodowej w powietrzu, argonie oraz helu dla różnych elektrod w funkcji odległości między elektrodami  $d$ . Wybrane wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 6.2, 6.3, 6.4.



Rys. 6.2. Charakterystyki  $U_{in} = f(d)$  w powietrzu, argonie i helu dla przestrzeni W - Al

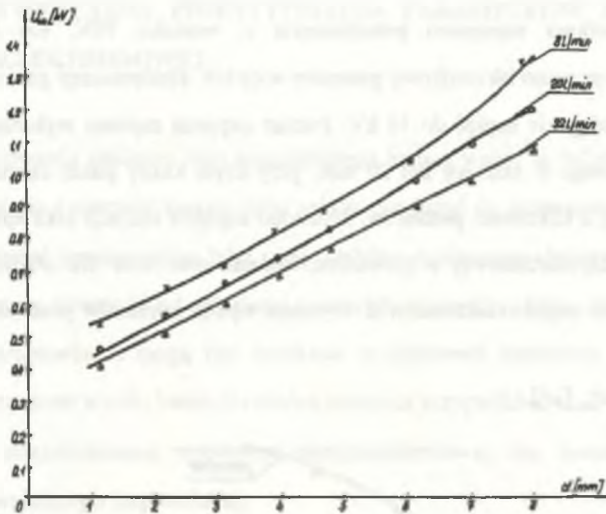
Fig. 6.2. Characteristics  $U_{in} = f(d)$  in air, argon and helium for W - Al area



Rys. 6.3. Napięcie inicjacji łuku w funkcji długości przestrzeni międzyelektrodowej  $U_{in} = f(d)$  dla W - Al, W - Cu, W - Fe w powietrzu

Fig. 6.3. Arc initiation voltage in inter electrodes area length function  $U_{in} = f(d)$  for W-Al, W-Cu, W-Fe in air





Rys. 6.4. Napięcie inicjacji łuku w funkcji długości przestrzeni międzyelektrodowej  $U_{in} = f(d)$  w helu dla W-Al przy różnych przepływach gazu

Fig. 6.4. Arc initiation voltage in inter electrodes area length function  $U_{in} = f(d)$  in helium for W-Al with different gas flows

Z przeprowadzonych badań i otrzymanych charakterystyk można wyciągnąć następujące wnioski:

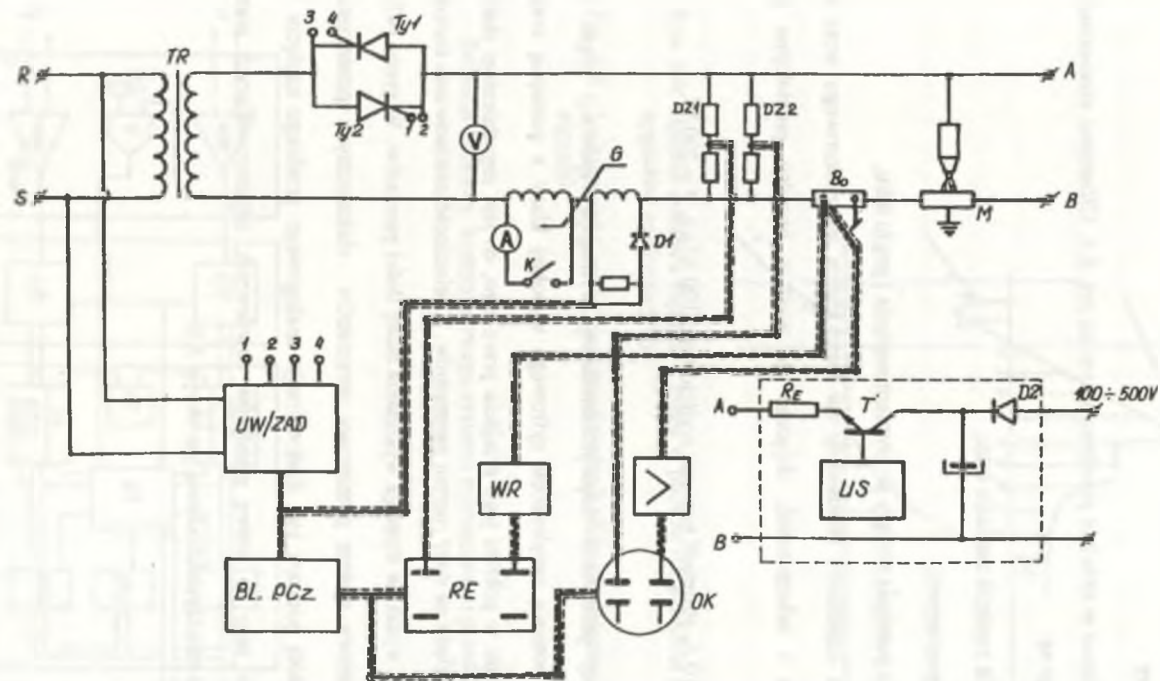
- Zapłon łuku w przestrzeni międzyelektrodowej o długości 3-4 mm może nastąpić po przyłożeniu impulsu napięcia lub impulsu wysokiej częstotliwości o następującej amplitudzie:

dla powietrza - 8 kV

dla argonu - 2-3 kV

dla helu - 1 kV.

- Wpływ rodzaju materiału spawanego na napięcie zapłonu łuku jest niewielki (rys.6.3 ). Najmniejsze napięcia zapłonu występują dla przestrzeni W-Al.
- Zwiększanie przepływu gazu osłonowego wpływa tylko w niewielkim zakresie na obniżenie napięcia zapłonu łuku (rys. 6.4).



Rys. 6.5. Schemat układu pomiarowego; TR - transformator główny, Ty-1, Ty-2 - tyrystory, UW/ZAD - układ wyzwalająco-zadający, KSP - komputerowy system pomiarowy parametrów spawania, OK - oscyloskop cyfrowy z pamięcią, US - układ sterowania, T - klucz tranzystorowy, B<sub>0</sub> - bocznik bezindukcyjny

Fig. 6.5. Measuring system diagram, TR-maintransformer, Ty-1, Ty-2 - thyristors, UW/ZAD trip-input system, KSP - computer welding parameters measuring system, OK - digital storage oscilloscope, US - control system, T - transistor key, B<sub>0</sub> - induction-free shunt

## 6.2. Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej - ponowna inicjacja łuku

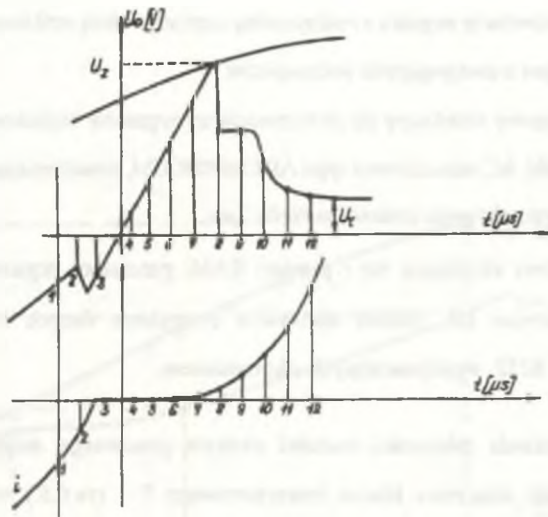
### 6.2.1. Układ pomiarowy

Pomiary przeprowadzono w układzie przedstawionym na rys. 6.5. Głównymi elementami stanowiska pomiarowego są:

- tyrystorowy sterownik napięcia zasilania łuku,
- komputerowy układ pomiarowy,
- oscyloskop cyfrowy z pamięcią służący do pomiaru napięcia i prądu łuku,
- pomocniczy zasilacz impulsowy zbudowany na bazie klucza tranzystorowego wraz z układem sterowania i zabezpieczeń, dającego na wyjściu impulsy prostokątne o parametrach:

$U = 0-500 \text{ V}$ ,  $I = 0-10 \text{ A}$ , stromość napięcia wyjściowego  $100 \text{ V}/\mu\text{s}$ ,  $P = 200 \text{ W}$ .

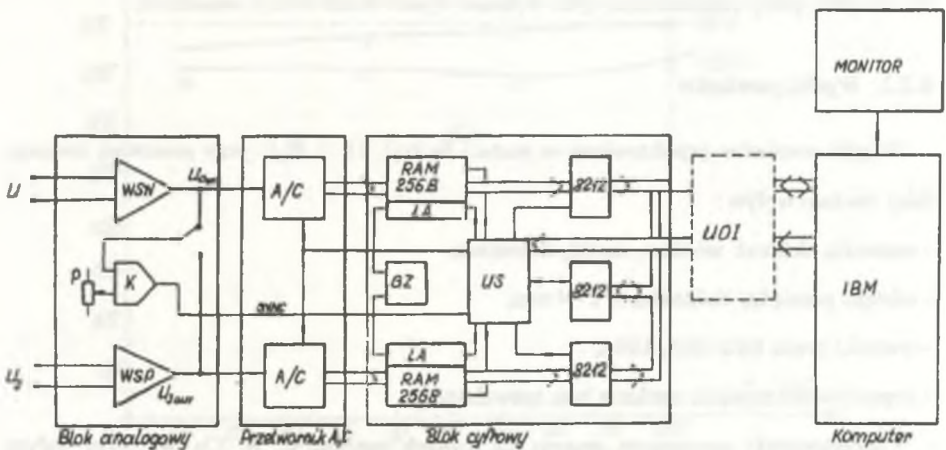
Badania zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej wymagają rejestracji prądu i napięcia łuku, np. za pomocą oscyloskopu cyfrowego wysokiej klasy z pamięcią oraz rejestracji napięcia i prądu w pobliżu jego przejścia przez zero, co jest zagadnieniem dość skomplikowanym ze względu na duży rozrzut parametrów. Konieczność zastosowania metod statycznych opracowania wyników wymaga wykonania dużej ilości pomiarów. W pracy [47] przedstawiono komputerowy system pomiarowy parametrów elektrycznych przestrzeni międzyelektrodowej. Istotą pomiaru jest dyskretyzacja analogowego przebiegu napięcia i prądu w pobliżu przez zero na szereg pomiarów chwilowych, odwzorowujących stan energetyczny przestrzeni międzyelektrodowej jak na rys. 6.6.



Rys. 6.6. Sposób pomiaru napięcia i prądu w pobliżu ich przejścia przez zero (dyskretyzacja sygnałów analogowych)

Fig. 6.6. Voltage and Current measuring method while passing zero (digitization of analogue signals)

Schemat blokowy komputerowego systemu pomiarowego przedstawia rys.6.7.



Rys. 6.7. Schemat blokowy komputerowego systemu pomiarowego

Fig. 6.7. Block diagram of computer measuring system



Umożliwia on rejestrację sygnału z maksymalną częstotliwością próbkowania 500 kHz.

Zbudowany jest z następujących podzespołów:

- blok analogowy składający się ze wzmacniaczy sygnałów wejściowych i komparatora,
- przetworniki AC ośmiobitowe typu ADC08000CCM, umożliwiające próbkowanie z minimalnym odstępem czasowym rzędu  $2\mu s$ ,
- blok cyfrowy składający się z pamięci RAM, generatora zegarowego GZ; liczników adresu pamięci LA, układu sterowania przesyłania danych US oraz buforowych rejestrów 8212 współpracujących z komputerem.

W celu uzyskania zależności wartości napięcia ponownego zespołu w funkcji czasu opóźniano chwilę załączenia klucza tranzystorowego T (rys.6.5.) w stosunku do chwili przejścia prądu przez zero w zakresie od  $10\mu s$  do  $100\mu s$  i rejestrowano za pomocą komputerowego systemu pomiarowego przebiegi w otoczeniu punktu przejścia przez zero. Prąd stabilizujący (z zasilacza pomocniczego) może być przy tym ustawiony za pomocą rezystora  $R_E$  w zakresie od 1 do 10A.

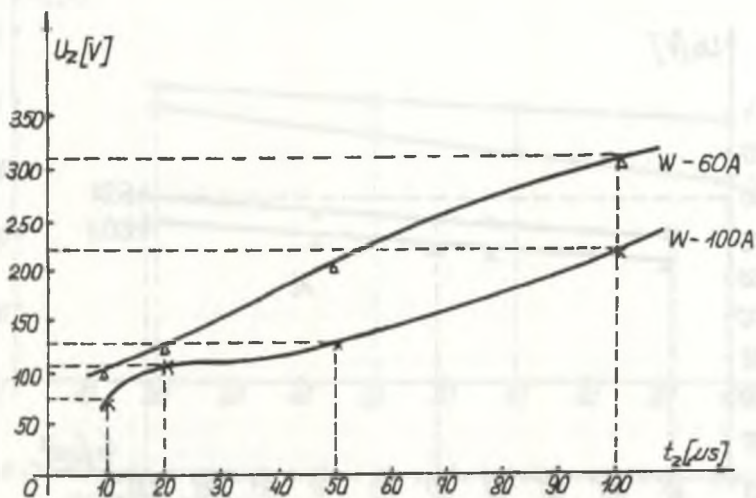
Duże rozrzuty wartości mierzonego napięcia  $U_z$  i czasu do zapłonu  $t_z$  wymagają statystycznego opracowania wyników pomiarów, co bardzo obszernie przedstawiono w [47]. W niniejszej pracy zamieszczono tylko wybrane wyniki badań wraz z wnioskami.

### 6.2.2. Wyniki pomiarów

Wyniki pomiarów przedstawiono w postaci funkcji  $U_z = f(t_z)$  przy ponownej inicjacji łuku. Badano wpływ :

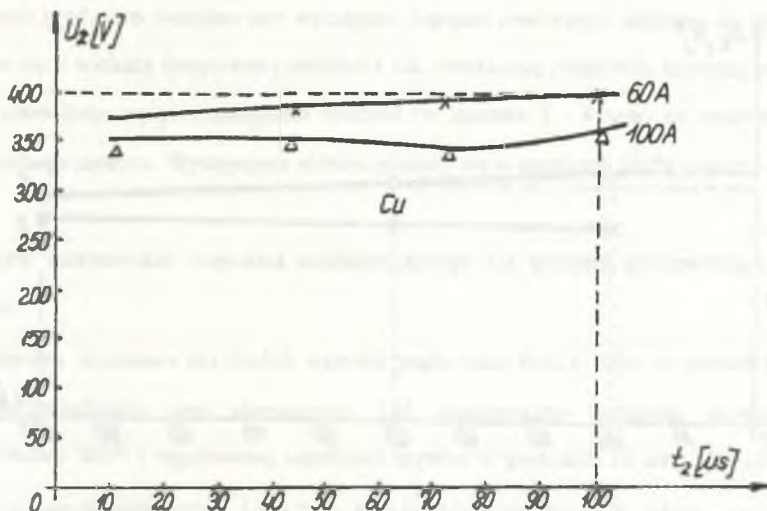
- materiału elektrod: wolfram, miedź, aluminium,
- odstępów pomiędzy elektrodami: 2 - 4 mm,
- wartości prądu łuku: 60A, 100A,
- częstotliwości napięcia zasilania łuku spawalniczego.

Charakterystyki ponownego zapłonu dla różnych materiałów: W, Cu, Al przy stałym odstępach pomiędzy elektrodami równym 3mm przedstawiono na rys. 6.8, 6.9, 6.10 dla powietrza, a na rys. 6.11 i 6.12 dla atmosfery argonu.



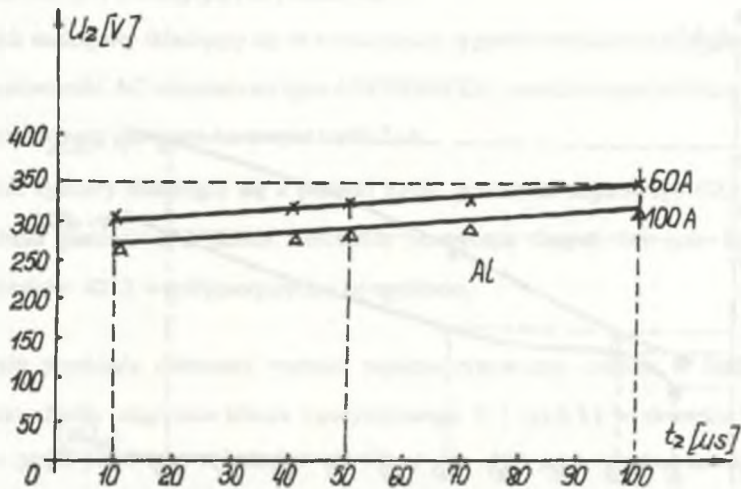
Rys. 6.8. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody wolframowej w powietrzu

Fig. 6.8. Characteristics of inter-electrodes gap electric strength for tungsten electrode



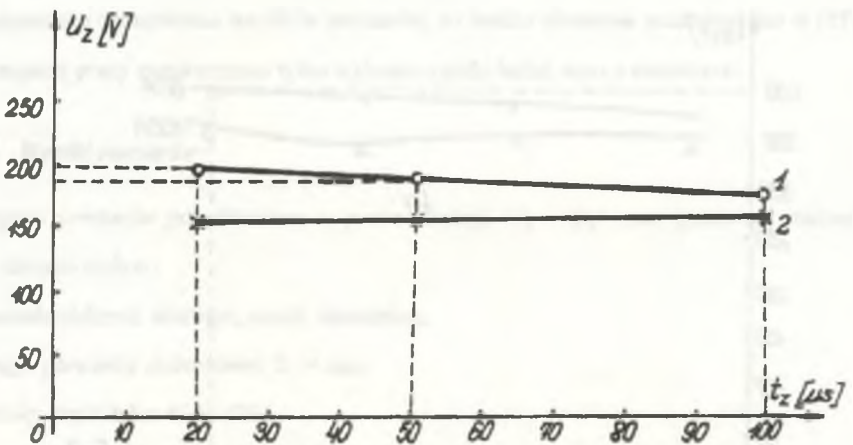
Rys. 6.9. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody miedzianej w powietrzu

Fig. 6.9. Characteristics of electrode-gap electric strength for copper electrode



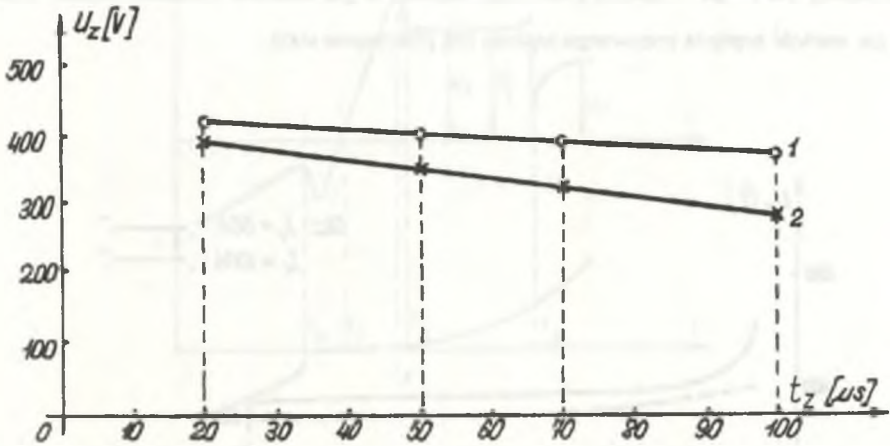
Rys. 6.10. Napięcie ponownego zapłonu dla elektrody aluminiowej w powietrzu

Fig. 6.10. Characteristics of electrode gap electric strength for aluminium electrode



Rys. 6.11. Napięcie ponownego zapłonu dla prądu 1 - 60A, 2 - 100A. Elektroda Al w atmosferze argonu

Fig. 6.11. Repeated ignition voltage for current 1 - 60A, 2 - 100 A. Al electrode in argon atmosphere



Rys. 6.12. Napięcie ponownego zapłonu dla prądu 1 - 60A, 2 - 100A. Elektroda Cu w atmosferze argonu

Fig. 6.12. Repeated ignition voltage for current 1 - 60A, 2 - 100 A. Cu electrode in argon atmosphere

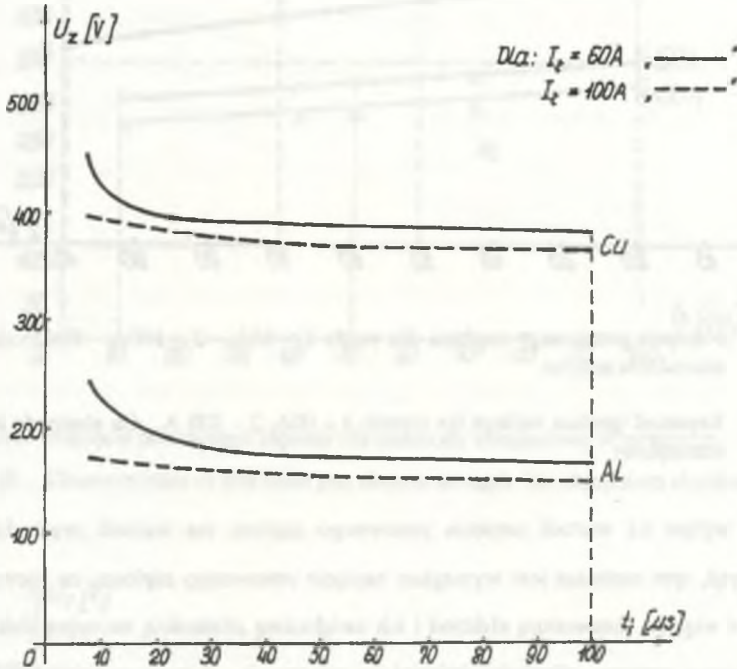
Istotny wpływ na wartość napięcia ponownego zapłonu ma wartość prądu łuku. Im większy prąd, tym mniejsze jest wymagane napięcie ponownego zapłonu, co niewątpliwie wiąże się z większą temperaturą elektrod i ich zwiększoną zdolnością emisyjną elektronów. Nie zauważono wpływu odległości elektrod (w zakresie 2 - 4 mm) na wielkość napięcia ponownego zapłonu. Występujące różnice mieściły się w granicach błędu pomiaru.

### Wpływ szerokości impulsu stabilizującego na proces ponownego zapłonu łuku

Pomiary wykonano dla dwóch wartości prądu łuku 60A i 100A w osłonie argonu dla katody miedzianej oraz aluminiowej. Łuk wspomagano impulsem prostokątnym o amplitudzie 500V i regulowanej szerokości impulsu w granicach 10  $\mu s$  - 100  $\mu s$  (rys.6.5.). Pomierzone charakterystyki  $U_z = f(t_i)$  przedstawiono na rys.6.13, gdzie  $t_i$  - czas trwania impulsu stabilizującego. Napięcie ponownego zapłonu dla katody miedzianej jest o około 200 V wyższe niż dla katody aluminiowej. Wpływ czasu trwania impulsu jest praktycznie



zauważalny dla  $t_1 < \mu s$ . Napięcie ponownego zapłonu w tym zakresie wyraźnie wzrasta. Dla  $t_1 > \mu s$  wartość napięcia ponownego zapłonu jest praktycznie stała.

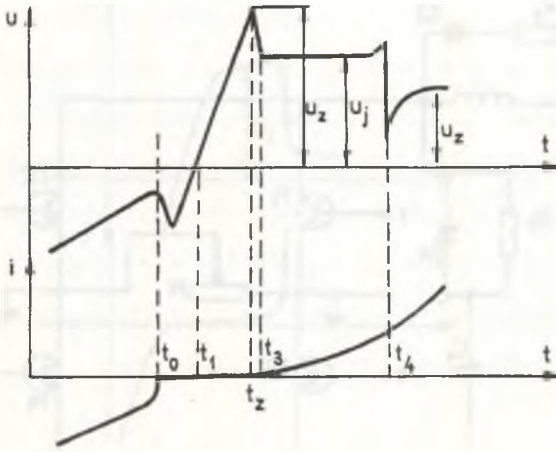


Rys. 6.13. Charakterystyka  $U_z = f(t_1)$  dla elektrod miedzianych i aluminiowych

Fig. 6.13. Characteristics  $U_z = f(t_1)$  for copper and aluminium electrodes

### Wpływ częstotliwości napięcia zasilania łuku na wartość napięcia ponownego zapłonu

Na rys.6.14 przedstawiono przebiegi napięcia i prądu w pobliżu jego przejścia przez zero, jakie obserwowano dla niskich częstotliwości napięcia zasilania łuku spawalniczego w zakresie 50-200 Hz.



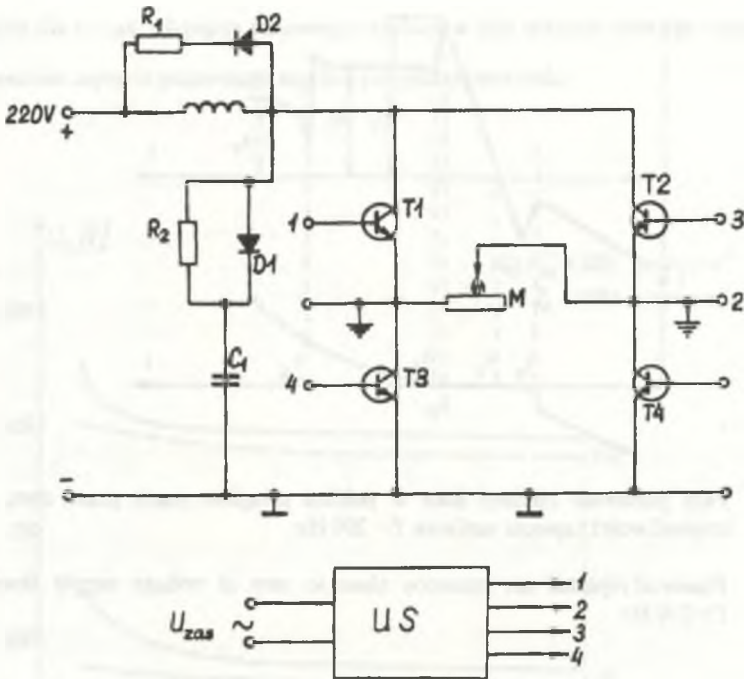
Rys. 6.14. Fazy ponownej inicjacji łuku w pobliżu przejścia prądu przez zero, przy częstotliwości napięcia zasilania  $f = 200$  Hz

Fig. 6.14. Phases of repeated arc initiation close to zero at voltage supply frequency  $f = 200$  Hz

Można tu rozróżnić trzy fazy. Faza pierwsza ( $t_1 - t_2$ ), w której narastające napięcie ponownej inicjacji prowadzi do przeskoku iskrowego przy napięciu  $U_z$ . Faza druga ( $t_2 - t_4$ ) to powstanie obszaru wyładowania jarzeniowego przy napięciu  $U_j$ , które rozwija się w wyładowanie łukowe przy napięciu  $U_1$ , stanowiące trzecią fazę ( $t > t_4$ ). W celu określenia wpływu podwyższonej częstotliwości napięcia zasilania łuku na jego ponowną inicjację wykonano pomiary stosując do zasilania łuku tranzystorowy falownik w układzie mostkowym. Uproszczony schemat ideowy tego zasilacza przedstawiono na rys. 6.15.

Podstawowe dane techniczne zasilacza:

- moc znamionowa: 1,5 kW,
- napięcie wyjściowe: 0 - 250 V,
- prąd wyjściowy: 10 - 100A,
- stromość napięcia: 80 V/ $\mu$ s,
- częstotliwość wyjściowa: 50 - 5000Hz.



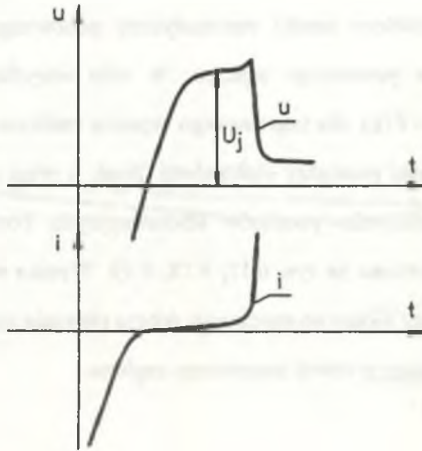
Rys. 6.15. Uproszczony schemat ideowy zasilacza tranzystorowego

Fig. 6.15. Simplified schematic diagram of transistor supply

Na rys. 6.16 przedstawiono przebiegi napięcia i prądu przy zasileniu przerwy międzyelektrodowej napięciem o częstotliwości 2,5 kHz. Widać, że występuje tutaj tylko wyładowanie jarzeniowe. W odróżnieniu od przebiegów z rys. 6.14 (dla niskich częstotliwości) obserwujemy zanik fazy pierwszej, a napięcie zapłonu ma wartość zbliżoną do napięcia odpowiadającego obszarowi wyładowań jarzeniowych łuku małej częstotliwości.

Dla katody miedzianej  $U_z = U_j = 200 \text{ V}$

Dla katody aluminiowej  $U_z = U_j = 150 \text{ V}$



Rys. 6.16. Przebieg napięcia i prądu przy zasilaniu przerwy międzyelektrodowej napięciem o podwyższonej częstotliwości 2,5 kHz

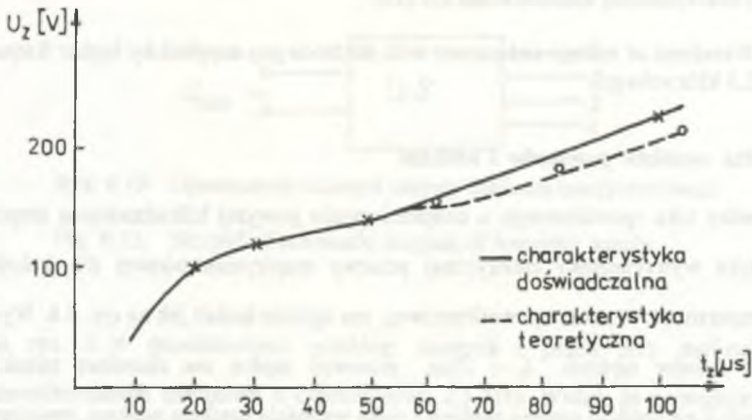
Fig. 6.16. Waveform of voltage and current with electrode gap supplied by higher frequency 2,5 kHz voltage

### 6.2.3. Analiza wyników pomiarów i obliczeń

W przypadku łuku spawalniczego o natężeniu prądu powyżej kilkudziesięciu amperów charakterystyka wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla katody o wysokiej temperaturze wrzenia, np. wolframowej, ma ogólnie kształt jak na rys. 6.8. Wynika stąd, że dla czasów zapłonu  $t_z < 10\mu s$  ponowny zapłon ma charakter termiczny, charakteryzujący się krótkim czasem zapłonu i niską wartością napięcia zapłonu, mniejszą od 100 V. Po dłuższym czasie od zgaszenia łuku dla  $t_z > 50\mu s$  ponowny zapłon występuje tylko na drodze elektrycznej, przy napięciu w granicach kilkuset woltów. Dla katod z materiałów o niskiej temperaturze wrzenia, jak aluminium czy miedź, praktycznie nie występuje obszar zapłonów termicznych. Już po czasie około  $2\mu s$  napięcie zapłonu osiąga wartość 200V, a po czasie  $10\mu s$  wartość rzędu 300 V, a więc wartości odpowiadające obszarowi zapłonów elektrycznych. Wzrost prądu łuku powoduje obniżenie napięcia ponownego zapłonu, co można wytłumaczyć wzrostem temperatury katody, a co za tym idzie jej zdolności emitowania elektronów.

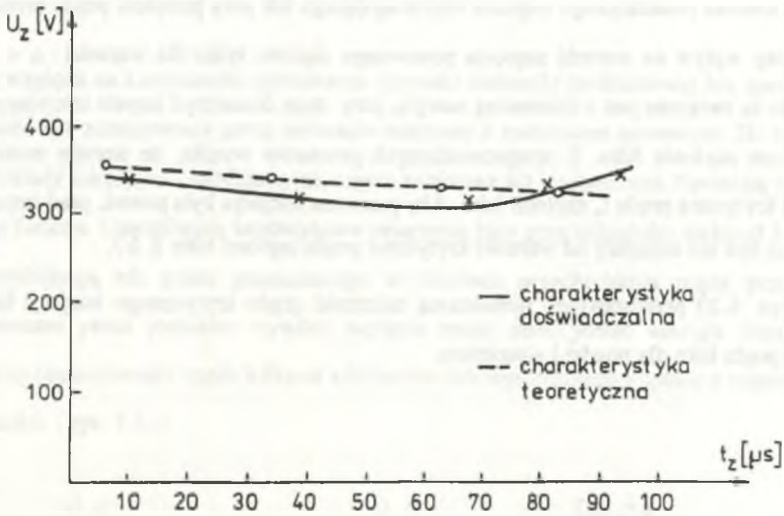


W pkt. 5.3 pracy przedstawiono model matematyczny ponownego zapłonu łuku i metodykę obliczenia napięcia ponownego zapłonu. W celu weryfikacji tego modelu obliczono charakterystyki  $U_z = f(t_z)$  dla impulsowego napięcia zasilania o amplitudzie 500 V, prądu łuku 100 A odległości pomiędzy elektrodami 2mm, a więc dla takich samych warunków, przy których dokonywano pomiarów laboratoryjnych. Porównanie wyników obliczeń i pomiarów przedstawiono na rys. 6.17, 6.18, 6.19. Wynika stąd, że w zakresie zapłonów elektrycznych przyjęty model wystarczająco dobrze obrazuje zjawiska w warstwie przykatodowej łuku spawalniczego w chwili ponownego zapłonu.



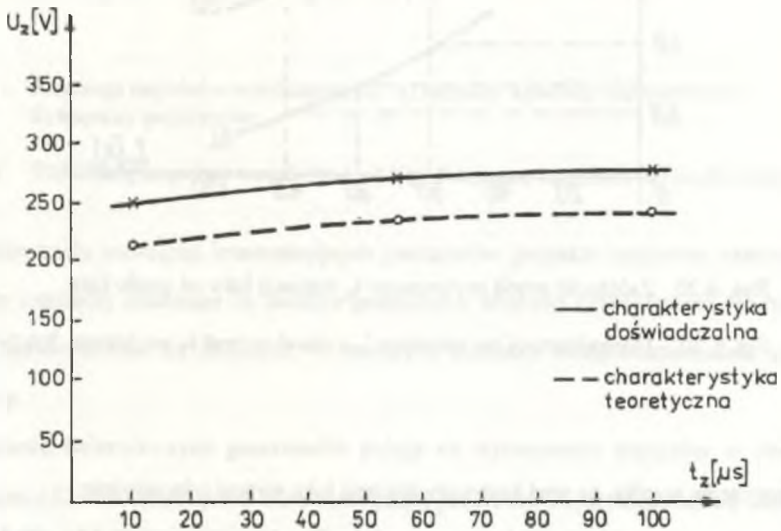
Rys. 6.17. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody W,  $I = 100$  A,  $d = 2$  mm

Fig. 6.17. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode W,  $I = 100A$ ,  $d = 2$  mm



Rys. 6.18. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody Cu,  $I = 100 \text{ A}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$

Fig. 6.18. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode Cu,  $I = 100 \text{ A}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$

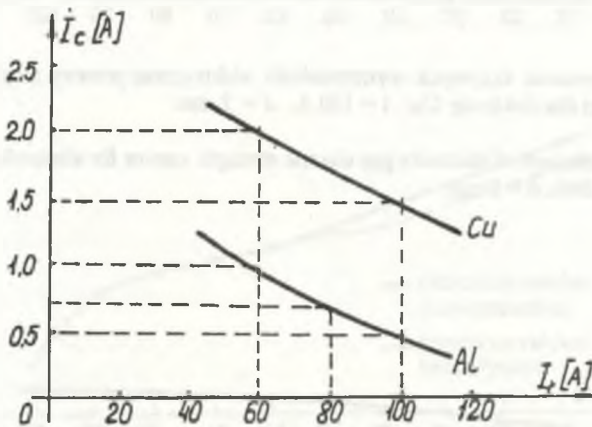


Rys. 6.19. Porównanie krzywych wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej dla elektrody Al,  $I = 100 \text{ A}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$

Fig. 6.19. Comparison of electrode gap electric strength curves for electrode Al,  $I = 100 \text{ A}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$

Czas trwania prostokątnego impulsu wspomagającego łuk przy przejściu prądu przez zero ma istotny wpływ na wartość napięcia ponownego zapłonu tylko dla wartości  $t_j < 50\mu s$ . Zjawisko to związane jest z minimalną energią, jaką musi dostarczyć impuls inicjujący przy ponownym zapłonie łuku. Z przeprowadzonych pomiarów wynika, że istnieje minimalna wartość krytyczna prądu  $I_c$  zapłonu łuku. Aby ponowna inicjacja była pewna, prąd impulsu  $I_i$  powinien być nie mniejszy od wartości krytycznej prądu zapłonu łuku  $I_i \geq I_c$ .

Na rys. 6.20 przedstawiono pomierzoną zależność prądu krytycznego inicjacji łuku w funkcji prądu łuku dla miedzi i aluminium.



Rys. 6.20. Zależność prądu krytycznego  $I_c$  inicjacji łuku od prądu łuku

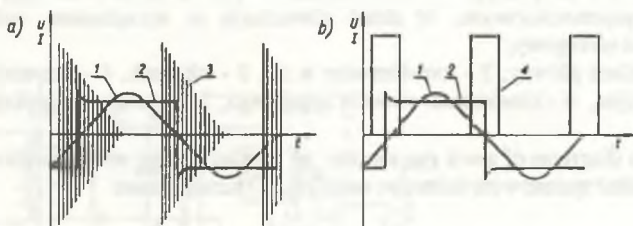
Fig. 6.20. Dependence of arc initiation  $I_c$  critical current in arc current function

Z pomiarów wynika, że prąd krytyczny inicjacji łuku wynosi odpowiednio:

2 A dla miedzi i prądu łuku 60 A oraz 1 A dla aluminium i prądu łuku 60 A.

## 7. UKŁADY INICJUJĄCO - STABILIZACYJNE

Ze względu na konieczność zachowania czystości elektrody wolframowej łuk spawalniczy nie może być zainicjowany przez zwieranie elektrody z materiałem spawanym. Do tego celu służą układy inicjująco - stabilizacyjne, często nazywane też jonizatorami. Spełniają one dwie istotne funkcje. Umożliwiają bezdotykowe zajarzenie łuku przy odległości elektrod 3 - 5 mm oraz stabilizują łuk prądu przemiennego w chwilach przechodzenia prądu przez zero. Wytwarzane przez jonizator wysokie napięcie może mieć postać szeregu impulsów o wysokiej częstotliwości, rzędu kilkuset kiloherców lub pojedynczego impulsu o odpowiedniej szerokości. ( rys. 7.1. )



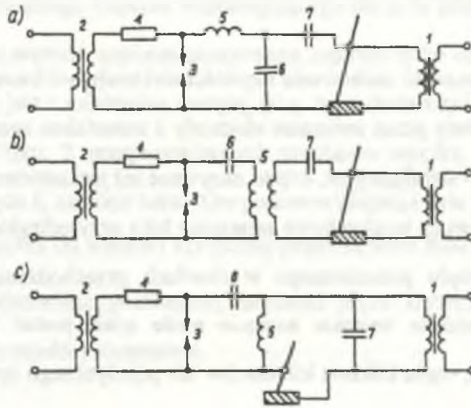
Rys. 7.1. Przebiegi impulsów stabilizujących: a) impulsy wysokiej częstotliwości, b) impulsy pojedyncze

Fig. 7.1. Stabilizing impulses waveforms: a) high frequency impulses, b) single impulses

Istnieje wiele rozwiązań konstrukcyjnych jonizatorów, jednakże najszersze zastosowanie znalazły jonizatory działające na zasadzie generatorów wysokiej częstotliwości. W starszych konstrukcjach stosuje się iskierniki, w nowszych elementy energoelektroniczne, głównie tyrystory.

Działanie iskiernikowych generatorów polega na wytworzeniu impulsów w obwodzie drgającym LC, zwieranym przez iskrę przebijającą przestrzeń międzyelektrodową iskiernika. Jonizator taki może być łączony równolegle lub szeregowo w stosunku do głównego źródła zasilania łuku, rys. ( 7.2.), [17].





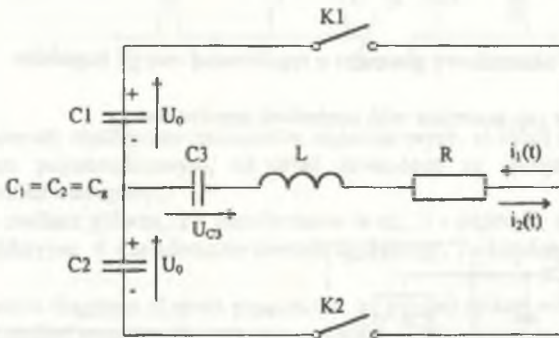
Rys. 7.2. Schematy elektryczne jonizatorów iskiernikowych: a) układ równoległy ze sprzężeniem pojemnościowym, b) układ równoległy ze sprzężeniem indukcyjnym, c) układ szeregowy;  
1 - zasilacz główny, 2 - transformator w.cz., 3 - iskiernik, 4 - rezystor, 5 - cewka indukcyjna, 6 - kondensator obwodu drgającego, 7 - kondensator blokujący

Fig. 7.2. Electric diagrams of spark gap ionizer: a) parallel system with capacitive coupling, b) parallel system with inductive coupling, c) series system

Zalczą układu szeregowego jest uniknięcie niebezpieczeństwa przebicia izolacji obwodu spawania w zasilaczu głównym, wadą natomiast są duże rozmiary cewki indukcyjnej, przez którą przepływa prąd spawania. Przedstawione na rys. 7.2 jonizatory iskiernikowe nie dają możliwości płynnej regulacji energii impulsów wyjściowych. Taką możliwość zapewnia rozwiązanie przedstawione na rys. 7.3, gdzie generator iskiernikowy jest sterowany za pomocą tyrystorowego zasilacza impulsowego. W ostatnich latach obserwuje się w świecie tendencję do eliminowania iskiernika i zastępowania go elementami energoelektronicznymi. Przykład takiego rozwiązania, gdzie iskiernik został zastąpiony kluczem tyrystorowo - diodowym, pokazano na rys. 7.4.



Na rysunku tym linią pogrubioną pokazano główny obwód zasilania łuku spawalniczego, a linią cienką współpracujący z nim układ stabilizujący, składający się z: zespołu gromadzącego energię (diody D1,D2 i kondensatory C1,C2), zespołu kluczy tyrystorowo - diodowych, obwodu drgającego R, L, C<sub>3</sub>, transformatora impulsowego TR2 z rdzeniem ferrytowym oraz układu sterowania tyrystorami. Analizę pracy takiego układu można przeprowadzić na podstawie schematu zastępczego przedstawionego na rys.7.5.



Rys. 7.5. Schemat zastępczy tyrystorowego układu inicjująco - stabilizującego

Fig. 7.5. Substitute circuit of thyristor initiation-stabilizing system

Założono przy tym, że klucze tyrystorowe K1 i K2 są kluczami idealnymi, pominięto komutacyjne spadki napięcia, parametry obwodu łuku spawalniczego sprowadzono na stronę pierwotną transformatora TR2.

Po zamknięciu klucza K1 w obwodzie popłynie prąd  $i_1(t)$ . Równanie operatorowe obwodu będzie miało postać:

$$I_1(s) = \frac{U_0}{s \left( R + sL + \frac{C_g + C_3}{s C_g C_3} \right)} \quad (7.1)$$

Napięcie na kondensatorze  $C_3$  będzie określone zależnością:

$$U_{C_3}(s) = \frac{I}{sC_3} I_1(s) = U_o \frac{C_2}{s(RC_2C_3s + LC_2C_3s^2 + C_2 + C_3)} \quad (7.2)$$

W stanie ustalonym nastąpi wyłączenie klucza K1, a napięcie na kondensatorze  $C_3$  będzie miało wartość:

$$U_{C_3}(0) = \operatorname{Res}_{s=0} U_{C_3}(s) e^{st} = \frac{U_o C_2}{M'(0)} = \frac{U_o C_2}{C_2 + C_3} \quad (7.3)$$

Po załączeniu klucza K2 można napisać:

$$I_2(s) = \frac{U_o + U_{C_3}(0)}{s \left( R + sL + \frac{C_2 + C_3}{sC_2C_3} \right)} = \frac{U_o \left( 1 + \frac{C_2}{C_2 + C_3} \right)}{L} \cdot \frac{I}{\left( s^2 + \frac{R}{L}s + \frac{1}{LC} \right)}, \quad (7.4)$$

gdzie:  $C = \frac{C_2 C_3}{C_2 + C_3}$ ,

Stąd przebieg prądu po zamknięciu klucza K2 będzie miał postać:

$$i_2(t) = \frac{U_o \left( 1 + \frac{C_2}{C_2 + C_3} \right)}{L \omega_o} e^{-\delta t} \sin \omega_o t, \quad (7.5)$$

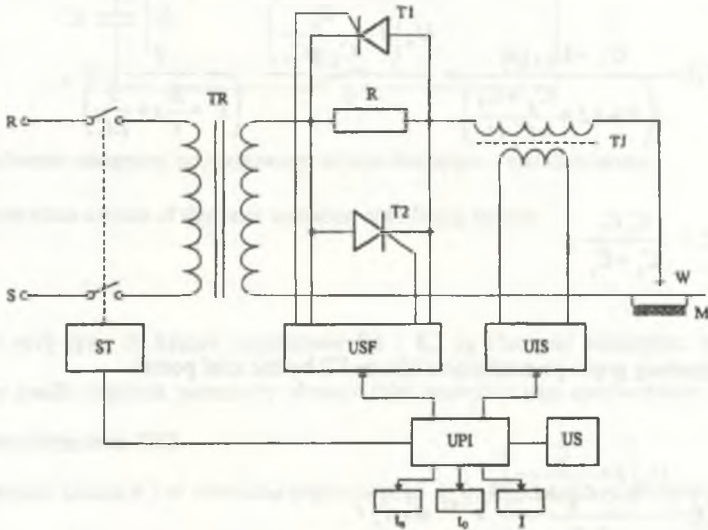
gdzie:

$$\delta = \frac{R}{2L}, \quad \omega_o = \sqrt{\frac{1}{LC} - \delta^2}$$



Prąd impulsu w przestrzeni międzyelektrodowej ma postać tłumionych drgań o częstotliwości zależnej od pojemności wypadkowej  $C$ . Dla typowych danych  $C_0 = 4\mu\text{F}$ ,  $C_3 = 1\mu\text{F}$ ,  $L = 2\mu\text{H}$  częstotliwość ta wynosi około 125 kHz. Stała czasowa tłumienia  $\frac{1}{\delta}$  jest zależna od rezystancji. Dla  $R=0,2\Omega$  wynosi ona  $20\mu\text{s}$ . Można więc przyjąć, że czas trwania impulsu wynosi około  $60\mu\text{s}$ .

Urządzenia inicjująco-stabilizacyjne współpracują z głównymi źródłami zasilania łuku spawalniczego, którymi mogą być transformatory lub w nowszych rozwiązaniach transformatory z tyrystorowymi sterownikami napięcia przemiennego. Zasilacze takie pozwalają na: płynną regulację prądu spawania, jego programowe narastanie i opadanie oraz na eliminację składowej stałej występującej przy spawaniu aluminium i jego stopów oraz magnezu (pkt.3.3). Uproszczony schemat ideowy takiego zasilacza przedstawiono na rys. 7.6.



Rys. 7.6. Uproszczony schemat ideowy układu zasilania do spawania prądem przemiennym;  
USF - układ sterowania fazowego i eliminacji składowej stałej,  
UIS - układ inicjacji i stabilizacji prądu spawania,  
US - układ sterowania,  
UPI - układ programowania narastania i opadania prądu spawania

Fig. 7.6. Simplified circuit of a c welding supply system

Podczas spawania elektrodą wolframową, np. aluminium, w wyniku zasilania prądem przemiennym elektroda wolframowa zmienia biegunowość z dodatniej na ujemną z częstotliwością napięcia sieci. W półokresie, kiedy elektroda wolframowa jest rozgrzana katodą, na skutek dużej termoemisji elektronów zwiększa się przewodność, a więc i napięcie łuku. W następnym półokresie, kiedy katodą jest chłodniejsze aluminium o małym współczynniku termoemisji, przewodność łuku maleje i napięcie łuku wzrasta. W wyniku tej asymetrii pojawia się w obwodzie składowa stała wpływająca niekorzystnie na proces spawania i eksploatację urządzenia spawalniczego. W wyniku podmagnesowania rdzenia transformatora składową stałą następuje wzrost prądu magnesowania i poboru mocy biernej. Prowadzi to do przeciążenia transformatora, wzrastają straty, pogarsza się jakość spawania z uwagi na utrudnione rozbijanie tlenków. W układzie jak na rys. 7.6 eliminację składowej stałej można uzyskać przez niesymetryczne sterowanie pracą tyrystorów T1 i T2 tak, aby uzyskać identyczne średnie wartości napięcia w obu półokresach napięcia zasilania. Rezystor R włączony równolegle do tyrystorów zapewnia utrzymanie ciągłości prądu spawania w chwilach, kiedy tyrystory nie są wysterowane. Stosowanie tego rezystora powoduje powstawanie dodatkowych strat. Lepszym rozwiązaniem byłoby zastosowanie do tego celu odpowiednio dobranego dławika [ 48].

## 8. CZAS TRWANIA IMPULSU INICJUJĄCO - STABILIZUJĄCEGO

Impuls inicjująco-stabilizujący jest podawany w chwili, gdy prąd głównego zasilacza łuku przechodzi przez zero. Napięcie głównego zasilacza ma w tym czasie wartość chwilową  $U(\varphi)$ , gdzie  $\varphi$  jest kątem przesunięcia fazowego pomiędzy prądem i napięciem.

Dla tej chwili można napisać równanie:

$$U(\varphi) = L \frac{di_n(t)}{dt} + R i_n(t), \quad (8.1)$$

w przybliżeniu ważne dla  $0 < t < t_c$ ,

gdzie:

$t_c$  - czas, po którym prąd zasilacza głównego osiągnie wartość prądu krytycznego

$$i_n(t_c) = I_c,$$

$U(\varphi)$  - chwilowa wartość napięcia zasilania w rozważanym przedziale zmienia się w granicach kilku procent. Można je więc uważać za wartość stałą.

$L$  - indukcyjność obwodu spawalniczego,

$R$  - rezystancja przestrzeni międzyelektrodowej w czasie trwania impulsu inicjująco-stabilizującego,

$i_n(t)$  - prąd przedłukowy.

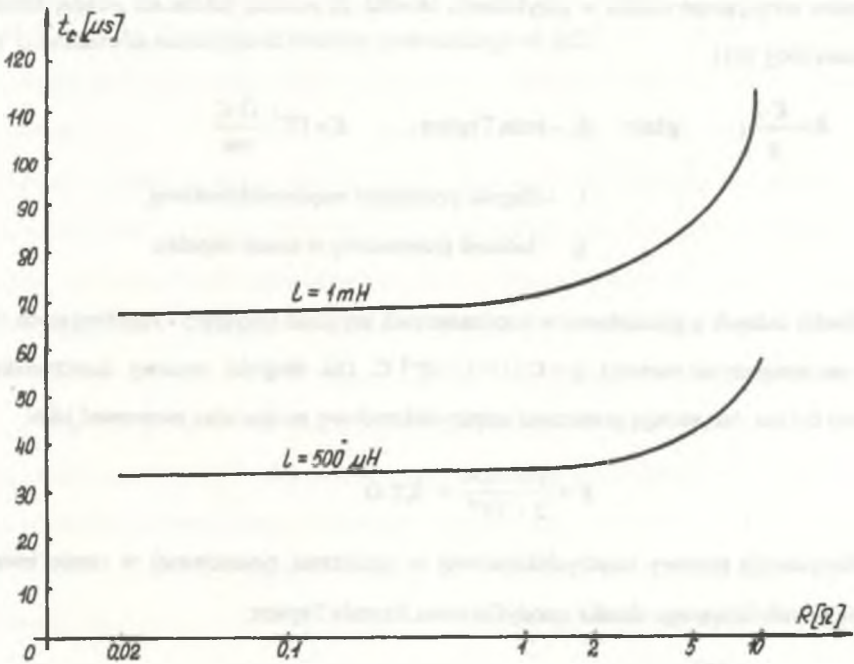
Rozwiązaniem równania (8.1) jest zależność:

$$i_n(t) = U(\varphi) \frac{I}{R} \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (8.2)$$

Z zależności (8.2) można obliczyć czas krytyczny  $t_c$ , po którym dla określonych parametrów obwodu spawalniczego osiągnięta zostanie wartość krytyczna prądu zasilacza głównego  $I_c$ , umożliwiającą pewny zapłon łuku

$$t_c = \frac{L}{R} \ln \frac{U(\varphi)}{\frac{U(\varphi)}{R} - I_c} \quad (8.3)$$

Na podstawie wzoru (8.3) można wykreślić zależności  $t_c = f(R)$  dla różnych indukcyjności charakteryzujących stosowane w praktyce zasilacze. Według [36] indukcyjność  $L$  w zależności od rodzaju zasilacza może zawierać się w granicach  $100\mu\text{H}$  do  $1000\mu\text{H}$ . Przyjmując napięcie biegu jałowego typowego transformatora  $U_0 = 60\text{V}$ , dla  $60 \leq \varphi < 65$  średnia wartość  $U(\varphi) \cong 75\text{V}$ . Wartość prądu krytycznego zapewniającego pewny zapłon łuku  $I_c = 2\text{ A}$ . Dla powyższych założeń zależność  $t_c = f(R)$  przedstawiono na rys. 8.1.



Rys. 8.1. Zależność czasu osiągnięcia prądu krytycznego od rezystancji przerwy międzyelektrodowej dla różnych wartości indukcyjności obwodu spawalniczego

Fig. 8.1. Critical current time versus electrode gap resistance for different welding circuit induction volue



Z przebiegu funkcji  $t_c = f(R)$  wynika, że dla zakresu zmian rezystancji przerwy międzyelektrodowej  $0,01 \Omega < R < 1,0 \Omega$  czas  $t_c$  dla określonej indukcyjności zmienia się nieznacznie. Można przyjąć, że wynosi on średnio:

$$\begin{aligned} t_c &= 70 \mu s \quad \text{dla} \quad L = 1000 \mu H \\ t_c &= 35 \mu s \quad \text{dla} \quad L = 500 \mu H \\ t_c &= 7 \mu s \quad \text{dla} \quad L = 100 \mu H \end{aligned} \quad (8.4)$$

Rezystancję przerwy międzyelektrodowej w przestrzeni niezjonizowanej w czasie trwania impulsu inicjującego można w przybliżeniu określić za pomocą zależności zwanej formułą Teplera [60], [61].

$$R = \frac{K \cdot l}{q}; \quad \text{gdzie: } K - \text{stała Teplera,} \quad K = 10^{-4} \frac{\Omega \cdot C}{cm}$$

$l$  - długość przestrzeni międzyelektrodowej,

$q$  - ładunek przenoszony w czasie impulsu.

Średni ładunek  $q$  gromadzony w kondensatorach urządzeń inicjująco - stabilizujących [36] nie jest mniejszy od wartości  $q = C U = 2 \cdot 10^{-4} C$ . Dla długości przerwy międzyelektrodowej  $0,4 \text{ cm}$  rezystancję przestrzeni międzyelektrodowej można więc oszacować jako:

$$R = \frac{10^{-4} \cdot 0,4}{2 \cdot 10^{-4}} = 0,2 \Omega$$

Rezystancję przerwy międzyelektrodowej w przestrzeni zjonizowanej w czasie trwania impulsu stabilizującego określa zmodyfikowana formuła Teplera:

$$R = \frac{K \cdot l \cdot \frac{273}{\Theta}}{q}, \quad \text{gdzie: } \Theta - \text{temperatura słupa łuku po przejściu prądu przez zero.}$$

Z obliczeń zamieszczonych w pkt. 5.2.2 wynika, że po czasie  $10 \mu s$  od chwili przejścia prądu przez zero temperatura plazmy par aluminium i miedzi odpowiednio wynosi :

$$\Theta_{Al} = 3500 \text{ K}, \quad \Theta_{Cu} = 3600 \text{ K}$$

Stąd rezystancję zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej można oszacować jako równą  $R \cong 0,0155 \Omega$ . Z powyższych rozważań wynika, że zarówno rezystancja

niezjonizowanej jak i zjonizowanej przestrzeni międzyelektrodowej w czasie trwania impulsu inicjująco-stabilizującego mieszczą się w przedziale , dla którego czas osiągnięcia prądu krytycznego podają zależności (8.4). Aby więc zapewnić pewny zapłon łuku i jego stabilizację, czas trwania impulsu inicjująco-stabilizującego powinien być większy od czasu krytycznego  $t_i > t_c$ . Ogólnie można więc napisać wzór pozwalający obliczyć czas trwania impulsu w postaci:

$$t_i > 0,07 L [\mu s], \quad (8.5)$$

gdzie  $L$  - całkowita indukcyjność obwodu spawalniczego w  $\mu H$ .

## 9. UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE

Praca miała na celu analizę i usystematyzowanie zjawisk występujących przy bezdotykowej inicjacji łuku spawalniczego oraz przy jego ponownym zapłonie po przejściu prądu przez zero. Składa się ona zasadniczo z dwóch części: analitycznej i eksperymentalnej. W części analitycznej szczegółowo przeanalizowano zjawiska występujące w trzech strefach przestrzeni międzyelektrodowej: anodowej, katodowej i kolumnie łuku. Zjawiska te mają istotny wpływ na stabilne płonienie łuku spawalniczego. Podjęto też próbę opracowania matematycznego modelu ponownego zapłonu łuku po przejściu prądu przez zero. Część eksperymentalna zawiera wyniki pomiarów wielkości charakteryzujących stan przestrzeni międzyelektrodowej dla dwóch przypadków: przy bezdotykowej inicjacji łuku (przestrzeń niezjonizowana) oraz po przejściu prądu przez zero przy ponownym zapłonie (przestrzeń zjonizowana). Wyniki analizy teoretycznej i badania eksperymentalne pozwalają sformułować szereg wniosków dotyczących stabilizacji procesu spawania łukiem prądu przemiennego przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym i napięciem prostokątnym. Wnioski te mogą też być przydatne przy projektowaniu nowych zasilaczy urządzeń spawalniczych.

Analizę zjawisk w strefie przyanodowej przeprowadzono na podstawie bilansu mocy dostarczonej i odbieranej z plamki anodowej. Stwierdzono, że przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym przed chwilą przejścia prądu przez zero pojawia się okres czasu, w którym plamka ulega chłodzeniu. Czas ten zależy głównie od rodzaju materiału anody.

Zjawisko to ma wpływ na potencjał i stopień jonizacji w kanale połukowym, a w szczególności na temperaturę przyszłej katody. Można określić, że temperatura plamki anodowej w chwili przejścia prądu przez zero będzie niższa od temperatury, jaką posiadała ona w chwili zrównania się mocy dostarczonej i oddawanej od około 100 K dla wolframu do 1000 K dla miedzi. W przypadku zasilania napięciem prostokątnym temperatura plamki anodowej nie ulegnie zmianie i będzie bliska temperaturze wrzenia materiału anody. Dla strefy kolumny łuku bilansując energię kinetyczną cząstek oraz energię potencjalną zjonizowanych atomów uzyskano równanie przedstawiające proces chłodzenia plazmy łuku od chwili przejścia prądu

przez zero (rys.5.15). Kompensując straty związane z promieniowaniem i przewodnictwem cieplnym poprzez wytworzenie odpowiedniego natężenia pola elektrycznego uzyskano kryterium ponownej inicjacji łuku, określające minimalną szybkość zmian natężenia pola elektrycznego, uniemożliwiającą dejonizację plazmy:  $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{min} > 2 \cdot 10^7 \text{ V/s-cm}$ . W pracy podjęto próbę sformułowania ogólnego modelu matematycznego strefy przykatowej, opartego na równaniach ciągłości. Pozwoliło to na analizę warunków ponownego zapłonu po przejściu prądu przez zero. Uzyskane przebiegi gęstości prądu w funkcji czasu, licząc od chwili przejścia prądu przez zero, umożliwiły wyznaczenie czasu ponownego zapłonu. Doświadczalna weryfikacja tych obliczeń pozwala uznać ten model za poprawny dla zakresu zapłonów elektrycznych.

Badania eksperymentalne pozwoliły na identyfikację parametrów przestrzeni międzyelektrodowej zjonizowanej i niezjonizowanej oraz na określenie wpływu rodzaju materiału elektrody, rodzaju gazu ochronnego oraz wartości prądu łuku. Stwierdzono, że inicjacja łuku w przestrzeni niezjonizowanej może nastąpić po przyłożeniu impulsu napięcia o wartości: dla powietrza 8 kV, dla argonu 2 - 3 kV, dla helu 1 kV. Wpływ materiału elektrod jest w tym przypadku nieznaczny. Pomiar przy ponownym zapłonie łuku w czasie przechodzenia prądu przez zero wymagały zastosowania specjalnie do tego celu zbudowanego komputerowego systemu pomiaru i rejestracji danych. Pomierzono charakterystyki napięcia ponownego zapłonu w funkcji czasu od chwili przejścia prądu przez zero. Stwierdzono, że na napięcie ponownego zapłonu mają istotny wpływ następujące czynniki: materiał elektrod, wartość prądu łuku, czas trwania impulsu stabilizującego, częstotliwość napięcia zasilania łuku. Wyniki pomiarów i szczegółowe wnioski odnośnie do tej tematyki zamieszczono w rozdziałach 6.2.2 i 6.2.3 niniejszej pracy.

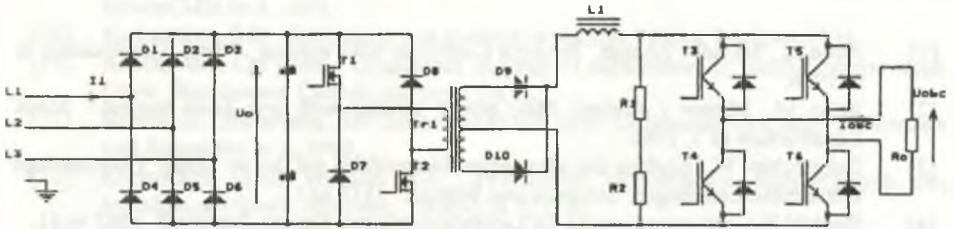
Z przeprowadzonych obliczeń i badań eksperymentalnych wynika, że najistotniejszy wpływ na stabilność procesu spawania łukiem prądu przemiennego ma temperatura plamki anodowej w chwili przechodzenia prądu przez zero (pkt. 5.1.4) oraz temperatura plazmy w kolumnie łukowej (pkt.5.2.2) i związany z nią stopień jonizacji plazmy. Poprawę stabilności procesu spawania prądem przemiennym można uzyskać dwoma sposobami:



- W przypadku zasilenia łuku spawalniczego napięciem sinusoidalnym z zasilaczy klasycznych lub tyrystorowych poprzez zastosowanie synchronicznych układów inicjująco-stabilizujących, dostarczających do przestrzeni międzyelektrodowej w chwili przejścia prądu przez zero energię przewyższającą energię strat. Energia ta w najbardziej niekorzystnych przypadkach nie przekracza wartości 9 mJ [47] i w zależności od konstrukcji układu może być dostarczona w postaci impulsów wysokiej częstotliwości lub impulsów prostokątnych.

Istotnym parametrem jest tutaj czas trwania impulsu, który jest funkcją indukcyjności obwodu łuku spawalniczego. Ponowna inicjacja i ponowny zapłon jest możliwy wtedy, gdy prąd z zasilacza głównego osiągnie wartość krytyczną prądu przedłukowego. Dla elektrody z materiałów nietopliwych prąd ten nie przekracza 2A. Czas trwania impulsu inicjująco - stabilizacyjnego można określić z nierówności  $t_i > 0,07 L [\mu s]$ , gdzie L jest indukcyjnością obwodu spawalniczego wyrażoną w  $\mu H$ .

- Przez zastosowanie nowej generacji zasilaczy tranzystorowych wytwarzających na wejściu napięcie prostokątne o dużej stromości narastania  $a > 10^7$  V/s. Szybkość zmiany natężenia pola elektrycznego w chwili przechodzenia prądu przez zero spełnia wtedy warunek ponownego zapłonu wyprowadzony w pkt. 5.2.3. Stosowanie zasilaczy z falownikiem tranzystorowym stwarza nowe możliwości bardzo przydatne przy spawaniu metodą TIG. Przy zasilaniu napięciem sinusoidalnym sprawność procesu spawania jest stosunkowo mała, wtopienie spoiny ograniczone przy nadmiernym nagrzewaniu elektrody. Wynika to stąd, że przez 50 % czasu spawania elektroda wolframowa ma polaryzację dodatnią, co wpływa niekorzystnie na nagrzanie elektrody, ale tak długi czas nie jest potrzebny na rozbijanie warstwy tlenków. Zasilacze z falownikiem tranzystorowym pozwalają zasilać łuk napięciem przemiennym prostokątnym, umożliwiając jednocześnie zmianę proporcji czasu trwania polaryzacji ujemnej i dodatniej na elektrodzie wolframowej nawet w granicach 30 -70 %.



Rys.9.1. Uproszczonego schematu ideowego tranzystorowego układu do spawania prądem przemiennym, z możliwością zmiany czasu trwania ujemnej i dodatniej półfali napięcia zasilającego łuk spawalniczy

Fig. 9.1. Simplified circuit thyristor system for a c welding, with possibility of time change of negative and positive half - wave supplying voltage

Schemat ideowy obwodów głównych takiego zasilacza przedstawiono na rys. 9.1. Najnowsze konstrukcje takich zasilaczy poprzez zastosowanie odpowiednich układów sterowania pozwalają na spawanie prądem stałym i przemiennym o kształcie prostokątnym. Istnieje też możliwość zasilania procesu spawania prądem mieszanym, charakteryzującym się tym, że po kilku okresach napięcia przemiennego o podwyższonej częstotliwości występuje impuls o dłuższym czasie trwania i o ujemnej polaryzacji dla elektrody wolframowej.

## LITERATURA

- [1] Amin M., Masser - Ahmed: Synergie Control in MIG welding. Metal Construction nr 6, 1986.
- [2] Amin M., Masser - Ahmed: MIG power sources with one knob control. Metal Construction nr 7, 1986.
- [3] Bakaroshiev W.: Einfluss des inhomegen, Magnetfelds auf den in seiner, Plasmaanlage brennenden Lichtbogen. Schweiss und Schneid. 1975 nr 11.
- [4] Bardahl N.: Stromversorgung für Lichtbogenanlagen. Simens Zeitschrift 1967 nr 41.
- [5] Beliński S.M., Kaganskij A.M., Temkin A.W.: Oborudowanie dla swarki neplawjaszczimsja elektrodom w srede inertnych gazow. Energia, Leningrad 1975.
- [6] Bolanowski B., Holi A.: Elementary discharge process after destruction of cathode oxide film. Łódź Konferencja. Switching arc Phenomena 1985.
- [7] Buttar H.K., Bolanowski B.: Cathode Sheath firmation in the post arc channel. Łódź Konferencja Switching arc Phenomena. 1985.
- [8] Buttar H.K., Holi A.: Elektrical reignitions of a short a.c arc at pressures bellow 1013 hpa. Łódź. Konferencja Switching arc Phenomena. 1981.
- [9] Broun M.: Termiczeskaja teoria elektroswarocznoj dugi. Moskwa 1957.
- [10] Celiński Z.: Plazma. PWN, Warszawa 1980.
- [11] Cizow V. S., Kropuchin W.W.: Ustroistwo dla plownogo zazigania i gaszenija dugi pri swarke w zaszcitom gaze. Awtomat. Swarka nr 4, 1975.
- [12] Cobine J.D., Burger E.E.: Analysis of Electrode Phenomena in the High Current Arc. Journal of Applied Physics Vol 26, N° 7.
- [13] Conn W.M.: Die Technische Physik der Lichtbogenschweissung, Springer-Verlag 1956 r.
- [14] Dudko D.A., Snajder B.U.: Powyzszenie ustrojowosci małoampornej dugi w argonie. Awtomat. Swarka nr 11, 1975.
- [15] Dobaj E.: Analiza elektrycznego obwodu spawalniczego przy tyrystorowym sterowaniu procesem spawania w atmosferze dwutlenku węgla. Praca doktorska. Gliwice 1982.
- [16] Dobaj E.: Badanie zjawisk w przestrzeni międzyelektrodowej przy spawaniu łukiem krytym. ZN Pol. Śl. s. Elektryka nr 94, Gliwice 1985.
- [17] Dobaj E.: Maszyny i urządzenia spawalnicze. WNT, Warszawa 1994.
- [18] Edels H., Whittaker D.: Experiments and Theory on Arc Reignition. Int Conf. Gas Discharges, London 1972.
- [19] Erochin A.A., Bakarow W.A.: Wlijanie geometrii wolframowego katoda na niekotorije charakteristiki swarocznoj dugi. Swaroc. Proizw. 1971 nr 12.
- [20] Erochin A.A.: Siłowyje wozdiejstwie dugi na rozplawienij; metalf. Awtomat. Swarka nr 7, 1979.
- [21] Esibjen E.M.: Plazma - arc equipment. Mir, Moskwa 1973.
- [22] Gołębiowski J., Hetman A.: Zapłonowe układy iskiernikowe z energią gromadzoną w polu elektrycznym kondensatora. Techn. Mot. nr 2, 1976.
- [23] Goldman K.: Electric Arcsin Argon Volt - Amp. Characteristics, London 1972.
- [24] Gutterman K.D.: Awtomaticzeskoje regulirwanje elektryczeskoj dugi. MEI, Moskwa 1972.
- [25] Hevalda A.: Procesy cieplne przy spawaniu elektrycznym. WNT, Warszawa 1983.
- [26] Holi A.: Pewny zapłon łuku elektrycznego prądu przemiennego. Praca doktorska. Pol. Łódzka 1976.

- [27] Haddad G.F, Farmer A.J: Temperature Measurements in Gas tungsten Arcs. Welding Research Supplement 1986/33 g.
- [28] Jaysinghani N.: Geregelte Gleichstrom Versorgung für Plasmantersuchungen. Broun Boweri Mitt nr 3, 1974.
- [29] Kodomciw B.B.: Kollektivnyje jawlenia w plazmie. Nauka, Moskwa 1976.
- [30] Królikowski Cz. i inni.: Urządzenia zasilające i zapłonowe do pieców plazmowych. Uniw. Warszawski, Chemia plazmy, 1978.
- [31] Kensik R.: Bevertung des Leistungsbedarfs beim Lichtbogenschweissen. Schweissen und Schneiden nr 6. 1990.
- [32] Korotkowa G.M, Motorin KW.: Powtornoje wozbnidenije elementarnych dug trechfomogo fakela. Swarocz. Proizw. w.7, 1989.
- [33] Kamińska - Franke A.: Analiza zjawisk cieplnych i elektrycznych w plazmortonie oraz obwodzie zasilającym prądu przemiennego w procesie wytwarzania plazmy niskotemperaturowej. Politechnika Poznańska. Rozprawy nr 186, 1987.
- [34] Kołaciński Z.: Thermal reignition of the cathode sheath. Gas Discharges, London IX 1972.
- [35] Leskow G.J.: Swarocznyj transformator s ustrojennym generatorom impulsow. Awtomat. Swarka nr 2, 1974.
- [36] Leskow G.J.: Elektrieskaja swarocznaia duga. Maszinostrojenie 1970.
- [37] Leskow G.J., Zaruba I.: Puti powyszenija ustoiczivosti wysokoeffektywnych swarocznych dug. Awtomat. Swarka nr 12, 1985.
- [38] Lelewkin W.M., Semenow W.F.: Duchtemperaturnaja model' swarocznoj dugi. Awtomat. Swarka nr 6, 1990.
- [39] Lebidiew W.K.: Awtomatizacija swarocznych processow. Kijew 1986.
- [40] Ługin W.P.: Issledowanije elektriceskowo probolja mezelektrodnogo promezutka podswarocznym fljusom. Awtomat. Swarka nr 3, 1976.
- [41] Ługin W.P.: Srawnitelna ocenka stabilnosti gorenija dugi pri swarke iskustwiennymi elektrodami pieremiennym tokom. Sw.Proizw. nr 1, 1975.
- [42] Meyer H.: Analyse des Zundverganges und des Einflusses von Zundspannung Schweissu, Schneid nr 5, 1973.
- [43] Mecew W.S. i inni.: Elektromagnitnyje siły w swarocznoj dugie. Awtomat. Swarka nr 8, 1980.
- [44] Przytocki W.: Die Wiederzundnug des Wechselstramsschweislichtbogens Conf. Switching arc Phenomena. Łódź. 1985.
- [45] Pentiegor I.V., Sidorets. V.M.: Energy parameters in a mathematical model of a dynamic welding arc. Welding International nr 4, 1990.
- [46] Pierożek B., Lasociński J.: Spawanie łukowe stali w ostonach gazowych. WNT, Warszawa 1987.
- [47] Przytocki W.: Analiza procesu inicjacji i stabilizacji łuku spawalniczego prądu przemiennego. Praca doktorska. Politechnika Śląska, Gliwice 1993.
- [48] Rodacki T.: Analiza i synteza tyrystorowych układów zasilania i regulacji pewnych odbiorników łukowych. ZN Pol.Śl. s. Elektryka, z. 96, Gliwice 1985.
- [49] Rodacki T.: Układy regulacji prądu w tyrystorowych zasilaczach odbiorników łukowych. ZN Pol.ŚL. s. Elektryką, z.104, Gliwice 1986.
- [50] Rodacki T., Sobczak J.: Komputerowa symulacja układów zasilania odbiorników łukowych - modele matematyczne układów zasilania i regulacji. ZN Pol Śl. s. Elektryka, z.130, Gliwice 1992.
- [51] Rodacki T., Kandyba A.: Energooszczędne układy zasilania odbiorników łukowych. Gospodarka Paliwami i Energią nr 8, 1993.



- [52] Sieszezuk B.M.: Ustrojstwo dla awtomatizieszkowo upriawlenija istocznikami swarocznowo toka. Elektrotechnika nr 9, 1982.
- [53] Sidorow W.P.: Metodika ocenki pielektrodnyj padenij naprazenia na dugie goriaszczej w argonie miezdu wolframom i aljumiem. Awtomat. Swarka nr 6, 1991.
- [54] Schellchase M.: Der Schweisslichtbogen ein Technologischen Werkzeug. Berlin 1985.
- [55] Schellchase M.: Matematieszkaja model' perechodnych processow w swarocznoj dugie i jego issledowanije. Awtomat. Swarka nr 7, 1977.
- [56] Sergackin G.J. i inni: Zaziganie dugi pri swarkie nieplawiaszcziumsja elektrodom. Awtomat. Swarka nr 11, 1989.
- [57] Trockij B.A.: Wlijanie parametrow elektriceszkoy cepi na povtornoje wozbużdienie dugi pieremiennogo toka. Awtomat. Swarka nr 11, 1975.
- [58] Tsuchiya Y.: A robotic aluminium welding system. Welding International nr 7, 1993.
- [59] Zarudi M.E.: Kriterii suszczestwowanija i ustoiczivosti stacionarnych reżimow w induktiwnoj cepi pieremiennowo toka s dugoj. Elektriczesstwo nr 4, 1977.
- [60] Andreev C.J., Sokołow B.M.: Obrazowanie iskrowego kanała wozducha. Żurnał tech. fizyki nr 7, 1965.
- [61] Andreev C.J., Sokołow B.M.: Issledowanie mechanizma proboja korotkowo wozdusznogo promezutka. Żurnał Techn. Fizyki nr 2, 1966.
- [62] Janowski W.: Matematyka. Tom I. PWN, Warszawa 1961.

# STABILIZACJA PROCESU SPAWANIA ŁUKIEM PRĄDU PRZEMIENNEGO

## Streszczenie

Monografia ma na celu analizę i usystematyzowanie zjawisk występujących przy bezdotykowej inicjacji łuku elektrycznego prądu przemiennego oraz przy jego ponownym zapłonie po przejściu prądu przez zero. Tematyka ta jest szczególnie ważna dla procesu spawania łukiem prądu przemiennego. Praca składa się z dwóch części: analitycznej i eksperymentalnej. W części analitycznej szczegółowo przeanalizowano zjawiska zachodzące w trzech strefach przestrzeni międzyelektrodowej: anodowej, katodowej i kolumnie łuku. Model matematyczny płamki anodowej opracowano na podstawie bilansu mocy dostarczanej i oddawanej z płamki. Pozwolił on określić zmianę temperatury płamki anodowej w chwili przechodzenia prądu przez zero. Bilans energii dla elementu plazmy w kolumnie łuku pozwolił uzyskać równanie opisujące proces chłodzenia plazmy międzyelektrodowej. Na tej podstawie wyprowadzono kryterium ponownego zapłonu, określone minimalną szybkością zmiany natężenia pola elektrycznego, związane z dejonizacją plazmy w kolumnie łuku. Na bazie analizy zjawisk w warstwie przykatodowej podjęto próbę opracowania matematycznego modelu zapłonu łuku. Weryfikacja doświadczalna wyników obliczeń uzyskanych z modelu pozwala uznać ten model za odpowiedni dla zakresu zapłonów elektrycznych. W części eksperymentalnej przedstawiono wyniki pomiarów najważniejszych parametrów charakteryzujących stan przestrzeni międzyelektrodowej. Pomiary przeprowadzono dla dwóch przypadków:

- przestrzeni międzyelektrodowej niezjonizowanej (bezdotykowa inicjacja łuku),
- przestrzeni międzyelektrodowej zjonizowanej (ponowna inicjacja łuku po przejściu przez zero).

Na podstawie wyników analizy teoretycznej i pomiarów opracowano wnioski dotyczące wymaganych parametrów procesu zapłonu oraz wytyczne przydatne do projektowania zarówno zasilaczy łuku spawalniczego z układem inicjująco-stabilizującym, jak też dla nowej generacji zasilaczy z falownikiem tranzystorowym.

## STABILIZATION OF ALTERNATIVE CURRENT ARC WELDING PROCESS

### Summary

The aim of this monograph was analyze and systematize phenomena occurring during touch-free initiation of a c electric arc and during its repeated ignition while current passes zero. The topic is extremely important for a c arc welding process.

This paper consists of two parts:

analytical and experimental. In the first part phenomena occurring in three zones of inter-electrodes area: anode, cathode and arc column were analyzed. Mathematical model of anode spot was formulated on the base of power balance supplied from and returned back to the spot. It determined anode spot temperature change while current passes zero. Energy balance for the element of plasma in arc column was defined by an equation describing cooling process of inter-electrode plasma and where from criterion of repeated ignition was introduced, determined by the minimal speed of electric field voltage changes due to plasma deionization in arc column. Analyzing cathode layer phenomena, an attempt to find a mathematical model of arc ignition was undertaken. Experimental verification of the model computation results confirmed that it was correct for electric ignition. In experimental part measuring results of the most important parameters characterizing the state of inter electrodes area were presented.

Measurements were taken for in two cases:

- non ionizes inter electrodes area (touch-free arc initiation)
- ionized inter electrodes area (repeated arc initiation after passing zero).

Using the results of theoretical analysis and measurements some conclusions were drawn concerning the required ignition parameters and guidelines were given how to design welding arc supplier with initiating- stabilizing system and new generation of transistor inverter suppliers.