

**KAYNAK BÖLGESİNDEKİ SICAKLIK
DAĞILIM ve DEĞİŞİMİNE
ISIL ÖZELİKLERİN, GİZLİ ERGİME ISISININ
ve ELEKTROD ÇAPININ ETKİSİ**

(DOKTORA TEZİ)

Yük. Müh. Recep KILIK

Tezin Fen Bilimleri Ens. Verildiği Tarih : 8.7.1983

Tezin Savunulduğu Tarih : 5.10.1983

Doktorayı Yöneten Öğretim Üyesi : Doç. Dr. Kutsal TÖLBENTÇİ

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Selâhaddin ANIK

: Doç. Dr. Hasbi YAVUZ

İ Ç İ N D E K İ L E R

ÖZET	IV
SUMMARY	VI
KULLANILAN SEMBOLLER	XI
BÖLÜM 1. KONUNUN ÖNEMİ	1
BÖLÜM 2. KAYNAK BÖLGESİNDE SICAKLIK DAĞILIM VE DEĞİŞİMİ ÜZERİNE GÜNÜMÜZE KADAR YAPILMIŞ ÇALIŞMALAR	4
2.1 Genel	4
2.2 Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımı	5
2.3 Soğuma hızı	6
BÖLÜM 3. ÇELİKLERİN ISIL ÖZELİKLERİ VE KAYNAK METALURJİSİ	13
3.1 Isıl özellikler	13
3.1.1 Isı iletim katsayısı	13
3.1.2 Özgül ısı	15
3.1.3 Yoğunluk	17
3.1.4 Isı yayılım katsayısı	17
3.2 Elektrik ark kaynağında sıcaklık dağılımı ve değişimi	19
3.2.1 Ark ısısı	19
3.2.2 Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımı	22
3.2.3 Soğuma hızı	24
3.3 Sıcaklık değişimine bağlı olarak çeliklerin iç yapısında meydana gelen dönüşümler	27

3.4	Çeliklerin kaynak bölgesi	35
BÖLÜM 4. KAYNAK YAPILAN İNCE LEVHADA SICAKLIK		
	DAĞILIMININ ANALİTİK ÇÖZÜMÜ	39
4.1	Genel	39
4.2	Tek boyutlu sıcaklık dağılımı	39
4.2.1	Ergime olayının etkisinin ihmal edildiği hal	40
4.2.2	Ergime olayının etkisi	45
4.2.2.1	Ergime sınırı elektrod alanı içinde	47
4.2.2.2	Ergime sınırı elektrod ön sınırında	49
4.2.2.3	Ergime sınırı elektroda gelmeden önce	50
BÖLÜM 5. KAYNAK YAPILAN İNCE LEVHADA SICAKLIK		
	DAĞILIMININ NÜMERİK ÇÖZÜMÜ	54
5.1.	Genel	54
5.2.	Tek boyutlu sıcaklık dağılımı	54
5.3.	İki boyutlu sıcaklık dağılımı	61
5.3.1	Gizli ergime ısıısının etkisi	68
5.3.2	Isıl özelliklerin değişiminin etkisi	69
5.3.3	Elektrod çapının etkisi	72
5.3.4	Levha kalınlığının etkisi	73
5.4	Az karbonlu çelikler için soğuma hızı ve soğuma süresini veren yeni bir denklem ..	77

BÖLÜM 6. İRDELEME VE SONUÇLAR

6.1 Genel	80
6.2 Kaynak bölgesi için bulunan sıcaklık dağılımının diğer çalışmalarla karşılaştırılması	81
6.2.1 Rosenthal'ın analitik denklemiyle karşılaştırılması	82
6.2.2 Literatürde mevcut deney sonuçları ile karşılaştırma	82
6.3 Soğuma hızı denkleminin diğer denklemlerle karşılaştırılması	88
6.4 $\Delta t_{8/5}$ soğuma süresi denkleminin diğer denklemlerle karşılaştırılması	92
6.5 Sonuçlar	94
6.6 İleriye yönelik çalışmalar	96
EKLER	97
LİTERATÜR	117
TEŞEKKÜR	123
ÖZ GEÇMİŞ	124

Çağımızda uzaydaki uydulardan, maden ocaklarında çalışan makinalardan, denizlerin altında seyreden denizaltılara kadar, her cins makina ve teçhizatın imalatında, büyük ölçüde kaynaktan yararlanılmaktadır. Yüksek derecede zorlamalara maruz kalan bu kaynaklı bağlantıların kalitesi sadece tatbik edilen kaynak usulüne ve kullanılan kaynak metalinin özelliklerine bağlıdır.

Kaynak usullerinin büyük bir kısmında birleştirilecek olan metalsel parçalar yerel olarak ergime sıcaklığı üzerinde bir sıcaklığa kadar hızla ısıtılmakta ve sonra soğumaya terk edilmektedir. Kaynatılan malzemenin özelliklerine, ebatlarına ve ortam şartlarına bağlı olarak kaynak bölgesi oldukça şiddetli bir şekilde soğumaktadır.

Günümüz endüstrisinde kullanılan çeşitli alaşımların çarpıcı mekanik özelliklerinin büyük bir kısmı, eldeleri esnasında uygulanan ısı işlemlerden kaynaklanmaktadır. Kaynak işlemi esnasında uygulanan ısı çevrim, bu şekilde elde edilmiş özellikleri büyük bir kısmının yok olmasına sebep olmaktadır. Ayrıca, çağımızda makina ve teçhizat imalatında metalsel malzemelerin ağırlık olarak % 98 i demir esaslıdır. Kaynak işleminin, metalsel malzemeye yerel olarak tatbik ettiği ısı çevrim, allotropik özeliğe sahip demir esaslı malzemelerde, kaynak bölgesinde faz dönüşümlerine sebep olmakta ve bu da, bağlantının mekanik özelliklerini büyük ölçüde etkilemektedir.

Kaynak işlemi esnasında meydana gelen metalurjik olaylar ve bunun neticesinde ortaya çıkan yapının mekanik özelliklerini

önceden tahmin edebilmek için, kaynak bölgesinde sıcaklık dağılım ve değişimin bilinmesi gerekmektedir. Zira, ancak bu şekilde kaynağın tatbik ettiği ısı çevrimi gereken şekilde ayarlayarak, kaynak bölgesinde malzemenin özellikleri, sıcaklığın tahripkar etkisinden korunabilir.

Literatür araştırmasından şimdiye kadar, kaynak yapılan ince levhalarda sıcaklık dağılımı için kullanılan denklemler gizli ergime ısısının etkisi ihmal edilerek, malzemenin ısı özellikleri sabit ve kaynak ısı enerjisinin bir noktadan tatbik edildiği kabul edilerek geliştirilmiştir.

Bu çalışmada, kaynak edilen malzemenin ısı özellikleri ile ısıtım ve taşınım ile oluşan ısı kayıpları sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplara dahil edilmiş ve kaynak ısı enerjisinin bir noktadan değil, elektrodun kesit alanı kadar bir bölgeden tatbik edildiği dikkate alınarak, kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımının analizine imkan veren bir nümerik model geliştirilmiştir. Geliştirilen teorik model yardımıyla, az karbonlu çelikten yapılmış ince levhalar için hesaplanan sıcaklık değerleriyle literatür de mevcut deney sonuçları karşılaştırılmış ve bunlarla iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür.

Demir esaslı malzemelerde, soğuma esnasında ortaya çıkan metalurjik dönüşümlere ve neticede elde edilen iç yapıya en büyük etken soğuma hızıdır. Soğuma hızı veya seçilmiş iki sıcaklık derecesi arasındaki soğuma süresini geliştirilmiş olan nümerik çözüm modeli yardımıyla hesaplamak pratik olmadığından, az karbonlu çelik için bulunan sıcaklık dağılımı sonuçlarına en küçük ka-

reler ve deneme-yanılma metodları uygulanarak soğuma bölgesinin 300°C - 1200°C arasında sıcaklık dağılımını veren denklem elde edilmiştir. Elle yapılan kaynak şartlarında, nümerik çözümle denklem arasındaki ortalama mutlak fark % 6 dan daha az olmaktadır.

Soğuma hızını veren denklem, sıcaklık dağılımı denkleminin zamana göre türevidir. Fakat türev soğuma hızına göre non-lineer olduğundan, bunun da nümerik çözümü yapılmış, bulunan neticelere en küçük kareler metodu uygulanarak, iyi bir yaklaşımla yeni bir soğuma hızı denklemi geliştirilmiş ve geliştirilen soğuma hızı denkleminin 800°C - 500°C sıcaklıklar arasında soğuma süresini veren ifade elde edilmiştir. Bu denklemlerin sonuçları analitik denklemlerle karşılaştırılmıştır.

Analitik ifadelerde ısısal özellikler sabit alındığından, kaynak ısı enerjisine ve levha kalınlığına bağlı olarak soğuma hızı ve soğuma süresi hızla değişmektedir. Oysa, levhadan çevreye olan ısı kayıpları ve ısısal özellikler sıcaklığın fonksiyonu olduğundan hızla değişmeyecektir.

Bu çalışmada, az karbonlu çelikten yapılmış ince levhalar için elle yapılan elektrik ark kaynağında kullanılmak üzere geliştirilmiş olan, soğuma hızı denklemi taşınım ve ışınlama ile oluşan ısı kayıplarının sıcaklığa bağımlılığını, elektrod çapının ve gizli ergime ısısının etkilerini içeren nümerik modelden hareket edildiğinden, olaya daha uygun yaklaşım göstermektedir. Bu çalışmada teklif edilen bağıntıların bütün metalsel malzemelere tatbik edilebilmesi için, malzemenin ısısal özelliklerinin sıcaklıkla değişimlerinin bilinmesi gereklidir.

S U M M A R Y

In welding, generally, metallic materials, are heated to approximately the melting temperature and then, following the welding operation, they are cooled in a short time depending on the size of the material, the applied energy (Welding energy) and the surrounding temperature. Heating to a high temperature and fast cooling causes internal stresses within the material resulting in an increase of the grain size in the welding region, diffusions and phase transformations in the solid state.

Solid state phase transformations in pure iron which has allotropic properties happen at a constant temperature. But in iron alloys (steel) this happens in a temperature interval. If steel is heated to a high temperature and then cooled slowly under control the structure of material will be the same as the initial material apart from an increase of the grain size. However, when the cooling rate is high, depending on the ratio of carbon in steel, a very hard and cracky structure, called martensitic may occur. Depending on welding conditions the region which is heated may due to such an effect, form a martensitic structure.

Today's industry uses equipments working under high pressures and high temperatures in corrosive environments. One of the most important problems of today's industry is to weld special steel products resistant to different types of stresses of large magnitudes.

Heat applied to the materials during the welding process, may cause considerable changes in the mechanical pro-

VIII

perties of the materials. Therefore, to meet certain specifications at the welded joints the increase of the grain size, the diffusion reactions and metallurgical structural changes should be taken under control. Since all of the above effects are related to the heating process applied, knowing the temperature distribution in the welding region beforehand, enables one to estimate the effects of heating and thus, necessary preventive measures can be taken.

Heat transfer operation in welding is rather different from the heat transfer operations in the industry. Here the rate of heat transfer to the material is high and takes place in a very short time. Therefore, the maximum temperature attained and the cooling rate during the welding operation are very important. Cooling rate can be determined by differentiating the equation giving the temperature distribution in the welding region.

It is difficult to write an analytical equation representing the temperature distribution in the welding region since the parameters such as, the physical properties of the materials concerned, the latent heat of fusion, the effect of convection and radiation from the plate must be taken into account. However, Rosenthal [5] was able to find an analytical solution for the temperature distribution by assuming: physical properties of the material to be independent of temperature, a point heat source with a constant speed V and a constant strength, and constant radiative and convective heat losses to the surroundings. This equation is:

IX

$$T - T_0 = \frac{Q_e}{2\pi k L} e^{-\frac{V}{2\alpha}(r+x)} K_0\left(\frac{V}{2\alpha}r\right)$$

From the viewpoint of metallurgical structural changes in the heat affected zone, the cooling rate and the time period for the temperature to decrease from 800 °C to 500 °C are very important. The equations of cooling rate and time period for cooling, $\Delta t_{8/5}$ can be obtained from Rosenthal's equation:

$$\frac{dT}{dt} = -2\pi k \rho c \left[\frac{VL}{Q_e} \right]^2 [T - T_0]^3$$

and

$$\Delta t_{8/5} = \frac{1}{4\pi k \rho c} \left[\frac{Q_e}{LV} \right]^2 \left[\left[\frac{1}{500 - T_0} \right]^2 - \left[\frac{1}{800 - T_0} \right]^2 \right]$$

It is known however that the temperature distribution is affected by thermal properties of the materials, convection and radiation heat losses from the plate, and the latent heat of fusion. Besides these factors the arc energy used as welding heat, flow from the cross-sectional area of the electrode and since the melted electrode spreads over a region of the plate, a point heat source assumption may not be applicable.

In this thesis, a nonlinear differential formulation was made by foregoing the restrictions mentioned above. Since the equation is non-linear its solution can be only achieved by numerical methods. In order to solve the heat flow problem, a numerical model based on finite differences was constructed and analysis was done on this model. In the numerical analysis effect of latent heat of fusion, physical

properties of the material, electrode diameter and thickness of plate (4mm to 6mm) on temperature distribution and change in the welding region was investigated (fig.5.9,10,11,12). Temperature distribution and temperature change determined from numerical solution were compared with results obtained by Rosenthal's analytic equation and Rykalin's [12] and Dağsöz [13] experiments. It was found that the numerical solution gave realistic results (Table 6.1 a,b,c, and Fig 6.2,3).

In welded steel plates, the metallurgical changes which occur in the heat effected zone, depend strongly on the cooling rate and the cooling period, $\Delta t_{8/5}$ calculations of the cooling rate and the cooling period are not practical numerically. In order to obtain an analytical relationship for the temperature distribution in the welding region for steel plates with low carbon ratio, various relationships were tried by using least-squares approximation and trial and error for each case. Since the number of factors effecting the temperature distribution are too many, the equation of temperature distribution contains many coefficients and its deviations from the numerical results become too high. Therefore, for soft steel plate using Welding heat energy between 1050 and 2500 watts, welding speed between 0.0009 and 0.0026 m/s and electrode diameter between 0.00325 and 0.004m the equation of temperature distribution during cooling in the region between 300 °C and 1200 °C, which is very important for metallurgical transformations was determined as:

XI

$$T - T_{\infty} = \frac{Q_e^{0.1}}{kL^{0.01}} \left[\frac{a_1}{\left(\frac{V}{2\alpha}r\right)^{0.5}} + \frac{a_2 V}{\left(\frac{V}{2\alpha}r\right)^{0.75}} + \frac{a_3}{\left(\frac{V}{2\alpha}r\right)^{1.5}} + \frac{a_4}{\left(\frac{V}{2\alpha}r\right)^{2.5}} \right] e^{-\frac{V}{2\alpha}(r-x)}$$

The difference between values given by the above equation and the finite difference method is approximately 9.4 %. In arc welding, considering manually covered electrode welding procedures, average absolute difference becomes about 5.8 %.

Welded plate regions which are heated up to 900 °C cool at the same rate [19,34]. Therefore, if the last equation is applied to the welding axis and differentiated with respect to time, the equation of cooling rate can be obtained:

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{Q_e^{0.1}}{kL^{0.01}} \left[0.5 \frac{a_1}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{0.5} t^{1.5}} + 0.75 \frac{a_2 V}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{0.75} t^{1.75}} + 1.5 \frac{a_3}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{1.5} t^{2.5}} + 2.5 \frac{a_4}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{2.5} t^{3.5}} \right]$$

As the last equation is non-linear with respect to cooling rate numerical solution was resorted to and the least squares method was applied to the results to obtain the equation of cooling rate in the temperature interval mentioned above:

$$\frac{dT}{dt} = - (0.08+50V)10^{-3} \frac{V^{0.9} L^{0.02}}{Q_e^{0.2}} (T - T_{\infty})^{2.85}$$

The equation of cooling period $\Delta t_{8/5}$, is easily written from the equation of the cooling rate,

XII

$$\Delta t_{8/5} = \frac{1}{(0,08+50V)1,85 \cdot 10^{-3}} \frac{Q^{0.2}}{V^{0.9} L^{0.02}} \left[\left[\frac{1}{500-T_{\infty}} \right]^{1.85} - \left[\frac{1}{800-T_{\infty}} \right]^{1.85} \right]$$

Equation developed for the cooling rate and $\Delta t_{8/5}$ cooling period were compared with Rosenthal's cooling rate equation and Andrichem and Kas' $\Delta t_{8/5}$ cooling period equation. Since the thermal properties and heat losses in the analytic equations are taken as constant, the cooling rate and the cooling period change rapidly with increasing welding heat energy. Whereas, as the welding energy increases, the temperature and thus the convective, radiative heat losses in the welding region will increase. Therefore the variation of the cooling rate and cooling period will not be linear but will be of power type (Fig. 6.2-6). Therefore, equations obtained give realistic results.

When the welding heat energy was applied to plates of different thicknesses (4mm and 6mm), it was found that the cooling rate and the cooling period determined from Rosenthal's equation changed rapidly with the plate thickness due to reasons mentioned above. Whereas, in the thin plate welding bath is large and the temperature will increase. Therefore, the variation of cooling rate and cooling period with thickness of plate is not linear. In conclusion, the equation of cooling rate and the cooling period developed in this study give, more realistic results than Rosenthal, and Andrichem and Kas' equations (Fig. 6.5,6).

S E M B O L L E R

A	Isı geiş yüzeyi	(m ²)
α	Isıl yayılım katsayısı	(m ² /s)
Bi	Biot sayısı	
C	Özgl ısı	(kJ/kg °C)
C _p	Sabit basınta özgl ısı	(kJ/kg °C)
d	Elektrod apı	(m)
h	Entalpi	(kJ/kg)
h	Işınımla ısı geiş katsayısı	(W/m ² -K)
h	Gizli ergime ısısı	(kJ/kg)
h	Taşınımla ısı geçiş katsayısı	(W/m ² -K)
I	Akım şiddeti	(A)
k	Isı iletim katsayısı	(W/m-K)
K ₀	İkinci tip sıfırını mertebe düzeltilmiş bessel fonksiyonu	
L	Levha kalınlığı	(m)
m	Kütlesel debi	(kg/s)
q"	Isı akısı	(W/m ²)
Q _e	Levhaya geçen kaynak ısısı	(W)
Q _t	Toplam ark ısısı	(W)
r	Sıcaklığı ölçülmek istenen noktanın elektroda olan uzaklığı ($r=\sqrt{x^2+y^2}$)	(m)
T	Sıcaklık	(°C, K)
T ₀	Levhanın ilk sıcaklığı	(°C, K)
T _y	Yüzey sıcaklığı	(°C, K)
T _	evre sıcaklığı	(°C, K)
$\frac{dT}{dt}$	Soğuma hızı	(°C/s)
t	Zaman	(s)

XIV

$\Delta t_{8/5}$	Soğuma süresi (800°C den 500°C'ye düşmesi için geçen süre)	(s)
x	Kaynak eksenini ($x = -Vt$)	(m)
V	Elektrod hızı (Levha Hızı)	(m/s)
α	Ergime sınırı	
β	Katılaşma sınırı	
ρ	Yoğunluk	(kg/m ³)
δ	Genişlik	(m)
ϵ	Neşretme oranı, uzunluk	
ξ	Boyutsuz uzunluk ($\xi = x/\epsilon$)	
θ	Boyutsuz sıcaklık ($\theta = \frac{T(x) - T_{\infty}}{q'' \epsilon^2 / kL}$)	
σ	Stephan-Boltzman sabiti ($= 5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$)	
ω	Boyutsuz sayı ($\omega = \epsilon h/k$)	

Alt indisler

l	Işınım
i	İletim
k	Katı
o	Başlangıç
s	Sıvı
t	Taşınım
x	Doğrultu
y	Doğrultu, yüzey
∞	Çevre

B Ö L Ü M I

KONUNUN ÖNEMİ

Kaynak usüllerinin büyük bir kısmında, birleştirilecek olan metalsel parçalar yerel olarak ergime sıcaklığı üzerinde bir sıcaklığa kadar hızla ısıtılmakta ve sonra soğumaya terkedilmektedir. Kaynatılan malzemenin özelliklerine, ebatlarına ve ortam şartlarına bağlı olarak kaynak bölgesi oldukça şiddetli bir şekilde soğumaktadır. Bu şekilde, yüksek bir sıcaklık derecesine kadar bölgesel olarak süratli bir ısınma ve bilâhare şiddetli bir soğuma, malzemede iç gerilmelerin oluşması yanı sıra, kaynak bölgesinde tane büyümesi, difüzyon reaksiyonlarına ve katı hal faz dönüşümlerine de sebep olur.

Katı faz dönüşümleri allotropik özeliği haiz olan saf demirde sabit sıcaklıklarda meydana gelirken, çeliklerde yani demir alaşımlarında bu olay bir sıcaklık aralığında meydana gelir.

Normalize edilmiş çelikten yapılmış bir makina parçası, yüksek sıcaklığa kadar ısıtılıp yavaş ve dengeli bir şekilde soğutulursa ortaya çıkan yapı, tane büyümesi dışına ilkel yapının aynıdır. Buna mukabil soğuma hızı şiddetli olduğu zaman, çeliğin karbon içeriğine bağlı olarak sert ve kırılğan martenzitik yapı meydana gelir; çeliklerin kaynağında ısının tesiri altında kalan bölge, kaynak şartlarına

bağlı olarak bu olayı meydana getirebilecek bir ısı çevrimine maruz kalmaktadır.

Kaynak işleminin malzemeye tatbik ettiği ısı çevrimin sebep olduğu metalurjik dönüşümler neticesinde, malzemenin mekanik özelliklerinde önemli değişiklikler ortaya çıkar.

Kaynakla birleştirilen çelik malzemelerde, bağlantının emniyeti açısından ısının tesiri altında kalan bölgenin maksimum sertliğinin $Hv=350 \text{ kp/mm}^2$ değerini aşmaması arzu edilir.

Kaynaklı bağlantıların beklenen şartları sağlayabilmesi için, metalurjik dönüşümlerin, diffüzyon reaksiyonlarının ve tane büyümesinin kontrol altına alınması gereklidir. Bütün bunların tatbik edilen ısı çevrimle yakın ilgilerinden ötürü, kaynak bölgesinde sıcaklık dağılım ve değişimi önceden bilindiği takdirde, meydana gelecek olaylar tahmin edilerek, gerekli tedbirler alınabilir ve böylece kaynaklı bağlantının kalite ve emniyeti sağlanmış olabilir.

Günümüz endüstrisinde, yüksek basınçlara ve yüksek sıcaklıklara maruz çeşitli korozif ortamlarda çalışan teçhizatlar kullanılmaktadır. Bu çok çeşitli ve şiddetli zorlamalara dayanıklı özel olarak geliştirilmiş çeliklerin kaynakla birleştirilmesi, günümüz endüstrisinin en önemli sorunlarından bir tanesidir.

Kaynak işlemi esnasında, tatbik edilen ısı enerjisinin kaynak bölgesinde sebep olduğu sıcaklık dağılım ve değişiminin bilinmesi, kaynaktan sonra ortaya çıkabilecek bir

çok hadisenin, önceden bilinmesine en büyük yardımcıdır.

Bu şekilde kullanılan çeliğin özelliklerine tahripkar bir etkide bulunmayan, deneylerle tespit edilmiş sıcaklık dağılım ve değişimini sağlayabilecek kaynak ısı enerjisinin ve kaynak hızının önceden tespit edilmesi mümkün olabilecektir.



B Ö L Ü M ' II

KAYNAK BÖLGESİNDE SICAKLIK DAĞILIM VE DEĞİŞİMİ ÜZERİNE GÜNÜMÜZE KADAR YAPILMIŞ ÇALIŞMALAR

2.1 Genel

Kaynaklı bağlantılarda ısıнын tesiri altına kalan bölgede (ITAB) meydana gelen metalürjik dönüşümler, tane büyümesi ve diffüzyon reaksiyonları kaynak işlemi esnasında tatbik edilen ısıл çevrim ile yakından ilgilidir. Çeliklerin kaynağında erişilen tepe sıcaklıkları ve soğuma hızı ITAB'de iç yapının değişmesine sebep olur. Ortaya çıkan yeni yapının mekanik özellikleri ise soğuma hızına bağılı olarak tayin edilir.

Kaynak esnasında ulaşılan tepe sıcaklığını ve soğuma hızını önceden hesaplayabilmek için de, kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılımının bilinmesi gerekmektedir.

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımı, problem olarak katı içerisinde bir ısı akışı (ısı iletimi) problemidir. Değişik yapıda ve özellikteki katı maddeler içerisinde ısı iletimi, çeşitli sınır şartları için, ısı bilimciler tarafından incelenmiştir; kaynak işlemine de uygulanabilecek, katı içerisinde hareketli bir ısı membaından olan ısı akışı problemi ısı iletimini inceleyen çeşitli eserlerde bulunmaktadır[1-3].

Kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılımı konusunda, bir çok araştırmacı tarafından teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır[4]. Kaynak esnasında sıcaklık dağılımı hakkında detaylı ilk teorik çalışma, Rosenthal[5] tarafından yapılmış ve

daha sonra araştırmacı, teorik olarak hesapladığı değerleri deney sonuçları ile mukayese etmiştir [6]. Bruce [7], çevresi boyunca kaynak edilen silindirik yüzeyler için, sıcaklık dağılımının hesaplanmasını sağlayan teorik ifadeler geliştirmiştir. Yapılan bu ilk çalışmalar Supplement to the Journal of the American Welding Society, Transaction of the A.S.M.E., Journal of the Applied Physics, Schweissen und Schneiden, British Welding Journal gibi dergilerde yayınlanmıştır.

2.2 Kaynak Bölgesinde Sıcaklık Dağılımı

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını veren analitik ifade, ilk defa Rosenthal [5] tarafından verilmiştir. Rosenthal sıcaklık dağılımının analitik ifadesini, sanki sürekli halde ısı menbaı'nın şiddetinin ve hareket hızının, kaynak eksenı boyunca sabit kaldığı, kaynak edilen levhanın yüzeylerinden ısı kaybı olmadığı, ısııl özelliklerin sıcaklıkla değişmediğı kabullerinden hareket ederek geliştirmiştir. Tatbıkattaki olaya daha iyi yaklaşabilmek için, daha sonraki bir çalışmasında da [8], levhadan çevreye olan kayıpları da göz önüne alınan analitik ifadeler geliştirmiştir. Rosenthal ve Schmerber [6], sanki sürekli hal şartlarını belirlemek ve teorik neticeleri karşılaştırmak için değişik şartları kapsayan deneyler yapmışlardır.

Silindirik yüzeylerin çevresi, birden fazla kaynak tarafından kaynak edilmesi halinde sıcaklık dağılımının analitik ifadesi Bruce [7], tarafından çıkartılmış, eksenı boyunca

kaynak edilmesi halinde sıcaklık dağılımını ise Rosenthal ve Cameron[9], incelemiştir.

Bir çok araştırmacının sıcaklık ölçmelerini incelemiş olan Spraregen ve Claussen[4], netice olarak farklı şartlarda ve şekilde yapılmış deneyleri, mukayese etmenin güçlüğüne vurgulamışlardır. Cristansen ve arkadaşları[10], ergime bölgesinin ve yeniden kristalleşme bölgesinin sınırlarının tayini için, Rosenthal tarafından önerilen üç boyutlu (kalın levhalar için) sıcaklık dağılımı denklemini geliştirmişler ve teorik değerlerle deney neticelerini karşılaştırmışlardır. Malmuth ve arkadaşları[11], Rosenthal'in kalın levhalar için verdiği üç boyutlu sıcaklık dağılımı denklemini, yaklaşık metod (Perturbation) kullanarak gizli ergime ısısını da dikkate alan bir analitik ifade elde etmiş ve termovizyon tekniği ile gaz tungsten ark kaynağında, kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını incelemişlerdir. Rykalin[12]'de "Die Wärmegrundlagen des Schweissvorganges" isimli eserinde sıcaklık dağılımlarının analitik ifadelerini ve deney sonuçlarını bir arada vermiştir. Dağsöz[13], kalın ve ince levhalardan sıcaklık dağılımını teorik olarak incelemiş ve hava akımının sıcaklık dağılımına olan etkisini deney yardımı ile göstermiştir.

2.3 Soğuma Hızı

Kaynak bölgesinde meydana gelen metalurjik dönüşümleri tahmin etmek için, sıcaklık dağılımı ifadesi direkt olarak kullanılamamaktadır. Bununla beraber, sıcaklık dağılımını veren denklemlerden hareket edilerek herhangi bir noktadaki soğuma hızını

veren denklemleri elde etmek mümkündür. Hesaplanacak soğuma hızına göre de, kaynak işleminden sonra ITAB'da meydana gelebilecek iç yapı ve dolayısıyla mekanik özellikler kolaylıkla önceden belirlenebilir ,gerekli tedbirler alınarak kaynak bağlantısını kalitesine ters yönde etki eden faktörlerin tesiri azaltılabilir ve böylece kaliteli ve emniyetli kaynaklı birleştirmeler gerçekleştirilebilir. Bu sebeple kaynak tatbikatı açısından soğuma hızının bilinmesi çok önemli bir husustur.

Kaynak bölgesinde soğuma hızını tesbit etmek için Rosenthal[5,6], sıcaklık dağılımını veren analitik denklemin zamana göre türevini alarak soğuma hızının hesaplanmasını sağlayan denklemleri elde etmiş ve ince levhalarda soğuma hızını tesbit etmenin, kalın levhalar halinde olduğu kadar kolay olmadığını belirtmiştir. Rosenthal daha sonraki çalışmasında[8], ise, soğuma hızını veren denklemleri, tatbik edilen kaynak enerjisine bağlı olarak incelemiştir. Spraregen ve arkadaşları[4], Pertevin ve Seferian'ın yumuşak çelik halinde kaynak bölgesinde soğuma hızını tesbit etmek için yaptıkları deney sonuçlarını değerlendirmişlerdir. Bruce[7]de, Rosenthal gibi, sıcaklık dağılımını veren denklemin zamana göre türevini alarak soğuma hızını veren ifadeyi elde etmiştir.

Rosenthal, sıcaklık dağılımını veren denklemi, kaynak ısıısının noktasal bir ısı membaı olduğunu, bu ısı membaı'nın kaynak eksenı boyunca sabit hızla hareket ettiğini ve şiddetinin değişmediğini, kaynak edilen levhanın ısııl özellikleri-

in de sabit kaldığını, levhadan çevreye ısı kayıplarının bu-
 unmadığını kabul ederek elde etmiştir. Buna mukabil, Hess
 e arkadaşları [14], fiziksel özelliklerin sıcaklığa bağlı o-
 arak değiştiğini, ince levhalar ve ısı iletimi iyi olmayan
 etallerin kaynağından bu hususun sıcaklık dağılımına etkili
 lduğunu belirtmişler ve meydana gelecek hataları soğuma hızı
 enklemlerinde göz önüne alabilmek için çeşitli kalınlıklarda
 emi saçları üzerinde deney yapmışlardır. Elde ettikleri
 deney neticelerini kullanarak kaynak enerjisine göre soğuma
 ızını veren denklemler ve deneylerde kullandıkları çelikler
 çin seçilmiş kaynak şartlarına göre soğuma hızını kolayca
 ulmasını sağlayan diyagramlar çizmişlerdir. Mahla ve arka-
 aşıları [15], çelik malzemelerin kaynak bölgesindeki yapısal
 eğişikliklere sebep olan faktörleri ve bunların en önemlisi
 lan soğuma hızının etkisini deneysel olarak incelemişler,
 yrıca elde ettikleri deney sonuçlarını teorik sonuçlarla kar-
 ılaştırmışlardır. Doan ve arkadaşları [16], çeliklerin kay-
 aklarında soğuma hızının kaynak şartlarıyla bağıntısını ve
 unun, kaynak bölgesinin sünekliği üzerindeki etkisini deney-
 el olarak incelemişlerdir.

Cristansen ve arkadaşları [9], klasik Rosenthal denk-
 eminden hareket ederek kalın levhalar için geliştirdikleri
 ıcaklık dağılımını veren denklemin zamana göre türevini ala-
 ak, teorik soğuma hızını hesaplamasına imkan veren denkle-
 ı geliştirmişler ve buldukları teorik sonuçları deneyle tah-
 ik etmişler ve belirli kaynak şartlarına göre de soğuma hı-

zını veren diyagramlar geliştirmişlerdir.

Adams ve arkadaşları [17] , yaptıkları teorik ve deneysel çalışmalarda, özellikle çeliklerde tepe sıcaklığından itibaren soğuma hızının önemli olduğunu belirtmişlerdir. İnce levhalar için verdikleri soğuma hızı denkleminin, fiziksel özelliklerin, kalınlığın ve levhanın ilk sıcaklığının fonksiyonu olduğunu sıcaklık dağılımının üç boyutlu veya iki boyutlu olmasının kaynak şartlarına bağılı olduğunu belirtmişler ve kaynak şartlarına göre ; iki boyutlu mu yoksa üç boyutlu mu olduğuna karar vermede direkt kullanılabilecek bir diyagram ile, çelikler için önemli olan 800°C -500°C arasında soğuma hızını veren diyagramlar teklif etmişlerdir. Kaynak şartlarını ve yüzeylerden çevreye olan ısı kayıplarını dikkate alan, izafı levha kalınlıklarına göre , kaynak eksenindeki soğuma hızını veren grafikler de, Jhaveri ve arkadaşları [18] , tarafından geliştirilmiştir. Uwer[19] , çeliklerin kaynağında ısının tesiri altında kalan bölgede, meydana gelen metalurjik değişmelere etkileyen en önemli faktörün 800°C -- 500°C arasında ki soğuma süresi olduğunu belirtmiş, kalın ve ince levhaların kaynağında bu süreyi incelemiştir. Rykalin [12] , soğuma süresinin ve tepe sıcaklıklarının bulunmasını sağlayan matematiksel ifadeler geliştirmiştir. Uelzel[20] , kaynak tepe sıcaklıklarını deneysel olarak incelemiş ve maksimum sıcakları veren amprik denklemler teklif etmiştir.

Anık [21] , çelik malzemelerin kaynağında, kaynak enerjisi ve elektrodun cinsine bağılı olarak ısının tesiri altında ka-

lan bölgenin boyutlarıyla, iç yapısındaki değişimleri incelemiş ve ısıнын tesiri altında kalan bölgede, meydana gelen sertlikleri diyagramlarla vermiştir. Tülbentçi[22], hafif alaşımlı yüksek mukavemetli yapı çelikleri için, simülasyon tekniği ile, çeşitli soğuma hızları neticesinde ısıнын tesiri altında kalan bölgeyi meydana getirmiş ve bu çeliklerin kaynağında kullanılmak üzere $\Delta t_{8/5}$ sıcaklık dönüşüm diyagramını geliştirmiştir. Kaynak şartları ile soğuma zamanı arasındaki ilişki Anık ve Bodur[23], tarafından incelenmiştir. Ön tav sıcaklığının ve kaynak enerjisinin ısıнын tesiri altında kalan bölgede soğuma hızına olan etkisini Bodur[24], araştırmıştır. İnce[25], çeşitli kaynak şartlarında ısıнын tesiri altında kalan bölgede tane büyüklüğünün değişimini incelemiştir.

Literatürde ki çalışmalarda, kaynak işleminde kullanılan ark enerjisi bir noktasal ısı membaı kabul edilerek analitik çözümler yapılmıştır. Gerçekte ise elektrik arkı, elektrodun kesit alanı kadar bir bölgede meydana getirilmekte ve toplam ark enerjisi bu bölgeden malzemeye verilmektedir. Ayrıca metallerin fiziksel özellikleri sıcaklığa bağılı olarak da değişmektedir. İnce veya ısııletimi iyi olmayan metal levhaların kaynağında levhadan çevreye yayılan ısı kayıpları ihmal edilemeyecek kadar önemlidir. Ayrıca, bu kayıplar sıcaklığa bağılı olarak değişmektedir.

Şimdiye kadar yapılan çalışmalarda, ısı iletim katsayısının, özgül ısıнын, yoğunluğun ve ısı taşıınım katsayısının

sıcaklığa bağlı olarak değiştiği, ışı nım kay ıplar ının artan sıcaklıkla daha fazla olacağı, gizli ergime ısı s ıran metalin ergime ve katılaşma zamanına etkisi vurgulanmış olmasına rağmen, hadisenin kompleks olmasından ötürü literatürde bunların teorik analizini yapan bir çalışmaya rastlanılmamıştır.



B Ö L Ü M III

ÇELİKLERİN ISIL ÖZELİKLERİ VE KAYNAK METALURJİSİ

Kaynak işleminin, birleştirilen metalsel malzemeye tatbik ettiği ısı çevrim kaynak bölgesinde metalurjik dönüşümler meydana getirir ve bu dönüşümler neticesinde, malzemenin mekanik özellikleri değişir. Bu özelliklerdeki değişmeyi önceden tahmin edebilmek için kaynak bölgesinde sıcaklık dağılım ve değişiminin bilinmesi gerekmektedir. Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılım ve değişimine de malzemenin ısı özellikleri etkili olmaktadır. Bu maksatla; ısı özelliklerden, kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılım ve değişiminden, çeliklerin metalurjik dönüşümünden ve kaynak bölgesinden kısaca bahsedilecektir.

3.1 Isıl Özellikler

Kaynak işleri esnasında , kaynak bölgesi sıcaklığının malzemenin ilk sıcaklığı ile ergime sıcaklığı üzerinde bir sıcaklığa kadar gayet geniş bir sahada değişmesi, malzemenin ısı özelliklerinde de büyük değişiklikler meydana getirir. Bilindiği gibi malzemenin ısı özellikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişmektedir.

3.1.1 Isı iletim katsayısı

Isı iletim katsayısı malzemenin (fiziksel) bir özelliği olup, ısı iletim kabiliyetini gösterir. Isı iletim

katsayısının değeri; birim zamanda, birim yüzeyden, birim uzunlukta 1°C sıcaklık düşümü halinde, ısı akımı miktarına eşittir [26]. Isı iletim katsayısı, her metal için farklı olup, metalin yapısına ve sıcaklığına bağlıdır.

Kaynak edinilen metalin sıcaklığı ortam sıcaklığı ile ergime sıcaklığı üzerinde bir sıcaklığa kadar değiştiğinden, ısı iletim katsayısı da sıcaklığa bağlı olarak değişir. Bu nedenle, kaynakta ısı iletim katsayısının tayini önemli olmaktadır.

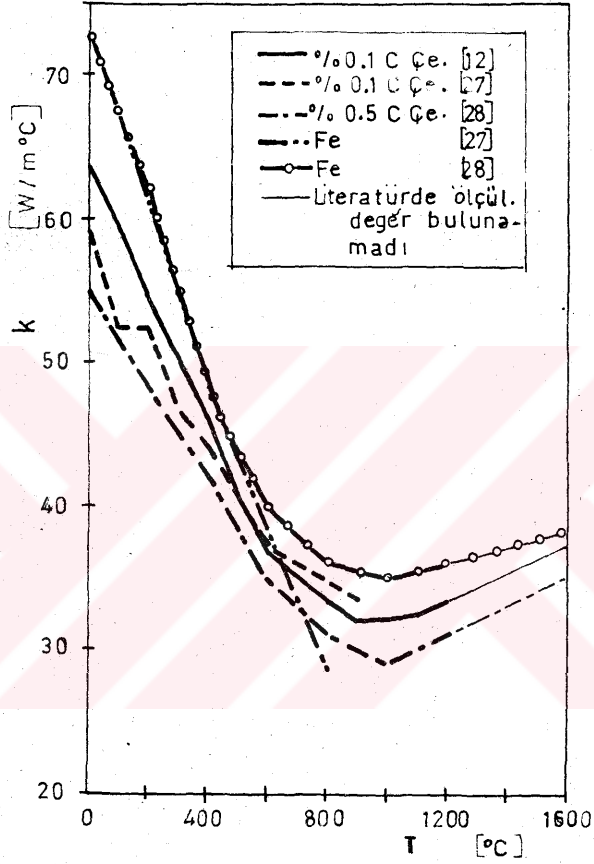
Deneysel çalışmalardan, ısı iletim katsayısı k 'nın,

$$k=k_0(1+\beta T) \quad (3.1.1)$$

şeklinde yaklaşık olarak değiştiği bilinmektedir [1,3,26]. Burada, k_0 malzemenin 0°C sıcaklıktaki ısı iletim katsayısı, T sıcaklık, β deneysel olarak tayin edilen sıcaklık katsayısıdır. Ekseri metaller için β değeri negatiftir.

Çeliklerde ısı iletim katsayısı, bileşimdeki karbon ve alaşım elementlerinin cins ve miktarına bağlı olarak değişmektedir. Çeliklerde karbon miktarı arttıkça ısı iletim kabiliyetinin azaldığı bilinmektedir [13].

Rosenthal [5], kaynak esnasında sıcaklık dağılımını incelerken, Metals Handbook'da verilen ısı iletim katsayısı değerlerini referans olarak almıştır. Rykalin[12], "Die Wärmegrundlagen des Schweißvorganges" isimli kitabında, birçok araştırmacının sunduğu ısı iletim katsayısı değerlerini özetlemiştir. Ayrıca; allotropik metallerde faz dönüşümü olması her faza tekabül eden iç yapı için, bir ısı iletim katsayısının karşımıza çıkmasına sebep olmaktadır. Şekil 3.1 de, saf demir ve çeliklerin ısı iletim katsayılarının değişimi toplu halde gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Isı iletim katsayısının sıcaklık ve karbon miktarına bağlı değişimi.

3.1.2 Özgül Isı

Özgül ısı , metallerin fiziksel özelliklerinden biri olup, birim kütledeki maddenin sıcaklığını bir derece değiştirmek için gerekli ısı enerjisidir. Teorik olarak kuantum teorisine göre hesaplanabilirse de tatbikatta deneysel olarak tesbit edilir [29].

Özgül ısı sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Deneysel bağıntılar sabit sıcaklık aralığında geçerli olduğundan, allotropik yapıya sahip metaller için, her faz yapısında ayrı ayrı ampirik bağıntıların tesbit edilmesi gereklidir. Tablo 3.1 de saf demir için,

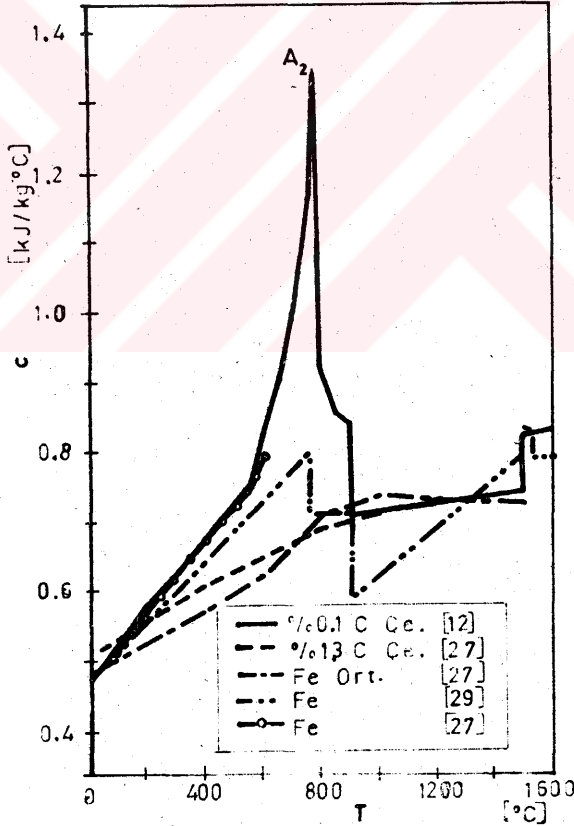
$$c = a + bT[K] \quad (3.1.2)$$

şeklindeki ampirik bağıntısının faz aralıkları için sabitleri verilmektedir.

Tablo 3.1 Saf Demirin Özgül ısısının değişimi [29]

Element	c [kJ/kg-K]	Sıcaklık Aralığı [K]
Fe (α)	$0.319 + 0.44 \cdot 10^{-3} T$	273 - 1033
Fe (β)	0.675	1033 - 1181
Fe (γ)	$0.138 + 0.35 \cdot 10^{-3} T$	1181 - 1674
Fe (δ)	0.787	1674 - T_e
Fe (sıvı)	0.750	T_e - 1873

Saf demirin özgül ısısı A_2 durak noktasına kadar 1.33 kJ/kg·°C değerine yükselip ve sonra yaklaşık 0.627 kJ/kg·°C değerine düşmektedir [12]. Çelikte ise, yapısındaki karbon ve alaşım elemanlarına bağlı olarak, allotropik dönüşümler farklı sıcaklık aralığında meydana geleceğinden, özgül ısı da buna bağlı olarak değişecektir. Şekil 3.2 de çeliklerin özgül ısısının sıcaklıkla değişimi toplu olarak görülmektedir.



Şekil 3.2 Sıcaklığa bağlı özgül ısısının değişimi

3.1.3 Yoğunluk

Çeliklerin yoğunluğu , bünyesinde bulunan karbon miktarına, diğer alaşım elementlerine ve sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Deneysel çalışmalara göre; saf demirin 20 °C sıcaklıktaki yoğunluğu 7870 kg/m³ iken, 800 °C de 7590 kg/m³ , 1400 °C de de 7160 kg/m³ olmaktadır[12].

Sıvı saf demirin yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi yaklaşık olarak,

$$\rho = 8618 \div 8830 \times 10^{-4} \times T \text{ (K) } \text{ kg/m}^3 \quad (3.1.3)$$

bağıntısı yardımıyla hesaplanabilmektedir [30] .

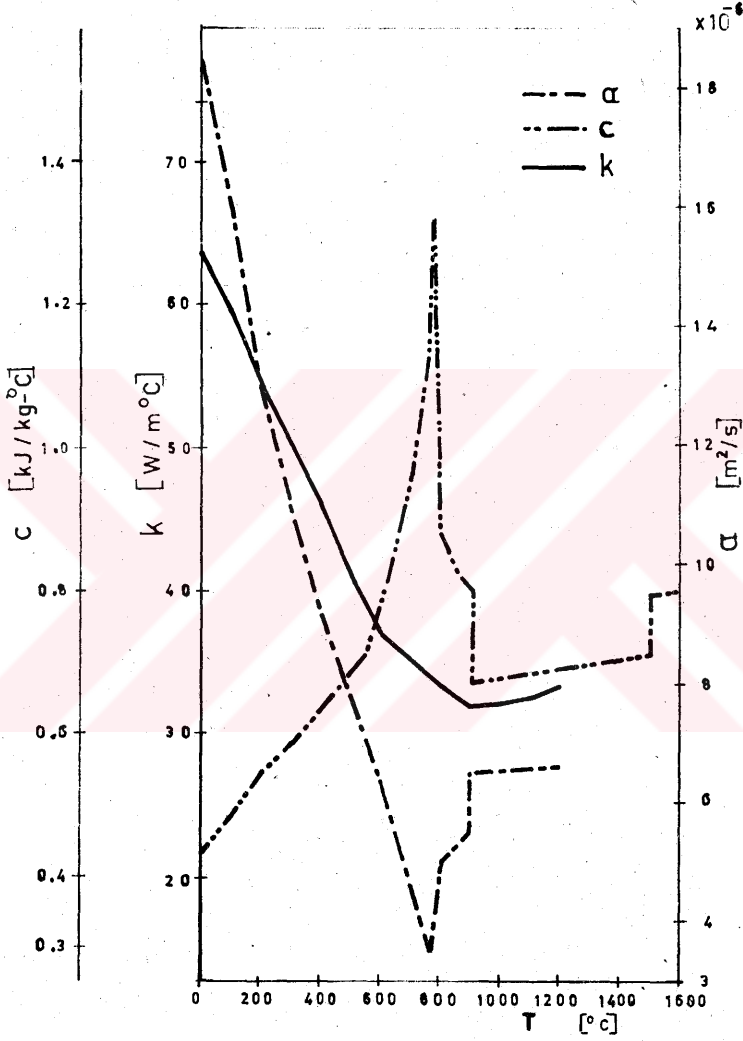
3.1.4 Isıl Yayılm Katsayısı

Isıl yayılım katsayısı α , ortamın fiziksel bir özeliğidir ve ısı iletim taksayısı k , yoğunluk ρ ve özgül ısı c , olmak üzere,

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (3.1.4)$$

şeklinde tarif edilir.

Daha önce belirtildiği gibi k ve c sıcaklığa ve faz dönüşümlerine bağlı olarak değiştiklerinden, aynı faktörler, bu ısııl özeliğin değerini de etkiler (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 Özgül ısı, ısı iletim ve ısı yayılım katsayılarının sıcaklıkla değişimi [12].

3.2 Elektrik Ark Kaynağında Sıcaklık Dağılım ve Değişimi

3.2.1 Ark Isısı

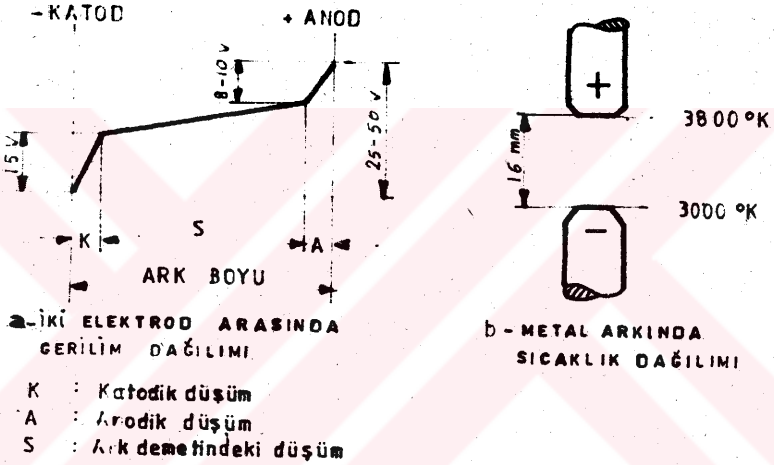
Kaynak işlemini gerçekleştirmek için , seçilmiş kaynak usulüne uygun şiddette bir ısı enerjisine ihtiyaç vardır. Elektrik ark kaynağında, arkın ısı enerjisi kaynak enerjisi olarak kullanılmaktadır.

Arkın esaslı elektron teorisine dayanmaktadır. Kızgın katoddan(katodik leke) yayılan elektronlar, elektrik alanının etkisiyle anoda çekilir. Bu elektronlar gerek hareket ettikleri atmosfer içindeki, gerekse anoddaki nötr atom ve moleküllere çarparak iyonize ederler. Bu iyonizasyonun neticesinde şiddetli bir ısı enerjisi ortaya çıkar. İyonize olmuş atom ve moleküller ise, elektronların hareket yönünün tersine hareket ederek katoda ulaşırlar ve burada kinetik enerjileri ısı enerjisine dönüşür. Bu şekilde sıcaklığını koruyan katod sürekli olarak elektron neşretmeye devam eder [31] .

Katodik lekenin, anodik kraterin ve ark demetinin (pozitif sütun veya plazma) sıcaklığı; gerilime, akım şiddetine, elektrodların cinsine bağlı olarak 5000-20000 K arasında değişmektedir [32]. Spraragen ve Langyeli de [31], metal arkının sıcaklığının 6000 K civarında olduğunu belirtmektedir.

Elektrik arkında, elektrodlar arasındaki gerilim dağılımı üç bölgeye ayrılır(şekil 3.4 a)[33]. Anod ve katod uçlarına komşu olan bölgeler soğuk olduğundan gerilim düşümü hızlıdır, ark demetinde ise lineerlik gösterir. Ayrıca anodik düşüm, katodik düşü-

me göre büyük olduğundan anodda ısıya dönüşen enerji daha fazla olmaktadır. Bu nedenle, anodun sıcaklığı katoda göre daha yüksektir (Şekil 3.4 b).



Şekil 3.4 Elektrodlar arasında gerilim ve sıcaklık dağılımı (şematik) [33].

Elektrodlar arasındaki çalışma gerilimi U ve çekilen akım şiddeti I ise, ark esnasında meydana gelen Q_t toplam ark ısı enerjisi,

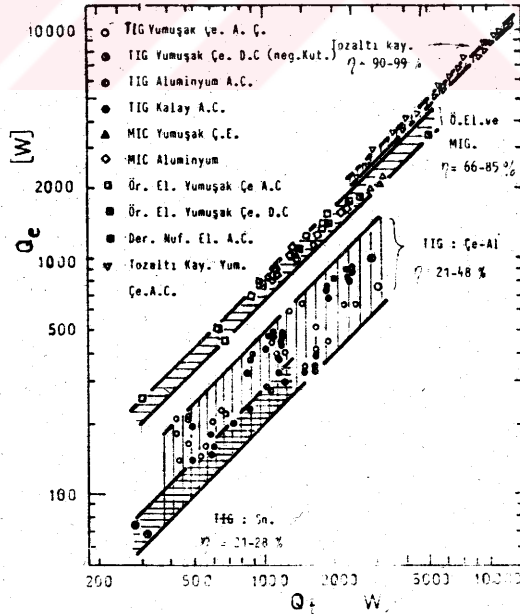
$$Q_t = U \times I \text{ (W)} \quad (3-1)$$

ifadesi ile bellidir.

Seçilmiş kaynak usulüne bağlı olarak elektrik arkından elde edilen ve (3.1) ifadesi ile belirtilmiş olan toplam ısı enerjisinin belli bir kısmı kaynakta kullanılmaktadır. Buna göre malzemeye verilen ark ısısı,

$$Q_e = U \times I \times \eta \quad (3.2)$$

şeklinde olur ve η kaynak ısı verimi diye isimlendirilir. Elektrik ark kaynağında ise, arkta oluşan ısı enerjisinin kaynak için sarf olan ısı enerjisine oranına ark verimi ismi verilir. Metallsel malzemeye kaynak ısısından aktarılan ısı enerjisini belirleyebilmek açısından ark verimi önemli olmaktadır. Rosenthal ve Schmerber[6], çeliklerin elle yapılan elektrik ark kaynağında, kaynak verimini 0.65 tavsiye etmektedirler. Cristensen ve arkadaşları[10]da, yapmış oldukları deneysel çalışmada çeşitli metallsel malzemeler ve kaynak usulleri için, ark verimini incelemişler ve neticeleri Şekil 3.5 de görülen grafiklerle açıklamışlardır.



Şekil 3.5 Çeşitli elektrik ark kaynağı usullerinde ark verimi [10].

$$\eta = (Q_e / Q_t) \times 100 \%$$

3.2.2 Kaynak Bölgesinde Sıcaklık Dağılımı

Malzemeye verilen ısı enerjisi , birleştirilecek metalin ergimesini temin eder ve belli ısı geçiş kanunlarına göre de, levha içinde yayılır.

Kaynak işlemi esnasında ısının tesiri altında kalan bölge (ITAB) nın özelliklerini tahmin edebilmek ve sıcaklığın çeliğin özelliklerine yaptığı etkiyi etüd edebilmek için, kaynak esnasında parçaya tatbik edilen ısı çevriminin (ısınma ve soğuma) bilinmesi zorunludur. Herhangi bir ısı işlem çevriminin malzemenin özelliklerinde meydana getirdiği değişiklikleri belirleyebilmek için, genel olarak aşağıdaki hususların bilinmesine ihtiyaç vardır:

1. Isınma hızı
2. Erişilen maksimum sıcaklık derecesi
3. Maksimum sıcaklıkta kalma süresi
4. Soğuma hızı.

Kaynak işleminde parçaya tatbik edilen ısı çevrim, normal endüstriyel ısı işlemleri çevrimlerinden oldukça farklıdır; ayrıca, bu ısı çevrimi kontrol altında tutabilmek çok zordur ve hatta bazı hallerde imkansızdır. Kaynak işleminde ısınma hızının neticeye önemli tesiri yoktur, ayrıca maksimum sıcaklıkta kalma süreside çok dar bir sahada değişmektedir; bu bakımdan kaynak ısı çevriminde erişilen maksimum sıcaklık derecesi ile soğuma hızı en önemli faktörlerdir.

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımı için uygulanan kaynak

enerjisinin şiddetine, ortam sıcaklığına, malzemenin özelliklerine, parçanın şekil ve boyutları ile kaynak ağız geometrisine bağlı, analitik ifade vermek çok zordur. Ancak bir takım kabullerle analitik çözümler elde edilebilmektedir.

Rosenthal [5], ısı özelliklerinin sıcaklıkla değişmediği kabul edilen bir malzemeden mamul sonsuz uzunlukta, ince bir levhanın üzerinde sabit V hızıyla hareket eden ve hareketi boyunca şiddeti değişmeyen noktasal ısı membaı'nından çevreye ısıtım ve taşınım ile ısı kaybını sabit alarak yarı sürekli halde (quasi steady), iki boyutlu sıcaklık dağılımı için aşağıdaki denklemi geliştirmiştir.

$$T(r, \xi) - T_0 = \frac{Q_e}{2\pi k L} e^{-\frac{V\xi}{2\alpha}} K_0\left(\frac{V}{2\alpha} r\right) \quad (3.3)$$

Burada, r ; sıcaklığı bulunmak istenen nokta ile ısı membaı arasındaki mesafe, x (ξ), y ; sıcaklığı bulunmak istenen noktanın koordinatları, k ; ısı iletim katsayısı, α ; ısı yayılım katsayısı, L ; levhanın kalınlığı ve K_0 ; ikinci tip sıfırdan merteye düzeltilmiş Bessel fonksiyonudur.

Rosenthal [8], kafi derecede ince levhalarda ($L=6$ mm), çevreye taşınım ile olan ısı kaybının, h ısı taşınım katsayısı olmak üzere $V/2\alpha$ yerine,

$$[(V/2\alpha)^2 + 2h/k/L]^{0.5}$$

ifadesi konarak dikkate alınabileceğini ve $V/2\alpha r \geq 4$ veya

$[(V/2\alpha)^2 + 2h/k/L]^{0.5} r \geq 4$ olması halinde K_0 yerine yaklaşık,

$$K_0 \approx \sqrt{\frac{\pi}{\frac{v}{\alpha} r}} \cdot e^{-\frac{v}{2\alpha} r} \quad (3.4)$$

yazılabileceğini belirtmiştir. Buna göre (3.3) denklemi,

$$T(r, x) - T_0 = \frac{Q_e}{2 \pi k L} \sqrt{\frac{\pi}{\frac{v}{\alpha} r}} e^{-\frac{v}{2\alpha}(r+x)} \quad (3.5)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

3.2.3 Soğuma Hızı

Kaynakla birleştirilen levhanın, ısının tesiri altında kalan bölgelerinde iç yapıya tesir eden, en önemli değişken soğuma hızıdır.

Soğuma hızı, sıcaklık dağılımını veren denklemin zamana göre türevi alınarak bulunur. Fakat, sıcaklık dağılımını veren (3.3) denkleminin çözümü zordur. Bu sebeple, (3.3) denklemi yerine (3.5) denklemi kullanılarak soğuma hızını veren ifade elde edilebilmektedir.

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını veren (3.3) veya (3.5) analitik denklemleri, arkin parçaya tatbik ettiği ısı enerjisi noktasal ısı membaı olduğu kabul edilerek elde edilmiştir. Gerçekte ise ergiyen elektrod levha yüzeyinde yayılır ve ısı, ergimiş metal havuzcuğundan (kaynak banyosu) da kaynak edilen levhaya geçer. Ayrıca ergimiş metal havuzcuğunun genişliği nedeniyle oluşan ısı kayıpları ihmal edilemeyecek mertebededir. Kaynak edilen levhaların kalınlığı hiç bir halde sonsuz olmayıp (üç boyutlu sıcaklık dağılımı) sonlu ölçüdedir. Bu nedenlerden ötürü Hess ve Arkadaşları [14], Rosenthal soğuma hızı denkleminin

hatalarını azaltabilmek gayesi ile gemi saçları üzerine seri deneyler yapmışlar, deney sonuçlarına göre de çok ince ve çok kalın levhalar arasında kullanılabilecek,

$$T-T_0 = \frac{Q_{\infty}}{2 \pi k (L)^{1-\beta} (v^2 t^2 + y^2)^{(1-\beta)/4}} \times \left[\frac{\pi}{v/\alpha} \right]^{\frac{1-\beta}{2}} e^{-\frac{v}{2\alpha} (\sqrt{v^2 t^2 + y^2} - vt)}$$

denklemini geliştirmişlerdir. Burada,

$$Q_{\infty} = Q_e \left[\frac{\left(\frac{v}{2\alpha/\pi} \right)^{1/2} L}{(v^2 t^2 + y^2)^{1/4}} \right]^{1-\beta}$$

olup çok ince levha için $\beta = 0$ dir, bu halde Rosenthal denklemi (3.5) elde edilir. Kalın levha halinde $\beta = 1$ alınmaktadır.

Soğuma hızı için de aşağıdaki,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - (T-T_0) v^2 \left[\frac{(1+\beta)t}{(v^2 t^2 + y^2)^{3/2}} - \frac{v}{2\alpha} \left(1 - \frac{vt}{\sqrt{v^2 t^2 + y^2}} \right) \right]$$

denklemini kullanmışlardır [14].

Rosenthal [8] da, kaynak ekseninde soğuma hızının daha hızlı olduğunu vurgulamış ve soğuma hızının kaynak enerjisi cinsinden,

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{2 \pi k \rho c}{\eta^2} \left(\frac{LV}{U1} \right)^2 (T-T_0)^3$$

ifadesini vermiştir.

Araştırmalara göre, 800°C - 500°C arasındaki soğuma hızı iç yapıya etkisi bakımından önemli olduğundan, bu aralıktaki

soğuma hızlarının incelenmesi yeterli olmaktadır. Ayrıca 900 °C'ye kadar ısınmış olan bölgeler 800 °C ila 500 °C arasında takriben aynı hızla soğumaktadır. Bu nedenle soğuma hızı erişilen maksimum sıcaklığa bağlı olmadığından, kaynak merkeziyle, 900 °C nin üzerindeki bir sıcaklığa kadar ısınmış, ısının tesiri altında kalan bölge, bu sıcaklık aralığında aynı hızla soğumaktadır[19,34]. Bu sıcaklık aralığında soğuma hızı, sıcaklık dağılımı denklemi (3.5) kaynak eksenini için yazılır türevi alınarak t de elimine edilirse,

$$\frac{dT}{dt} = - 2\pi k\rho c \left(\frac{LV}{Q_e} \right)^2 (T - T_o)^3 \quad (3.6)$$

ifadesi elde edilir.

Andrichen ve Kas[34] da, çelik malzemelerin iç yapısındaki dönüşümler için önemli olan 800 °C dan 500 °C ye düşmesi için geçen süreyi ($\Delta t_{8/5}$), (3.5) Rosenthal denklemini iki sıcaklık derecesi arasında kullanarak aşağıdaki denklemi elde etmiştir.

$$\Delta t_{8/5} = \frac{1}{4\pi k\rho c} \left(\frac{Q_e}{VL} \right)^2 \left[\frac{1}{(500 - T_o)^2} - \frac{1}{(800 - T_o)^2} \right] \quad (3.7)$$

Bu denklemden elde edilen sonuçları deney sonuçları ile karşılaştırmışlar ve çeliğin cinsine göre buldukları k ve α değerlerini vermişlerdir.

Sıcaklığın 800 °C den 500 °C ye düşmesi için geçen süreyi veren (3.7) denklemi incelendiği zaman $\Delta t_{8/5}$ in levhanın kalınlığının yanı sıra malzemenin fiziksel özelliklerine de bağlı olduğu görülür. Bilindiği gibi bu özellikler sıcaklığa bağlı

olarak değişen katsayılarıdır.

3.3 Sıcaklık Değişimine Bağlı Olarak eliklerin iç Yapısında Meydana Gelen Dönüşümler

Kaynak edilen metalsel malzemelerde, tatbik edilen ısı enerjisinin sebep olduğu i yapısal değişiklikleri etüd eden bilim dalına kaynak metalurjisi ismi verilir. Kaynak metalurjisi normal metalurjiden farklı olup, özel bir durum arz eder. Sebebidе, kaynak işleminde meydana gelen metalurjik reaksiyonların çok kısa zaman aralığında meydana gelmesindendir.

Metaller katı halde düzenli uniform yapıya sahip olup, atomlar belirli bir sistemde kristal kafeslerinde yer alırlar. Kristal kafes düzen tiplerinin fazla olmasına rağmen metallerin ekserisinde, kübik hacim merkezli, kübik yüzey merkezli ve hekzagonal kafes tipleriyle karşılaşılmalıdır.

Saf metallerin çoğu katı halde bir tek kristal yapısına sahiptirler, fakat bazı metaller (Fe, cobalt, v.s.) ise katı halde farklı sıcaklıklarda farklı kristal yapı gösterirler. Bu özeliğe allotropi denir.

Saf metallerin kristal kafeslerinde tek tip atom vardır. Tatbikatta, daha çok metallerin alaşımları kullanılır. Bir alaşımda iki veya daha fazla element bir arada bulunduğu zaman ortaya üç farklı durum çıkar.

i) Metaller birbiri içinde çözülerek katı çözelti meydana getirebilirler.

ii) Birbirleriyle birleşerek bir kimyasal bileşik meydana

na getirebilirler.

iii) Birbirleri içinde çözülmezler, beraberce bir kimyasal bileşikte meydana getirmezler. Yapı içinde, demir ve kobalt alaşımında olduğu gibi ayrı taneler halinde bulunurlar.

Metallerin sıvı haldeki yapısı katı haldeki yapısından çok farklıdır. Sıvı metalin atomları birbirleri arasında serbestçe hareket ederler. Atomların hareketleri, sahip oldukları ısı enerjisine bağlı olarak değişir.

Sıvı metal soğutulursa, atomların ısı enerjileriyle birlikte hareket serbestlikleri azalır. Sıcaklık katılaşma noktasına düşünce de fazla hareket edemezler ve kristal kafesi oluşturmak için birleşerek çekirdekler meydana getirirler. Soğutmaya devam edildiğinde yeni atom ve kristal kafeslerin ilavesi ile çekirdekler değişik yönlerde büyüyerek taneleri oluştururlar.

Katılaşma anında sıvı metal atomların kinetik enerjileri ile katılaşan metalin atomlarının kinetik enerjileri eşit olup potansiyel enerjileri farklıdır. Bu potansiyel enerji farkına gizli ergime ısı denilir ve katılaşma esnasında açığa çıkar [35]. Açığa çıkan gizli ergime ısı soğuma hızına etkiyerek katılaşmayı geciktirir. Bu nedenle de taneler daha fazla büyüyemez. Bilindiği gibi soğuma hızının tane büyümesi üzerinde önemli etkisi vardır. Soğuma hızı çok yüksekse katılaşma işlemi hızlanır ve meydana gelen taneler küçük olur. Ters halinde ise taneler iri olur.

Tane sınırlarında ergime noktası düşük gayri safiyetler bulunur. Ayrıca tane sınırlarında, atomlar düzensiz bir durum-

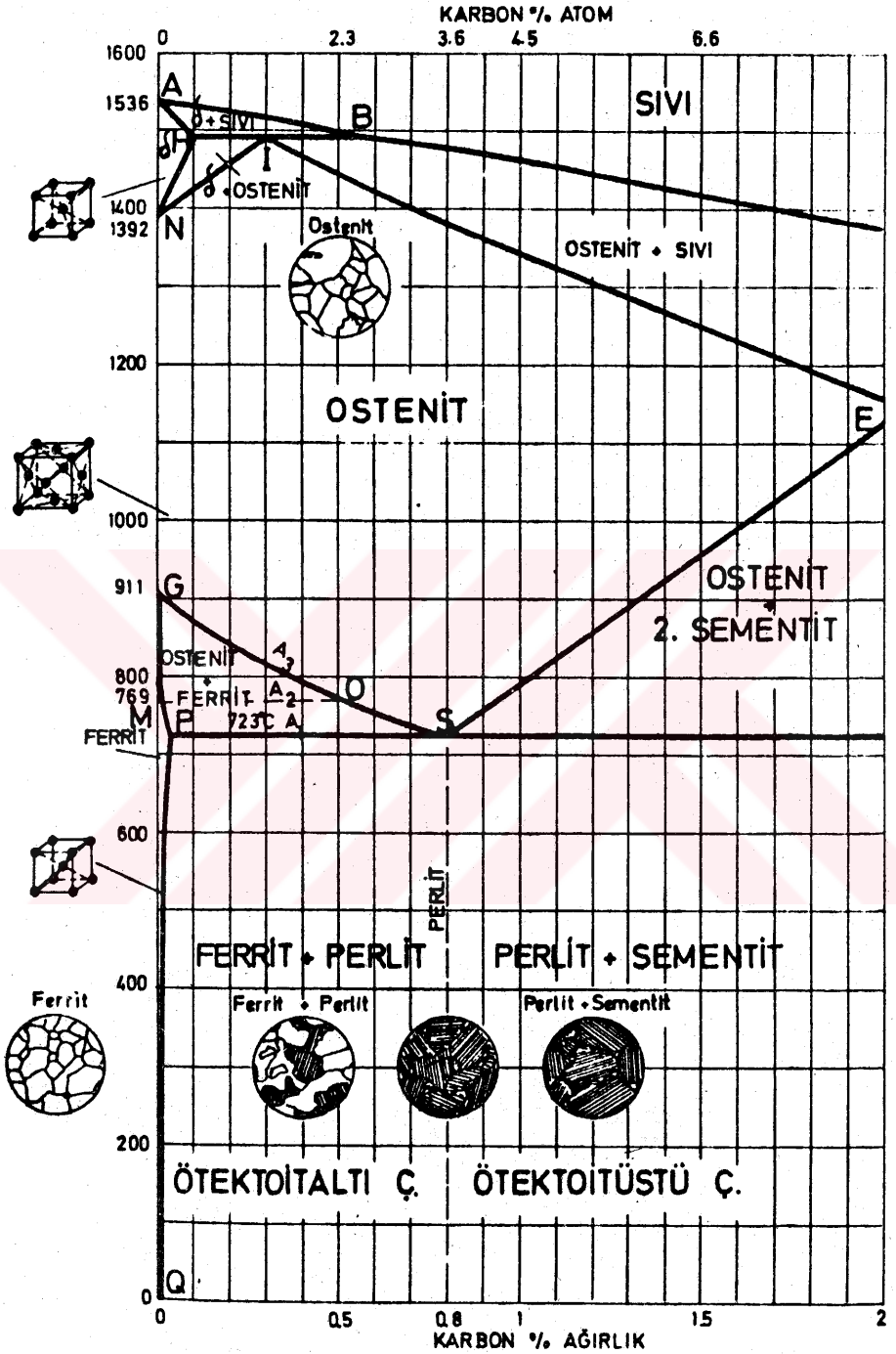
dadır, atomlar tarafından doldurulmamış boşluklarda bulunabilir.

Demir esaslı alaşımlar allotropik özelliğe sahiptir. Saf demir kristalleri 910°C ile oda sıcaklığı arasında α -fazında hacim merkezli kübik kristal kafesli, 910°C - 1388°C sıcaklığı arasında γ - fazında yüzey merkezli kübik kristal kafesli ve 1388°C - 1536°C arasında da δ - fazında hacim merkezli kübik kafesine sahiptir. Saf demir halinde bu dönüşümler sabit sıcaklıklarda, çelik halinde ise alaşım elemanlarına bağlı olarak bir sıcaklık aralığında meydana gelir.

Saf demir 1536°C üzerinde ergiyerek sıvı faza geçer. Sıvı fazda demirin düzenli kristal yapısı kaybolur ve atomlar rastgele hareket eder. Çeliklerde ergime veya katılaşma sıcakları ihtiva ettikleri alaşım elemanlarına bağlı olarak değişir.

Çelikler; kaynak işlemi esnasında, ergime sıcaklığı üzerinde bir sıcaklığa kadar ısıtılmakta ve sonrada soğumaktadır. Dolayısıyla çeliklerin kaynağında yukarıda belirtilmiş olan dönüşümler sırasıyla meydana gelecektir. Çeliklerde ısıtmaya müteakip yavaş bir soğutma gerçekleştirildiğinde, elde edilen yapı tane büyüklüğünün dışında ilk yapı ile aynıdır; soğumanın hızlı olduğu hallerde ise meydana gelen yapı çok farklıdır; çeliklerin kaynağında ITAB'da meydana gelen iç yapı, hızlı soğumada meydana gelen yapının benzeridir.

Karbonlu çeliklerde ısıtmaya müteakip yavaş ve dengeli bir soğuma halinde dönüşümleri ve yapıları, demir-karbon denge diyagramından görmek mümkündür (Şekil 3.5) [22].



Şekil 3.6 Fe-C denge diyagramı [22]

Ötektoid bileşimindeki bir çelik (%0.8 C), ostenitizasyon sıcaklığına kadar ısıtılır ve denge şartlarını koruyacak şekilde yavaş soğutulursa, %100 perlitik iç yapı elde edilir ve dönüşüm 723°C de meydana gelir. Isıtılmada da bu olayın tersi vukubulur.

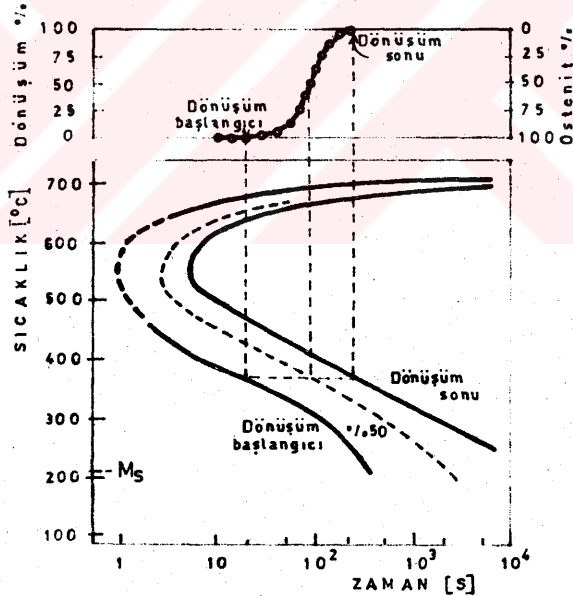
Ötektoid altı çelikte ostenitizasyon sıcaklığından itibaren aynı şekilde soğutulduğunda, GOS çizgisine geldiği anda, ostenit tane sınırlarında ferrit çekirdeklemeye başlar, sıcaklık düştükçe de çekirdekler büyüyerek ferrit tanelerini oluştururlar. Sıcaklık 723°C (A_1) indiği zaman kalan ostenit % 0.8 C ihtiva eder ve tamamen perlite dönüşür. Neticede ferrit ve perlit tanelerinden meydana gelen iç yapı elde edilir. Isıtma halinde olay tersine ceryan eder.

Ötekteoid üstü çeliklerde, ostenitizasyon sıcaklığından itibaren soğutulursa; sıcaklık SE çizgisine kadar düştüğünde, ostenitten sementit ayrışmaya başlar ve bu olay, sıcaklık 723°C (SK çizgisi) ininceye kadar devam eder. Kalan ostenit % 0.8 karbon ihtiva ettiğinden 723°C de tamamen perlite dönüşür. Sonuçta sementit ağı ile çevrilmiş perlit tanelerinden meydana gelmiş bir iç yapı elde edilir.

% 0.8 karbon ihtiva eden ötektoid bileşimindeki ostenit 723°C den aşağı bir sıcaklığa aniden soğutulur ve bu sıcaklıkta tutulursa; denge şartlarından uzaklaşıldığından evvelâ, bir müddet, hiç bir dönüşüm meydana gelmez, bir müddet sonra dönüşüm başlar ve bir zaman aralığında gerçekleşir. Perlitin çekirdeklemesinden evvel geçen zamana kuluçka periyodu, perli-

tin oluşma zamanına da transformasyon veya dönüşüm zamanı denir. Gerek kuluçka, gerek dönüşüm periyodu sıcaklık düştükçe kısalır ve minimumdan geçtikten sonra tekrar artmaya başlar.

Çeliğin mukavemeti üzerinde perlit lamellerinin önemli etkisi vardır. Lamellerin incelenmesi mukavemeti artırır. Dönüşüm sıcaklığına bağlı olarak perlit lamelleri değişir, sıcaklık düştükçe perlit lamelleride incelir. şekil 3.7 de sıcaklık zaman dönüşüm diyagramı görölmektedir.



şekil 3.7 C 1080 çeliğin normal TTT (Sıcaklık, Zaman, Dönüşüm) diyagramı [35].

Daha düşük sıcaklıkta dönüşüm gerçekleştirildiğinde (burun noktasının altında) perlit yerine farklı görünüş ve özelliklere sahip beynit adı verilen iç yapı elde edilir. Beynit, oluşumu bakımından perlitin aksine aşırı doymuş karbonu artan ferritin çekirdeklenmesi ile başlar ve sementit ikinci derecede kalır. Beynit perlite göre daha tüylü görünüşe sahiptir.

Ostenitin beynite dönüşmesi Ms sıcaklığının altında sona erer (Şekil 3.7). Ms sıcaklığından daha aşağı bir sıcaklığa kadar aşırı soğutma yapıldığında da ostenit, difuzyonsuz bir şekilde dönüşüme uğrar. Bu hal pratikte zamana bağlı değildir. Yeni fazın kristal kafesi eskisinden farklı olmasına rağmen bileşimi çeliğin bileşimi ile aynıdır.

Ostenit soğutulurken, Ms sıcaklığına gelindiğinde, yüzey merkezli kübik kristal kafes tipinden, hacim merkezli kübik kristal kafese sahip ferrite dönüşür. Ostenit içinde çözelti halinde bulunan karbon atomları yayınıp ayrışamadıklarından ferrit kafesi içinde sıkışır. Sonuçta çarpılmış kafese sahip, karbona aşırı doymuş ferrit taneleri elde edilir. Bu farklı iç yapıya martenzit denir.

İlk martenzit iğneciği Ms sıcaklığında meydana gelir ve iğneler zamanla büyür. Sıcaklık sabit tutulursa dönüşüm durur, sıcaklık yeniden düşürülürse dönüşüm tekrar başlar. TTT diyagramlarında Ms sıcaklığının altında, zaman, sıcaklık, dönüşüm diyagramı olmadığı söylenebilir. Çünkü martenzit dönüşümü zamana bağlı olmayıp, sıcaklıkla ilgilidir.

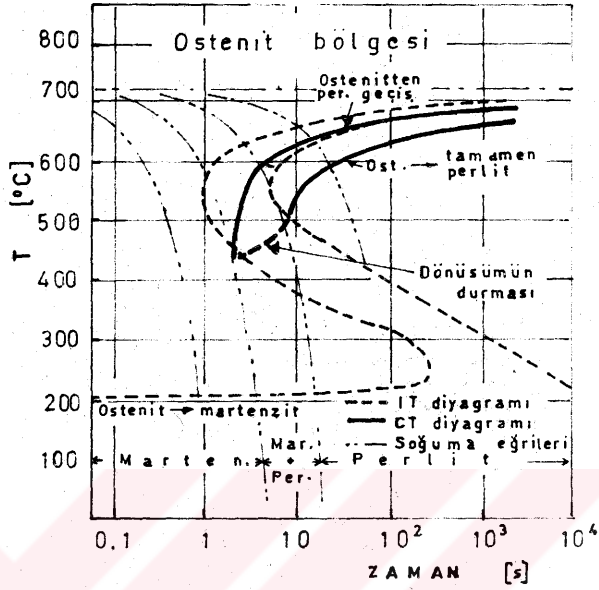
Martenzit, (distorsiyona uğramış) çarpılmış kristal kafese sahip olduğundan sert ve gevrektr. Sertliği aynı zamanda karbon miktarına da bağlıdır. Martenzit miktarı soğuma hızı ve çelikte bulunan alaşım elemanlarına bağlı olarak değişir.

Ayrıca ostenitin martenzite dönüşmesi hacim artışına sebep olduğundan metalde iç gerilmeler de meydana gelir.

Endüstriyel ısıt işlemlerde dönüşümler sabit bir sıcaklıkta meydana gelmez. Bütün olaylar sürekli soğuma halinde gerçekleşir. Bu nedenle, izotermal TTT diyagramlarının fazla pratik faydası olmadığından, izotermal TTT diyagramlarının tadil edilmesiyle elde edilen sürekli TTT diyagramı veya CT (Soğuma - Dönüşme) adı verilen sürekli soğumayı dikkate alan diyagramlar kullanılır.

Şekil 3.8 da ötektoid yapıya sahip çeliğin sürekli soğuma, izotermal TTT diyagramı ve sabit eğrileri görülmektedir. Eğriler incelendiğinde sürekli soğumada kuluçka periyodunun uzadığı ve dönüşümlerin daha düşük sıcaklıklarda meydana geldiği görülür.

Sürekli soğuma için çıkarılmış olan TTT diyagramları çeliğin normal ısıt işlemlerinde kullanılmaktadır. Seçilen soğuma hızına göre iç yapıyı tesbit etmek mümkündür. Kaynakta durum ise normal ısıt işleminden farklıdır. Çünkü ostenitizasyon sıcaklığı endüstriyel ısıt işlemleri halinden daha yüksektir; ayrıca ısının tesiri altında kalan bölgede çeşitli ostenitizasyon sıcaklıklarına erişilmekte ve burada kalma süresi çok kısadır. Bu nedenle normal ısıt işlemler için hazırlanmış

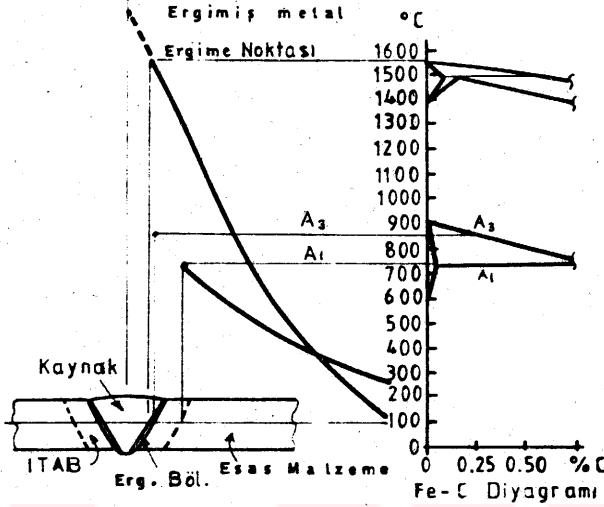


Şekil 3.8 İzotermal ve sürekli soğuma TTT diyagramı [35]

sürekli soğuma TTT diyagramlarından kaynak işleminde sıhhatli bir derecede faydanılamamaktadır [22]. Çeliklerin sertleşme kabiliyeti hakkında bilgiler sürekli soğuma TTT diyagramı inceleyerek elde edilir. Bu konuda kriter olarakta kritik soğuma hızı dikkate alınmaktadır. Bu bakımdan kaynak işlemi esnasında ısı- nın tesiri altında kalan bölgede meydana gelebilecek iç yapıyı ve iç yapı nedeniyle oluşacak sertliği daha önceden tesbit edebilmek için soğuma hızının bilinmesi gerekmektedir.

3.4 Çeliklerde Kaynak Bölgesi

Kaynak dikişinin bulunduğu ve kaynak işleminde kullanılan ısıdan etkilenen bölgelerin tümüne kaynak bölgesi denir. Bu bölge ergime bölgesi ve ısının tesiri altında ka-



Şekil 3.9 Kaynak Bölgesi[32]

lan bölge olmak üzere iki ana bölgeye ayrılır. Ergime bölgesiyle, ısının tesiri altında kalan bölgeleri birbirinden ayıran ara yüzey (ergime sınırı) ve kaynak ısısından etkilenmeye bölge olmak üzere dört farklı bölge meydana gelir (Şekil 3.9).

Ergime bölgesi, kaynak işlemi esnasında ısının tesiri ile ergiyen ve bilahare katılaştıran bölgedir. Ergime bölgesi, kaynak metali (ilave metal) ile ana metalin karışımından ibarettir, kaynak banyosu, hidrostatik basınç neticesi meydana gelen türbülans dolayısıyla iyice karıştığından bu bölge oldukça homojen bir bileşimdedir.

Ergime bölgesinde, esas metalin kaynak metaline oranı; paso sayısına ve kaynak usulüne bağlı olarak değişir. Ergime bölgesindeki karışım oranı tam olarak bilinse dahi hesap yolu ile ergime bölgesinin bileşimini tayin etmek

mümkün değildir. Çünkü bir kısım alaşım elemanları yanma nedeniyle yok olurlar. Bu kayıpları azaltmak için kaynak bölgesi atmosferin tesirinden korunmaya çalışılır. Atmosferin zararlı etkilerinden ne kadar iyi korunursa o kadar iyi kaynak bağlantısı elde edilir.

Kaynak banyosu katılaşıırken, ısıнын büyük bir kısmı iletim yolu ile (ince levhalarda çevreye olan taşınım + ısınım kayıplarında önemli olmakta) esas metale geçerek yayılır. Bu bölümün daha önceki alt bölümlerinde açıklandığı şekilde, soğuma yönüne paralel iri taneler meydana gelir.

Ergime çizgisi; ergiyen ve ergimemiş ısıнын tesiri altında kalan bölgeyi birbirinden ayıran ara yüzeydir. Bu sınır parlatma ve dağlama neticesinde çıplak gözle dahi görülebilir.

Isının tesiri altında kalan bölge ise, ergime sınırından itibaren esas metalde sıcaklığın mikro yapıda etkisinin görüldüğü bölgedir.

Çeliklerin kaynağında bu bölge, 1450°C ile 700°C arasında değişmektedir(Şekil 3.9). Ulaşılan maksimum sıcaklığa bağlı olarak çeşitli iç yapı, dolayısı ile farklı özelliklerde bölgeler meydana gelir.

Kaynak işleminde, ısıнын tesiri altında kalan bölge, çok hızlı bir şekilde ısınmakta ve bilahare de; parça kalınlığı ısı membainin şiddeti, ön tav sıcaklığı ve çeliğin ısı özelliklerinin fonksiyonu olarak hızla soğumaktadır. Soğuma hızı, çeliğin bileşimine bağlı olarak kritik soğuma hızını

aştığında, özellikle 900 °C üzerinde bir sıcaklığa kadar ısınmış bölgelerde sert ve kırılgan martenzitik yapı meydana gelir. Bundan dolayı kaynakta en kritik bölge ısının tesiri altında kalan bölge olmaktadır.



B Ö L Ü M İ V

KAYNAK YAPILAN İNCE LEVHADA SICAKLIK DAĞILIMININ ANALİTİK ÇÖZÜMÜ

4.1 Genel

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılım ve değişimine , kaynak edilen metalin ısı özellikleri, levhadan çevreye olan ısıtım ve taşınım kayıpları, ergime ve katılaşma anında ortaya çıkan gizli ergime ısı etkili olmaktadır. Ayrıca kaynak ısı olarak kullanılan ark ısı elektrodun kesit alanı kadar bir bölgeden verilmekte ve ergiyen elektrodun levha üzerinde yayılması nedeniyle de noktasal ısı membaı durumundan ayrılmaktadır. Yukarıdaki özellikler dikkate alındığında elde edilen differansiyel denklem non-lineer olmaktadır. Bu ısı akışı problemini çözmek için, numerik çözüm tekniğine uygun ısı analize imkân veren bir model üzerinde çalışılmıştır. Önce tek boyutlu sıcaklık dağılımı, analitik ve nümerik olarak incelenmiş ve birbirleriyle karşılaştırılmış, daha sonra da iki boyutlu (ince levha) sıcaklık dağılım ve değişimi nümerik olarak incelenmiştir. Bundan faydalanarak da, soğuma bölgesi denklemi, soğuma hızı denklemi ve $At_{8/5}$ soğuma süresi denklemi elde edilmiştir.

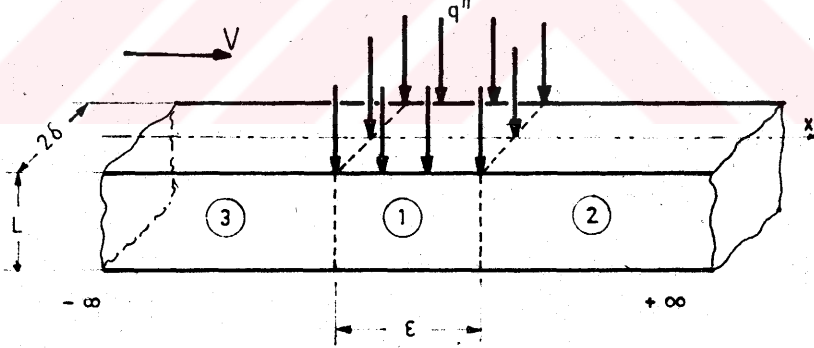
4.2 Tek Boyutlu Sıcaklık Dağılımı

Kaynak yapılan levhanın ergimesi ve ergiyen metalin yeniden katılaşması sırasında açığa çıkan gizli ergime ısısının, levhadaki sıcaklık dağılımına etkisini görebilmek gayesiyle, bu alt bölümde, tek yönde sıcaklık dağılımı olduğu

kabul edilerek levhadaki sıcaklık dağılımı denklemleri, önce levhanın ergimediği, daha sonra da ergidiği ve yeniden katılaştığı haller için elde edilmiş ve birbiriyle karşılaştırılmıştır.

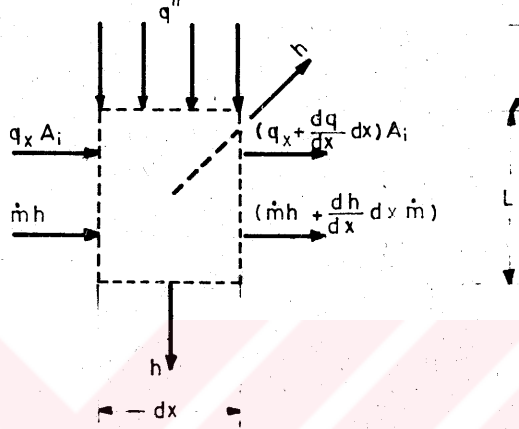
4.2.1 Ergime Olayının Etkisinin İhmal Edildiği Hal

Şekil 4.1 de görülen , kalınlığı L , genişliği , $\delta = \epsilon/2$ olan iki sonsuz uzunluktaki çubuk, sabit V hızı ile X eksenı boyunca hareket ederken seçilen orjine göre $0 \leq X \leq \epsilon$ bölgesinde q'' kaynak ısısı verilirse, ısı analiz için farklı sınır şartlarında üç bölge meydana gelir. Burada $0 \leq X \leq \epsilon$ aralığı 1 bölgesi, $\epsilon \leq X < \infty$ 2 bölgesi ve $-\infty < X \leq 0$ 3 bölgesi olarak alınmış ve her bir bölgenin formülasyonu ayrı ayrı yapılmıştır. Formülasyon için X mesafedeki dx kalınlığındaki eleman açık sistem olarak seçilmiş ve çubuğun x eksenine göre simetrikliği esas alınmıştır.



Şekil 4.1 Ergime ve katılaşma fazının olmamasında meydana gelen bölgeler

1 Bölgesi : Kaynak ısısının verildiği 1 bölgesinde göz-önüne alınan dx kalınlığındaki açık sistem için enerji dengesi Şekil 4.2 ye göre,



Şekil 4.2 1 bölgesi içinde alınan diferansiyel açık sistem.

$$q_x A_i - (q_x + \frac{dq_x}{dx} dx) A_i + \dot{m} h_x - (h_x + \frac{dh_x}{dx} dx) \dot{m} \quad (4.1)$$

$$-A_o h [T(x) - T_\infty] + A_o q'' = 0$$

yazılabilir. Son denklemden, çubuğun kesit alanı (ısı iletim yüzeyi) $A_i = \delta L$, ısı akısının verildiği yüzey $A_o = \delta dx$, ısı taşınım yüzeyi $A_t = (L + \delta) dx$, çubuğun yoğunluğu ρ ve hızı V olmak üzere kütleli debi $\dot{m} = A_i V \rho = \delta L V \rho$ değerleri yerlerine konarak ve kısaltmalar yapılarak,

$$-\delta L \frac{dq_x}{dx} - \delta L V \rho \frac{dh_x}{dx} - (L + \delta) h [T(x) - T_\infty] + \delta q'' = 0 \quad (4.2)$$

elde edilir. Diğer taraftan, bir boyutlu ısı geçişi için,

$$q_x = -k \frac{dT}{dx}$$

şeklindeki Fourier kanunundan yararlanılır ve birim kütledeki entalpi değişimi için, c katının özgül ısısı olmak üzere,

$$dh_x = c dT$$

yazılırsa (4.2) denkleminde,

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{\rho c}{k} v \frac{dT}{dx} - \frac{L+\delta}{\delta L} \frac{h}{k} [T(x) - T_\infty] + \frac{q''}{kL} = 0 \quad (4.3)$$

bulunur. Boyutsuz sıcaklık için,

$$\theta(x) = \frac{T(x) - T_\infty}{q'' \epsilon^2 / kL} \quad (4.4a)$$

ve ayrıca,

$$\xi = \frac{x}{\epsilon}, \quad \kappa = \frac{L+\delta}{\delta L} \epsilon \text{ ve } \omega = \frac{\epsilon h}{k} \quad (4.4b)$$

boyutsuz sayıları tarif edilir ve ısı yayılım katsayısı

tarifinde yararlanılırsa, yukarıda verilen

(4.3) denklemini yerine,

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha} \epsilon \frac{d\theta}{d\xi} - \kappa \omega \theta + 1 = 0 \quad (4.5)$$

şeklindeki boyutsuz diferansiyel denklem elde edilir.

Son diferansiyel denklemin çözümü ise, m pozitif ve n negatif

kökler ;

$$m_1 = \frac{V}{2\alpha} \epsilon + \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega}$$

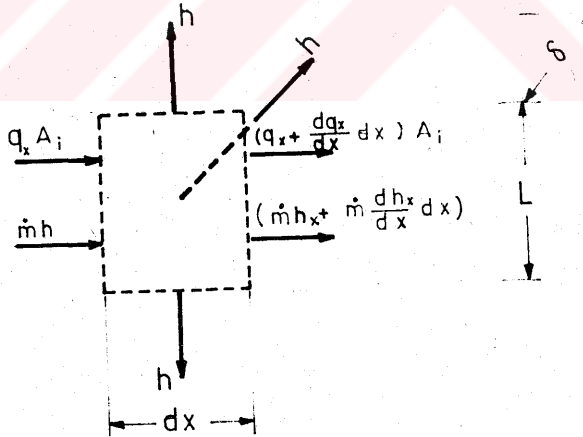
$$n_1 = \frac{V}{2\alpha} \epsilon - \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega}$$

olmak üzere, $0 \leq \xi \leq 1$ bölgesi için

$$Q_1(\xi) = A_1 e^{m_1 \xi} + B_1 e^{n_1 \xi} + \frac{1}{\kappa \omega} \quad (4.6)$$

şeklinde yazılabilir.

2 ve 3 Bölgesi : Hareket yönüne göre kaynak sıısının verildiği bölgenin ön kısmında kalan 3 bölgesinde ve arka kısmında kalan 2 bölgesinde alınan dx kalınlığındaki açık sisteme giren ve çıkan enerjiler Şekil 4.3 de görülmektedir. Bu bölgelerde kaynak ısısı verilmediğinden,



Şekil 4.3 2 ve 3 bölgelerinin açık sistemi

(4.1) denklemindeki kaynak ısısı nedeniyle gelen A_q'' terimi olmayacak ve ısı taşınım yüzeyi $A_t = (L+2\delta) dx$ olduğundan κ boyutsuz sayısı yerine,

$$\kappa_1 = \frac{L + 2\delta}{\delta L} \epsilon$$

boyutsuz sayısı gelecektir. Buna göre, 2 ve 3 bölgeleri için boyutsuz diferansiyel denklemler,

$$\frac{d^2 \theta_2}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha} \epsilon \frac{d\theta_2}{d\xi} - \kappa_1 \omega \theta_2 = 0 \quad (4.7a)$$

$$\frac{d^2 \theta_3}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha} \epsilon \frac{d\theta_3}{d\xi} - \kappa_1 \omega \theta_3 = 0 \quad (4.7b)$$

şeklinde elde edilmektedir.

Son denklemin kökleri ;

$$m_2 = m_3 = \frac{V}{2\alpha} \epsilon + \sqrt{\left(\frac{\epsilon V}{2\alpha}\right)^2 + \kappa_1 \omega}$$

$$n_2 = n_3 = \frac{V}{2\alpha} \epsilon - \sqrt{\left(\frac{\epsilon V}{2\alpha}\right)^2 + \kappa_1 \omega}$$

olmak üzere,

$$\theta_2(\xi) = A_2 e^{m_2 \xi} + B_2 e^{n_2 \xi} \quad 1 \leq \xi < \infty \quad (4.8a)$$

$$\theta_3(\xi) = A_3 e^{m_3 \xi} + B_3 e^{n_3 \xi} \quad -\infty < \xi \leq 0 \quad (4.8b)$$

elde edilmektedir.

Elde edilen (4.5), (4.7a) ve (4.7b) denklemlerinde,

$$\xi \rightarrow -\infty \quad \text{için} \quad \theta_3(-\infty) = 0$$

$$\xi = 0 \quad \text{için} \quad \theta_3(0) = \theta_1(0) ; \quad \frac{d\theta_3(0)}{d\xi} = \frac{d\theta_1(0)}{d\xi}$$

$$\xi = 1 \quad \text{için} \quad \theta_1(1) = \theta_2(1) ; \quad \frac{d\theta_1(1)}{d\xi} = \frac{d\theta_2(1)}{d\xi}$$

$$\xi \rightarrow \infty \quad \text{için} \quad \theta_2(\infty) = 0$$

sınır şartları için katsayılar hesaplanıp (4.5), (4.7a) ve (4.7b) denklemlerinde yerlerine konarak boyutsuz sıcaklık dağılımı denklemleri bulunur. Tablo 4.1 de verilen değerler kullanılarak ve yüzey film katsayısı (ışınım kayıplarını da ihtiva etmekte) $h = 174 \text{ W/m}^2 - \text{K}$ alınarak (4.6), (4.7a-b) ve (4.4a) denklemlerinden hesaplanan $[T(x) - T_\infty]$ sıcaklık farkının değişimi Şekil 4.4 de görülmektedir. Ayrıca Ek la-c de verilen çözümlerde Tablo 4.1 deki değerler kullanılarak Şekil 4.4 de görülen sıcaklık dağılımı bulunabilir.

Tablo 4.1 Çözümde kullanılan datalar (Az karbonlu çelik)

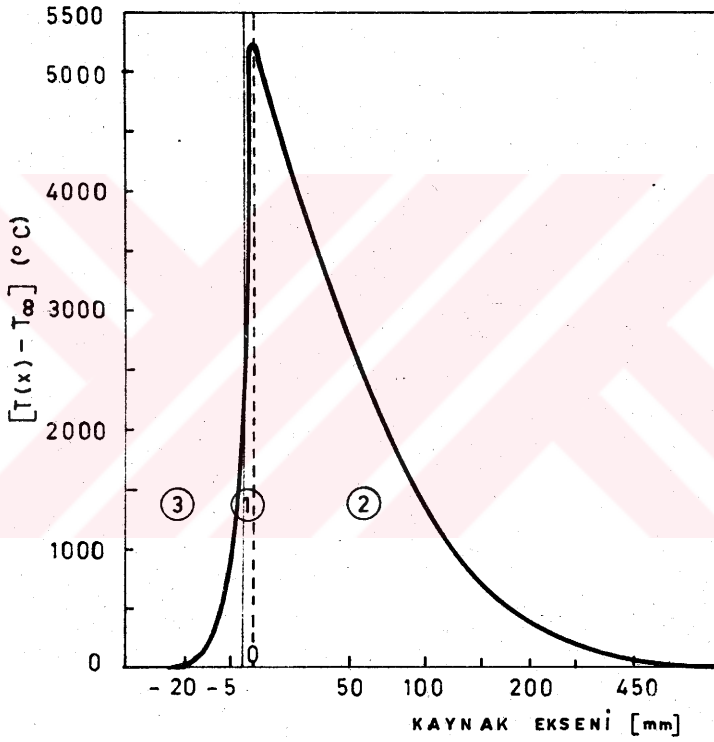
U	I	η	V	ϵ	δ	L	k	c	ρ
Volt	Amp		$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	m	m	m	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{C}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}^{\circ}\text{C}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
20	90	0.65	0.003	0.0035	0.00175	0.005	52	0.47	7900

4.2.2 Ergime Olayının Etkisi

Ergimenin ve katılaşmanın olduğu hallerde, katı fazdan sıvı, sıvı fazdan katı faza geçişlerde, gizli ergime ısısı sebebiyle sonlu bölge sayısı artmaktadır.

Verilen q'' ısı akısına (birim yüzeyden verilen kaynak ısısı) bağlı olarak ergime elektrodun kesit alanı içinde,

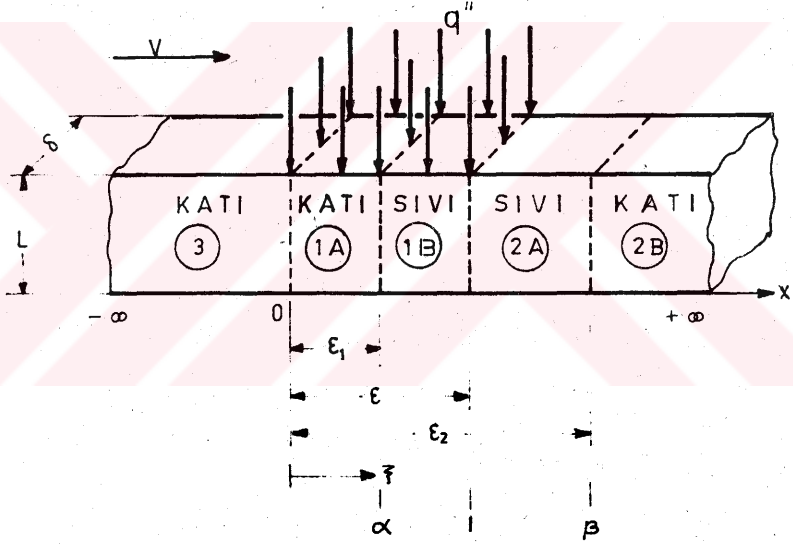
elektrod ön sınırında veya elektroda gelmeden önce meydana gelebilir. Üç halin sınır şartları birbirinden farklıdır.



Şekil 4.4 Ergime ve katılaşma fazlarının ihmalı halinde tek boyutlu sıcaklık dağılımı.

4.2.2.1 Ergime Sınırı Elektrod Alanı İçinde

Ergime sınırının elektrod altında (1 Bölgesi) olması halinde beş ayrı bölge meydana gelir (Şekil 4.5). Katı ve sıvı faza ait özellikler ile boyutsuz sayılar sıra ile k ve s alt indisleriyle gösterilirse,



Şekil 4.5 Ergime sınırı 1 bölgesinde

her bir bölge için boyutsuz sıcaklık

$$\theta(x) = \frac{T(x) - T_{\infty}}{q''_{\epsilon^2} / k_k L}$$

olmak üzere, (4.5) ve (4.7) denklemlerine benzer şekilde,

$0 \leq \xi \leq \alpha$ bölgesi için,

$$\frac{d^2 \theta_{1A}(\xi)}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha_k} \epsilon \frac{d\theta_{1A}(\xi)}{d\xi} - \kappa \omega_k \theta_{1A} + 1 = 0 \quad (4.9a)$$

$\alpha \leq \xi \leq 1$ bölgesi için,

$$\frac{d^2 \theta_{1B}(\xi)}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha_s} \epsilon \frac{d\theta_{1B}(\xi)}{d\xi} - \kappa \omega_s \theta_{1B}(\xi) + \frac{k_k}{k_s} = 0 \quad (4.9b)$$

$1 \leq \xi \leq \beta$ bölgesi için,

$$\frac{d^2 \theta_{2A}(\xi)}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha_s} \epsilon \frac{d\theta_{2A}(\xi)}{d\xi} - \kappa_1 \omega_s \theta_{2A}(\xi) = 0 \quad (4.9c)$$

$\beta \leq \xi < \infty$ bölgesi için,

$$\frac{d^2 \theta_{2B}(\xi)}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha_k} \epsilon \frac{d\theta_{2B}(\xi)}{d\xi} - \kappa_1 \omega_k \theta_{2B}(\xi) = 0 \quad (4.9d)$$

$-\infty < \xi \leq 0$ bölgesi için,

$$\frac{d^2 \theta_3(\xi)}{d\xi^2} - \frac{V}{\alpha_k} \epsilon \frac{d\theta_3(\xi)}{d\xi} - \kappa_1 \omega_k \theta_3(\xi) = 0 \quad (4.9e)$$

diferansiyel denklemleri yazılabilir.

Gizli ergime ısısı h_{KS} ve ergime sıcaklığı T_e olmak üzere,

$$\theta_e = \frac{T_e - T_\infty}{q'' \epsilon^2 / k_k L}$$

boyutsuz ergime sıcaklığı tarif edilirse, ergime sınırlarında levha sıcaklığı $\theta(\xi) = \theta_e$ olur.

Diğer taraftan (4.9) denklemleri için sınır şartları,

$$\xi \rightarrow -\infty ; \quad \theta_3(-\infty) = 0 \quad (4.10a)$$

$$\xi = 0 ; \quad \theta_3(0) = \theta_{1A}(0) \quad (4.10b)$$

$$\frac{d\theta_3(0)}{d\xi} = \frac{d\theta_{1A}(0)}{d\xi} \quad (4.10c)$$

$$\xi = \alpha \text{ (ergime sınırı)}; \quad \theta_{1A}(\alpha) = \theta_{2B}(\alpha) = \theta_e \quad (4.10d)$$

$$\frac{d\theta_{1A}(\alpha)}{d\xi} = \frac{k_s}{k_k} \frac{d\theta_{2B}(\alpha)}{d\xi} - \frac{\rho V L}{\epsilon q''} h_{ks} \quad (4.10e)$$

$$\xi \rightarrow 1 ; \quad \theta_{1B}(1) = \theta_{2A}(1) \quad (4.10f)$$

$$\frac{d\theta_{1B}(1)}{d\xi} = \frac{d\theta_{2A}(1)}{d\xi} \quad (4.10g)$$

$$\xi = \beta \text{ (katılaşma sınırı)};$$

$$\theta_{2A}(\beta) = \theta_{2B}(\beta) = \theta_e \quad (4.10h)$$

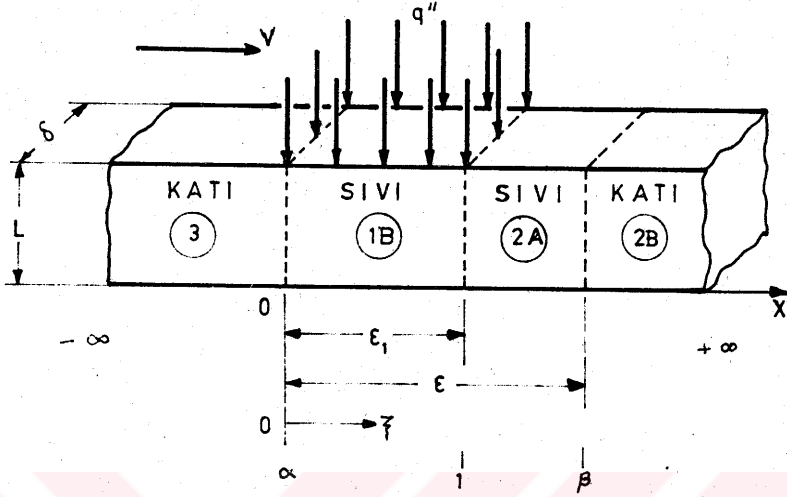
$$\frac{k_s}{k_k} \frac{d\theta_{2B}(\beta)}{d\xi} - \frac{\rho V L}{q'' \epsilon} h_{ks} = \frac{d\theta_{2A}(\beta)}{d\xi} \quad (4.10i)$$

$$\xi \rightarrow \infty ; \quad \theta_{2B}(\infty) = 0 \quad (4.10j)$$

şeklinde yazılabilir. Yukarıda belirtilen sınır şartlarına göre (4.9) denkleminin çözümü Ek-1a da verilmiştir.

4.2.2.2 Ergime Sınırı Elektrod Ön Sınırında ($x=0$)

Ergime sınırının $x=0$ da olması halinde şekil 4.6 daki bölgeler meydana gelir. Ergime sınırı α nın başlangıç noktasına kayması ile 1A bölgesi kaybolur 1B bölgesi, $0 \leq \xi \leq 1$ aralığına kadar genişler.



Şekil 4.6 Ergime sınırı elektrod ön sınırında

Sınır şartlarından sadece, ergime sınır şartı değiştiğinden (4.10b,c) ifadesi,

$$\xi = 0 = \alpha \text{ ergime sınır1; } \theta_3(0) = \theta_1(0) = \theta_e \quad (4.11a)$$

$$\frac{d\theta_3(0)}{d\xi} = \frac{k_s}{k_k} \frac{d\theta_1(0)}{d\xi} - \frac{\rho V_L}{q''_e} h_{KS} \quad (4.11b)$$

şeklinde yazılır, bu sınır şartından yararlanarak yapılan çözüm-
me göre değişen katsayılar Ek-1b de verilmiştir.

4.2.2.3 Ergime Sınırı Elektroda gelmeden önce (3 bölge-
sinde)

Ergime sınırı 3 bölgesinde olduğu zaman da ,
Şekil 4.7 de görülen bölgeler meydana gelir. Ergime sınırı, 3
bölgesinde olduğundan diğer bölgelere ilave olarak sıvı bölgesi
oluşur.

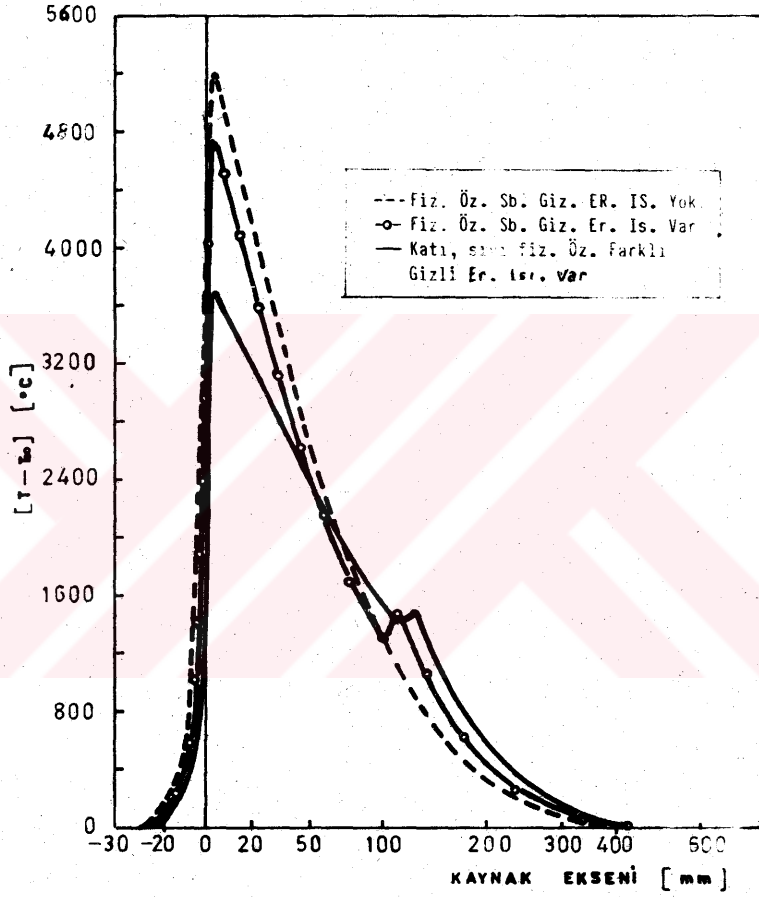
Ergimeye başlama noktasının değişmesinden (4.10b-e)
sınır şartları yerine, sırasıyla;

k (W/m ² °C)		c (kJ/kg ² °C)		h _{ks}
Katı Faz	Sıvı Faz	Katı faz	Sıvı faz	kJ/kg
52	33	0,47	0,53	272,42

Bu çalışmada Ek-1 de verilen katsayıların hesabı için seçilmiş, Tablo 4.1 ve 4.2 de verilen değerlere göre, Newton-Rapshon metoduyla birlikte sına-yanılma uygulanarak çözüm yapılmış sıcaklık dağılımı Şekil 4.8 de verilmiştir.

Şekil 4.8 den; sıvı ve katı fazın ısııl özellikleri ve ısı geçiş katsayısı ($h = h_f + h_i$) sabit alındığında ulaşılan maksimum sıcaklık yüksek, sıcaklık dağılımıda sürekli olmaktadır. Ayrıca gizli ergime ısıısı da göz önüne alınırsa, ısınma bölgesinde gizli ergime ısıısının sıcaklık dağılım eğrisine etkisi tam belli olmamasına rağmen maksimum sıcaklık düşmektedir. Soğuma bölgesinde ise, soğuma yavaş olduğundan gizli ergime ısıısının sıcaklık dağılımına tesiri daha fazla olmakta ve sıcaklık dağılımı eğrisinin sürekliliği bozulmaktadır. Sıvı ve katı fazın özellikleri farklı seçilir (Tablo 4.2) ve gizil ergime ısıısı göz önüne alınırsa maksimum sıcaklık daha fazla düşmekte ve sıcaklık dağılımı eğrisi daha fazla değişmekte ve tatbikatta bir metalin sıvı halden itibaren soğutulması esnasında deneysel olarak elde edilen eğrilerin şeklini almaktadır.

Katı ve sıvı fazın özelliklerinin ve çevreye olan ışıınım ve taşınım kayıplarının, sıcaklığın fonksiyonu olarak alınması halinde ise analitik çözüm yapılamamaktadır.



Şekil 4.8 Fiziksel özelliklerin ve gizli ergime ısısının sıcaklık dağılımına etkisi

B Ö L Ü M V

KAYNAK YAPILAN İNCE LEVHADA SICAKLIK DAĞILIMININ NÜMERİK ÇÖZÜMÜ

.1 Genel

Fiziksel özelliklerin ve ısı taşınım katsayısının sabit kabul edilmesine rağmen, sınır şartlarının lineer olması ve sonlu bölge sayısının fazla olması sebebiyle tek boyutlu halin çözümü zor olmaktadır ki, iki boyutlu durumda çözümün daha da zor olacağı açıktır. Sonlu bölge sayısının fazla olmasında, çözüme ulaşmanın güç olduğu Arpacı[36] tarafından da belirtilmiştir. Ayrıca, fiziksel özelliklerin, ısı taşınım katsayısının ve levhadan çevreye ışınila olan ısı kayıplarının sıcaklıkla değişimi dikkate alındığında, elde edilecek diferansiyel denklem non-lineer olacaktır.

Lineer olmayan diferansiyel denklemin tam analitik çözümü olmadığından, yaklaşık veya nümerik çözümü mümkündür. Bu çalışmada, kartezyen geometride sıcaklık dağılım ve değişimini incelemek için, sonsuz genişlikte ince levhaların elektrik ark kaynağı ile birleştirilmesinde kullanılan ark ısıısının elektrodun kesit alanı kadar bir bölgeden verildiği gözönüne alınarak, önce tek boyutlu halin nümerik çözümü yapılmış ve analitik çözümle karşılaştırıldıktan sonra, aynı metod sonsuz genişlikte ki levhada iki boyutlu sıcaklık dağılımına uygulanmıştır.

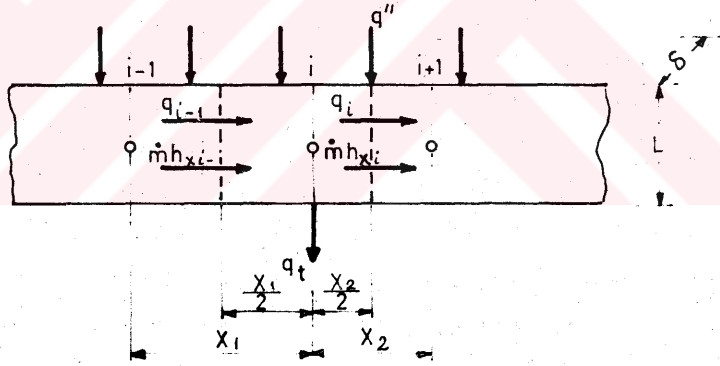
5.2 Tek Boyutlu Sıcaklık Dağılımı

Sıcaklık dağılımı için elde edilen (4.3) diferansiyel denkleminin nümerik çözümünde sonlu farklar metodu kulla-

nılmıştır. Denklem yarı sürekli (quasi steady) olduğundan bölme aralığı,

$$x_i \leq \frac{2k_i}{\rho c_i V} \quad (5.1)$$

olmalıdır. Burada, ısı iletim katsayısı k_i ve özgül ısı c_i sıcaklığa bağlı olarak değiştiğinden x_i 'de değişkendir. Kaynak edilen çubuk $x_i = x_{\min} = sb$ olacak şekilde bölünürse aralık sayısı çok fazla olmaktadır. Bunu önlemek için belirli bölgelerde (5.1) denkelemini sağlayacak şekilde farklı büyüklükte sabit x lere bölünmüştür.



Şekil 5.1 Sonlu farklara bölünmüş aralıklar ve açık sistem

Şekil 5.1 e göre $x = (x_1 + x_2) / 2$ ve T_y yüzey sıcaklığını göstermek üzere, (4.3) diferansiyel denklemi merkezzsel farklar cinsinden yazılır ve düzenlenirse,

$$\begin{aligned}
& x_1 (T_{y_i} - T_{y_i}) - x_2 (T_{y_i} - T_{y_{i+1}}) - \frac{\rho c_i}{k_i} V (T_{y_{i+1}} - T_{y_{i-1}}) \frac{x_1 x_2}{2} \\
& - \frac{L + \delta}{\delta L^2} \frac{h_i L}{k_i} (T_{y_i} - T_{\infty}) \frac{x_1 x_2}{2} (x_1 + x_2) \\
& + \frac{q''}{L k_i} \frac{x_1 x_2}{2} (x_1 + x_2) = 0 \quad (5.2)
\end{aligned}$$

elde edilir.

Burada, taşınım ve ışınlama ısı geçiş katsayıları sıra ile h_{ti} ve h_{ii} olmak üzere

$$h_i = h_{ti} + h_{ii}$$

dir. Isı taşınım katsayısı, üst yüzeyinde ısıtılan yatay levha hali için, yaklaşık olarak

$$h_{ti} = 1.43 (T_{y_i} - T_{\infty})^{1/3}$$

bağıntısından hesaplanabilmektedir [28,45]. Işınlama ısı geçiş katsayısı h_{ii} ise levhanın ortalama neşretme oranı,

ϵ (çelikler için 0.9) [46] ve $\sigma (=5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4)$ Stephan-Boltzman sabiti olmak üzere

$$h_{ii} = \sigma \epsilon (T_{y_i}^2 + T_{\infty}^2) (T_{y_i} + T_{\infty})$$

şeklinde yazılabilir. Diğer taraftan,

$$T_i = T_{y_i} - T_{\infty} \quad (5.3a)$$

$$S_i = V \rho c_i / k_i \quad (5.3b)$$

$$Bi_i = h_i L / k_i \quad (5.3c)$$

$$W_i = q''/k_i L \quad (5.3d)$$

$$\kappa = (L + \delta) / \delta L^2 \quad (5.3e)$$

tarifleri yapılırsa, neticede (5.2) denklemi,

$$\begin{aligned} T_{i+1} \left(x_1 - S_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) + T_{i-1} \left(x_2 + S_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) \\ - T_i (x_1 + x_2) \left(1 + \kappa Bi_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) + W_i \frac{x_1 x_2}{2} (x_1 + x_2) = 0 \quad (5.4) \end{aligned}$$

şeklinde yazılabilmektedir.

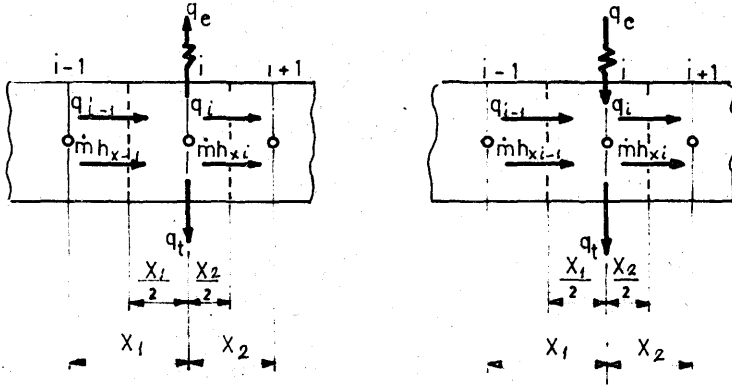
Özgül ısısının ve ısı iletim katsayısının sıcaklıkla değişimleri bölüm 3.1 de verilmiştir.

Elde edilen (5.4) denklemi genel olup, $q''=0$ olduğu bölge de $W_i = 0$ olur ve ısı kayıp yüzeyi arttığından (5.3e) ifadesi yerine,

$$\kappa = \frac{L + 2\delta}{6L^2}$$

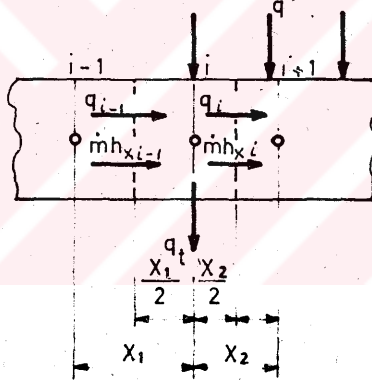
gelir.

Faz değişme sınırlarıyla, farklı bölge sınırlarında matematiksel formülasyon yerine fiziksel formülasyonun uygun olduğu [37,38] belirtildiğinden, fiziksel formülasyon yapılmıştır (Şekil 5.2).



a - ERİME SINIRI

b - KATILAŞMA SINIRI



c - FARKLI BÖLGE SINIRI

Şekil 5.2 Sonlu farklarda bölge sınırları

Sınırlarda enerji dengesi yazılır ve düzenlenirse
(Bölüm 4.3.2), (5.4) denkleminde, ergime sınırında (Şekil 5.2a)

$$- \frac{\rho V}{k_1} h_{KS} x_1 x_2$$

ve katılaşma sınırında (Şekil 5.2b)

$$+ \frac{PV}{k_i} h_{KS} x_1 x_2$$

ilave terimleri gelir.

Diğer bölgelere geçişte (Şekil 5.2c) ise, q" akısının verildiği alan,

$$A_q = \delta \frac{x_2}{2}$$

ve ısı taşınım yüzeyi

$$A_t = (\delta + L) \frac{x_1 + x_2}{2} + \frac{\delta x_1}{2}$$

olduğundan (5.4) denklemi,

$$\begin{aligned} T_{i+1} \left(x_1 - S_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) + T_{i-1} \left(x_2 + S_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) \\ - T_i \left[(x_1 + x_2) \left(1 + Bi_i \frac{x_1 x_2}{2} \right) + \frac{1}{L^2} \frac{x_1^2 x_2}{2} Bi_i \right] \\ + W_i \frac{x_1 x_2^2}{2} = 0 \end{aligned} \quad (5.5)$$

şeklini alır.

Yukarıda verilen (5.4) ve (5.5) denklemleri nümerik olarak çözülebilir. Bu çalışmada, az karbonlu çeliklerin kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılımını bulmak için, (5.4) ve (5.3) denklemlerin çözümü T_i ye göre, Gauss- Seidel yaklaşım metoduyla yapılmıştır. Isı iletim katsayısı ve özgül ısının sıcaklığa bağlı değişim eğrilerinden (Şekil 3.3) okunan değerler kullanılarak en küçük kareler metoduyla bulunan denklemler kullanılmıştır. (Tablo 5.1,2).

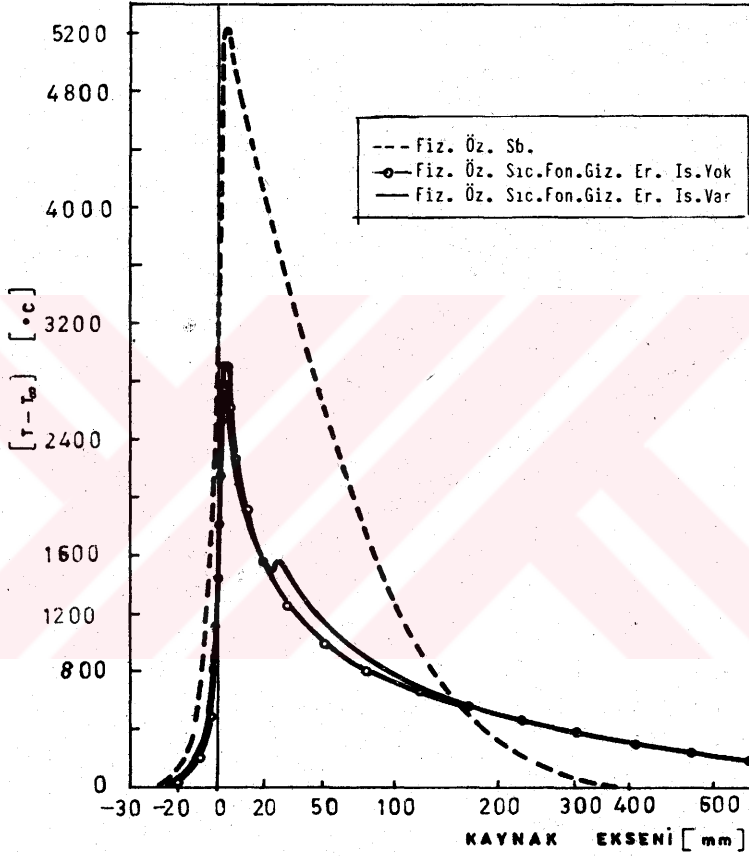
Tablo 5.1 Az karbonlu çeliğin ısı iletim katsayısının sıcaklıkla değişim denklemleri
 $(k = a + bT [K] \text{ W/m-K})$

Aralık	SICAKLIK		KATSAYILAR	
	°C	K	a	b
I	0-600	273-873	75.5	- 0.044
II	600-800	873-1073	57.3	- 0.023
III	900-1600	1173-1873	24.3	+ 0.005

Tablo 5.2 Az karbonlu çeliğin özgül ısısının sıcaklıkla değişim denklemleri.

SICAKLIK		$c = a + bT \left(\frac{\text{kJ}}{\text{kg-K}} \right)$
°C	K	
0 - 540	273 - 813	$0.281 + 0.000504 \times T$
540 - 880	813 - 1153	$0.5105 + 0.00022 \times T$
880 - 900	1153 - 1173	$6.3177 - 0.00481 \times T$
900 - 1500	1173 - 1773	$-0.6288 + 0.000035 \times T$
1500 - 1501	1773 - 1774	$- 132.63 + 0.0752 \times T$
1501 - 1600	1774 <	$0.9145 - 0.000084 \times T$

Çözüm neticesinde bulunan $(T_i = T_{y1} - T_{\infty})$ sıcaklık dağılımı eğrileri (Şekil 5.3) de verilmiştir. Bu eğriler incelendiğinde, ısıtım kayıplarının ve ısıl özelliklerin sıcaklığa bağlı olarak değişmesi, tepe sıcaklığına çok etki etmekte, gizli ergime ısısının da gözönüne alınması halinde tepe sıcaklığı biraz daha azalmaktadır. Katılaşma gecikmekte ve sıcaklık dağılım eğrisinin eğimi bu noktada değişmektedir.

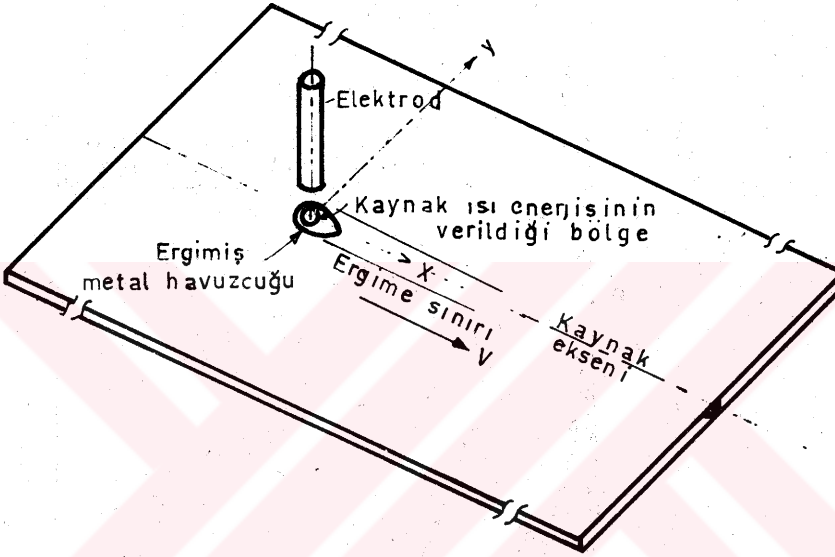


Şekil 5.3 Tek boyutlu halde sıcaklık dağılımı

5.3 İki Boyutlu Sıcaklık Dağılımı

Sonsuz uzunlukta ve genişlikte ince levhanın, alın kaynağı ile birleştirilmesinde kullanılan ark ısısının, elektrod kesit alanı kadar bir bölgeden verilmesi halinde, kartezyen geometride sıcaklık dağılım ve değişiminin analizini yapmak için,

Şekil 5.4 de görüldüğü gibi elektrodun sabit tutulduğu ve levhanın sabit V hızıyla hareket ettirildiği gözönüne alınmıştır.



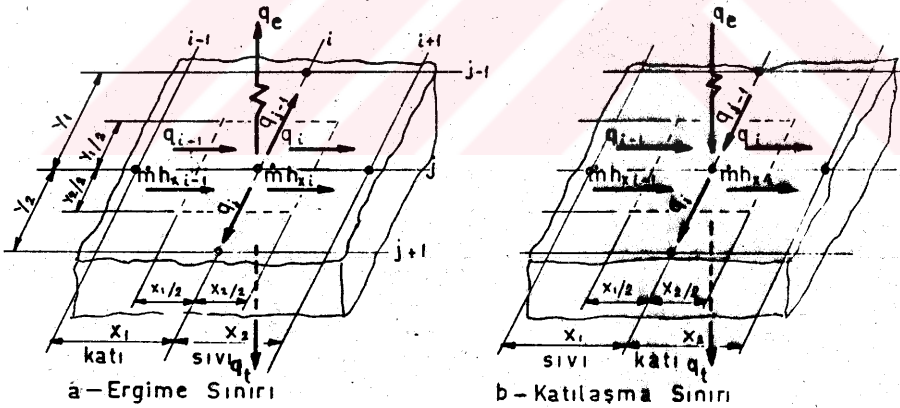
Şekil 5.4 Sonsuz genişlikte ince levhanın alın kaynağı (şematik)

Levha, farklı bölgelerde farklı sabit x ve y adımlarına bölünmüş (Bölüm 5.2) ve kaynak eksenine göre simetrik olduğundan yarısı alınmıştır.

Şekil 5.6 ve 5.7 de verilen ergime ve katılaşma sınırlarındaki durumlar da gözönüne alınarak uzunluğu $(x_1 + x_2) / 2$ ve genişliği $(y_1 + y_2) / 2$ ve kalınlığı L olan elemana termodinamiğin birinci kanunu uygulanırsa,

$$A_x (q_{i-1} - q_i) + \dot{m} (h_{x_{i-1}} - h_{x_i}) + A_y (q_{j-1} - q_j) - A_t q_t + A_q q'' \pm Q_e = 0 \quad (5.6)$$

yazılabilir. Burada, A_x ve A_y sıra ile x ve y yönündeki kesit



Şekil 5.7 Ergime ve katılaşma sınırları

alanları, A_t taşınım yüzey alanı, A_q kaynak ısısının verildiği yüzey alanı ve $\dot{m}$ kütleysel debidir. T_y yüzey sıcaklığı, k ısı iletim katsayısı, c özgül ısı, h taşınım ve ışıınım ısı kayıp katsayısı $(= h_t + h_l)$, h_{KS} gizli ergime ısısı olmak üzere, iletimle ısı geçişleri,

$$q_{i-1} = -k_{ij} \frac{T_{yij} - T_{y_{i-1},j}}{x_1} \quad (5.7a)$$

$$q_i = -k_{ij} \frac{T_{y_{i+1},j} - T_{yij}}{x_2} \quad (5.7b)$$

$$q_{j-1} = -k_{ij} \frac{T_{yij} - T_{y_{i,j-1}}}{y_1} \quad (5.7c)$$

$$q_j = -k_{ij} \frac{T_{y_{i,j+1}} - T_{yij}}{y_2} \quad (5.7d)$$

taşınım ile olan ısı geçişi,

$$q_t = h_{ij} (T_{yij} - T_\infty) \quad (5.7e)$$

toplam gizli ergime ısısı,

$$Q_e = \dot{m} h_{KS} \quad (5.7f)$$

giren ve çıkan entalpiler

$$h_{x_{i-1}} = c_{ij} \frac{T_{yij} + T_{y_{i-1},j}}{2} \quad (5.7g)$$

$$h_{x_i} = c_{ij} \frac{T_{y_{i+1},j} + T_{yij}}{2} \quad (5.7h)$$

ve ρ yoğunluk, V levhanın hareket hızı olmak üzere kütleli debi $\dot{m}$,

$$\dot{m} = \left(\frac{y_1 + y_2}{2} \right) \rho L V \quad (5.7i)$$

yazılabilir. Diğer taraftan $T_i = T_{yij} - T_\infty$ dönüşümü yapılır.

(5.7) ifadeleri (5.6) denkleminde yerlerine konulursa en genel halde,

$$\begin{aligned} & T_{i+1,j} \left[A_x/x_2 - (y_1 + y_2) LV \rho c_{ij} / 4 k_{ij} \right] \\ & + T_{i-1,j} \left[A_x/x_1 + (y_1 + y_2) LV \rho c_{ij} / 4 k_{ij} \right] + T_{i,j+1} A_y/y_2 \\ & + T_{i,j-1} A_y/y_1 - T_{ij} \left[A_x(x_1 + x_2) / x_1 x_2 + A_y(y_1 + y_2) / y_1 y_2 + A_t h_{ij} / k_{ij} \right] \\ & + A_q q'' / k_{ij} \mp (y_1 + y_2) LV \rho h_{KS} / 2 k_{ij} = 0 \end{aligned} \quad (5.8)$$

denklemleri elde edilmektedir. İletimle olan ısı geçiş yüzeyleri (levhanın kesit alanı) her bölge için sabit olup

$$A_x = \left(\frac{Y_1 + Y_2}{2} \right) L$$

ve

$$A_y = \left(\frac{X_1 + X_2}{2} \right) L$$

dir. Isı taşınım yüzeyleri ve kaynak ısısının verildiği yüzey alanı ise bölgelere ve sınırlara göre değişmektedir.

i) Kaynak ısısının verildiği bölgede; kaynak ısısının verildiği yüzey alanı

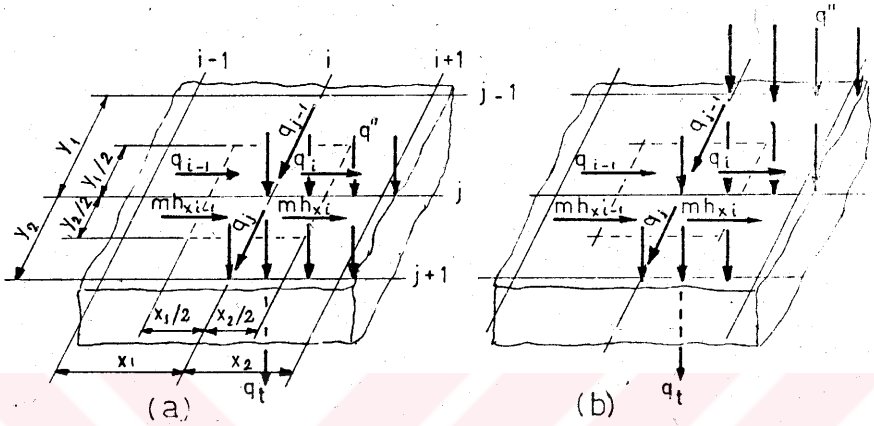
$$A_q = \left(\frac{X_1 + X_2}{2} \right) \left(\frac{Y_1 + Y_2}{2} \right)$$

ve ısı taşınım yüzeyi alanı

$$A_t = \left(\frac{X_1 + X_2}{2} \right) \left(\frac{Y_1 + Y_2}{2} \right)$$

dir.

ii) Elektrod sınırlarında farklı bölgelere geçilirken gözönüne alınan elemanın sadece bir bölümünden q 'ısı akısı verildiğinden A_q ve A_t yüzeyleri değişmektedir. Bu yüzeyler, Şekil (5.8a) halinde,



Şekil 5.8 Sonlu farklarda elektrod sınırı.

$$A_q = \frac{x_2}{2} \frac{y_2}{2}$$

$$A_t = \left(\frac{x_1 + x_2}{2} \right) \left(\frac{y_1 + y_2}{2} + \frac{y_1}{2} \right) + \left(\frac{y_2}{2} \right) \left(\frac{x_1}{2} \right)$$

ve Şekil (5.8b) halinde

$$A_q = \left(\frac{y_1 + y_2}{2} \right) \left(\frac{x_2}{2} \right)$$

$$A_t = \left(\frac{y_1 + y_2}{2} \right) \left(x_1 + \frac{x_2}{2} \right)$$

şeklindedir.

iii) Kaynak ısıısının verilmediği ($q'' = 0$) bölgelerde ısı taşınım yüzeyi arttığından,

$$A_t = 2 \left(\frac{x_1 + x_2}{2} \right) \left(\frac{y_1 + y_2}{2} \right)$$

olmaktadır.

iv) Ergime ve katılaşma sınırlarında ise; (5.8) denklemi-
mindeki son terim, ergime sınırında negatif (kuyu), katılaşma
sınırındaki pozitif (memba) olarak gelir ve bu ifadeler
diğer bölgelerde sıfırdır. Yukarıdaki bölgeler ve sınır şart-
ları dikkate alınarak (5.8) denklemi nümerik bir metodla çözüle-
bilir.

Bu çalışmada (5.8) denklemi

$$\begin{aligned}
 T_{ij} = & \left[\frac{A_x}{x_2} - (y_1 + y_2) \text{LV} \rho \frac{c_{ij}}{4 k_{ij}} \right] T_{i+1,j} \\
 & + \left[\frac{A_x}{x_1} + (y_1 + y_2) \text{LV} \rho \frac{c_{ij}}{4 k_{ij}} \right] T_{i-1,j} \\
 & + T_{1,j+1} \frac{A_y}{y_2} + T_{i,j-1} \frac{A_y}{y_1} \\
 & + \left[\frac{A_q q''}{k_{ij}} \mp (y_1 + y_2) \text{LV} \rho \frac{h_{ks}}{2 k_{ij}} \right] / \\
 & \left[\frac{A_x (x_1 + x_2)}{x_1 x_2} + \frac{A_y (y_1 + y_2)}{y_1 y_2} + \frac{A_t h_{ij}}{k_{ij}} \right]
 \end{aligned} \quad (5.9)$$

şeklinde yazılarak Gauss - Seidel yaklaşım metoduyla (Tablo 5.1
ve 5.2 de verilen değerler kullanılarak) çözülmüştür.

5.3.1 Gizli Ergime Isısının Etkisi

Elektrik ark kaynağı ile metallerin birleştiril-
mesinde sıcaklık dağılımı bakımından, elektrodun ön tarafı ısın-
ma bölgesi, arka tarafı soğuma bölgesi olarak alınabilir.

Bu halde, ergime ısınma bölgesinde katılaşma da soğuma bölgesin-
de meydana gelir. Sıcaklığı ergime noktasına ulaşan metalin er-
gimesi için, gizli ergime ısısı kadar ilave ısı verilmesi gerek-

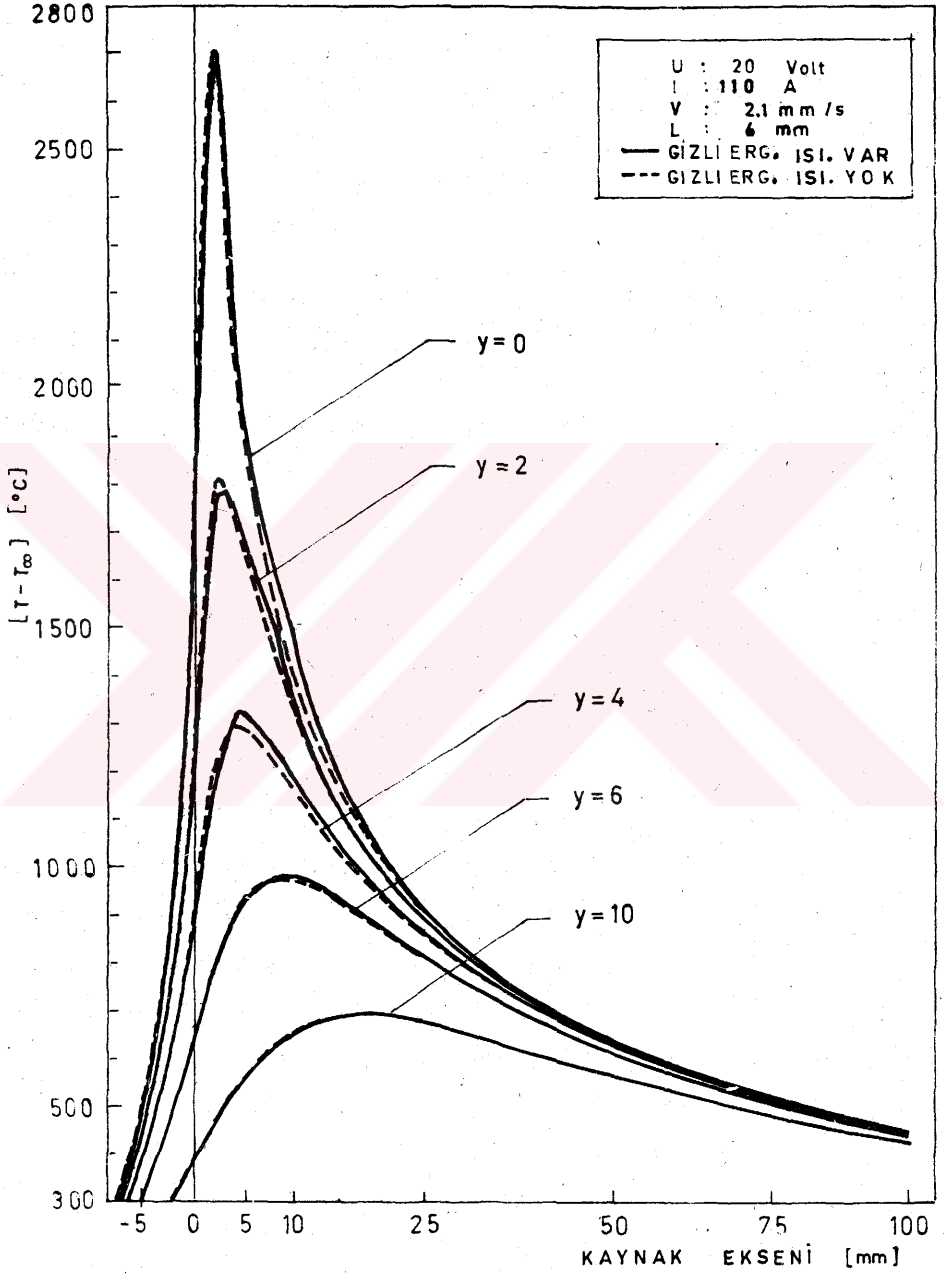
mektedir(Şekil 5.7a).

Kaynak işleminde ısınma bölgesinin sıcaklığının aniden yükselmesi ve elektrodun hareketi (modelde levha hareket etmek-te) nedeniyle, sıcaklık dağılım eğrisinde gizli ergime ısısının etkisi fazla olmamaktadır. Buna rağmen ergimiş metalin tepe sıcaklığı düşmekte (Şekil 5.9a-b), 1500°C izoterm eğrisinde ise ergimenin gecikmesi görülebilmektedir(Şekil 5.9c).

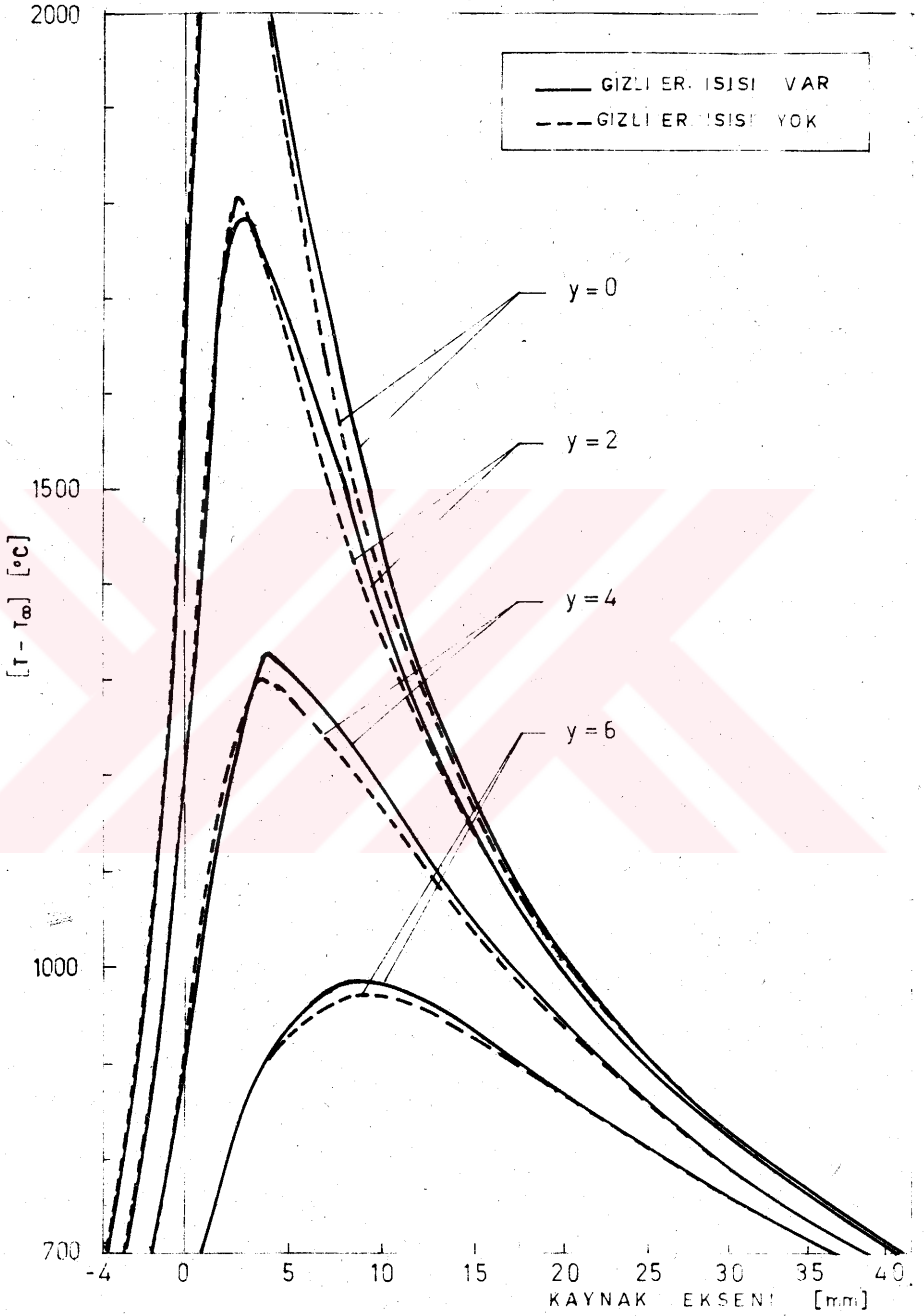
Soğuma bölgesinde sıcaklığın değişimi, ısınma bölgesin-de olduğu kadar. hızlı olmadığından, sıcaklık dağılım eğrisinin eğimi daha azdır. Soğuma bölgesinde bulunan ergimiş metalin sıcaklığı katılaşma noktasına kadar düştüğü an, gizli ergime ısısı açığa çıkar ve bu ısı, katı metal tarafından çekilene ka-dar katılaşma gecikir. Elektrod kaynak hızıyla hareket ettiği için gizli ergime ısısının göz önüne alınmadığı halde hesapla-nan katılaşma noktasının o anda elektroda olan uzaklığı, gizli ergime ısısının hesaba ithal edildiği haldekinden daha az olacak-tır. Ayrıca açığa çıkan gizli ergime ısısı nedeniyle, ısının tesiri altındaki bölgede ulaşılan tepe sıcaklıkları, gizli er-gime ısısının hesaba katılmadığı halden daha yüksek elde edil-mektedir. Fakat açığa çıkan gizli ergime ısısının, yaklaşık 800 °C den daha düşük sıcaklıklara kadar (Şekil 5.9a,b,c) ısınmış bölgelerde fazla etkisi olmamaktadır.

5.3.2 Isıl Özelliklerin Değişiminin Etkisi

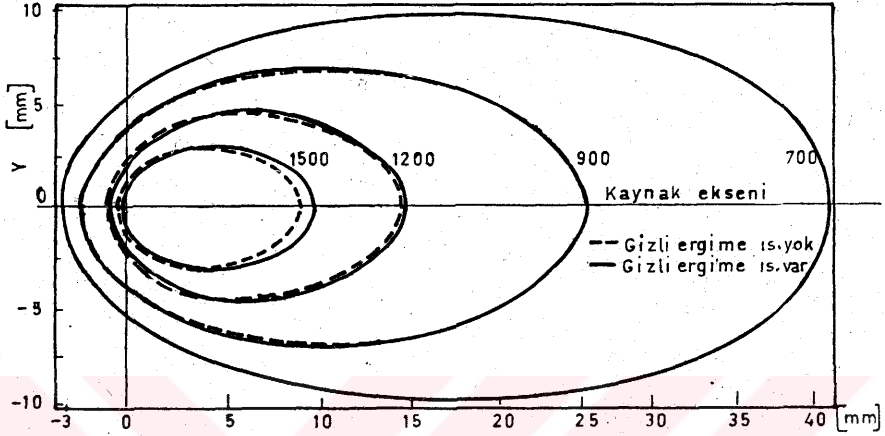
Bu çalışmada, kütleli debi, levhanın kesit alanı ve hız sabit kabul edildiğinden malzemenin yoğunluğu da sabit kalmak-tadır. Bu sebepten ötürü çalışmamızda çelik için $\rho = 7830 \text{ kg/m}^3$



Şekil 5.9a Kaynak eksenine paralel sıcaklık dağılımı



Şekil 5.9b Kaynak eksenine paralel sıcaklık dağılımı



Şekil 5.9c Gizli ergime ısının izotermelere etkisi.

değeri alınmıştır. Diğer özellikler (k, c) ise sıcaklığın fonksiyonu olarak (Tablo 5.1-2) alınmışlardır.

Isı iletim katsayısı k , özgül ısı c ve toplam ısı kayıp katsayısı $h (=h_t + h_f)$ sabit alındığı zaman, soğuma bölgesinde sıcaklık dağılımı daha dik olmakta ve bu bölge çevre sıcaklığına çok çabuk ulaşmaktadır. Bu hal gerçeğe aykırı olduğundan ısı özellikler hesaplarında sıcaklığın fonksiyonu olarak dikkate alınmalıdır (Şekil 5.3).

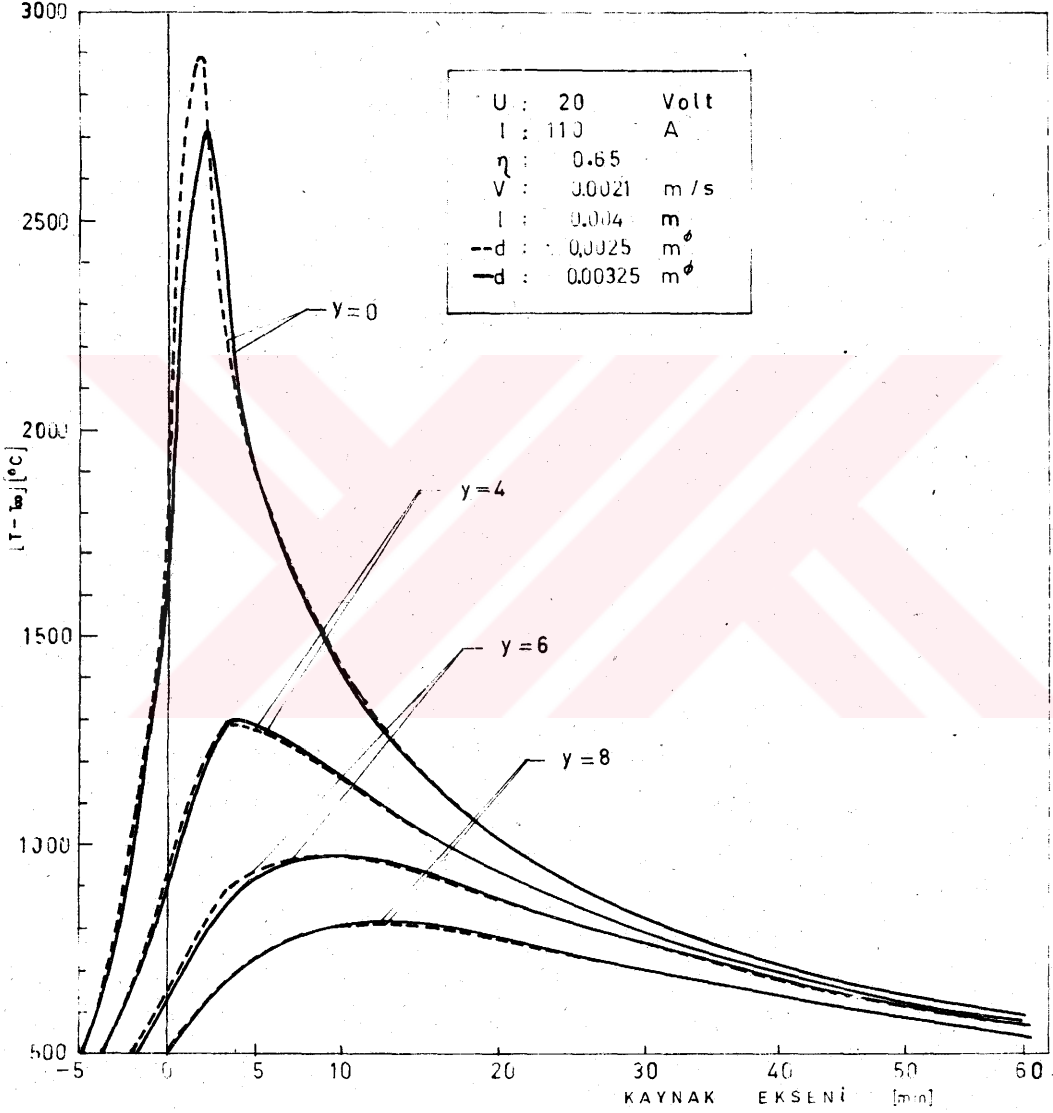
5.3.3 Elektrod Çapının Etkisi

Sonsuz genişlikte ince levhaların alın kaynağında farklı elektrod, aynı ark enerjisi kullanılırsa ince elektrod halinde birim yüzeyden verilen ısı akısı büyük olduğundan ısınma

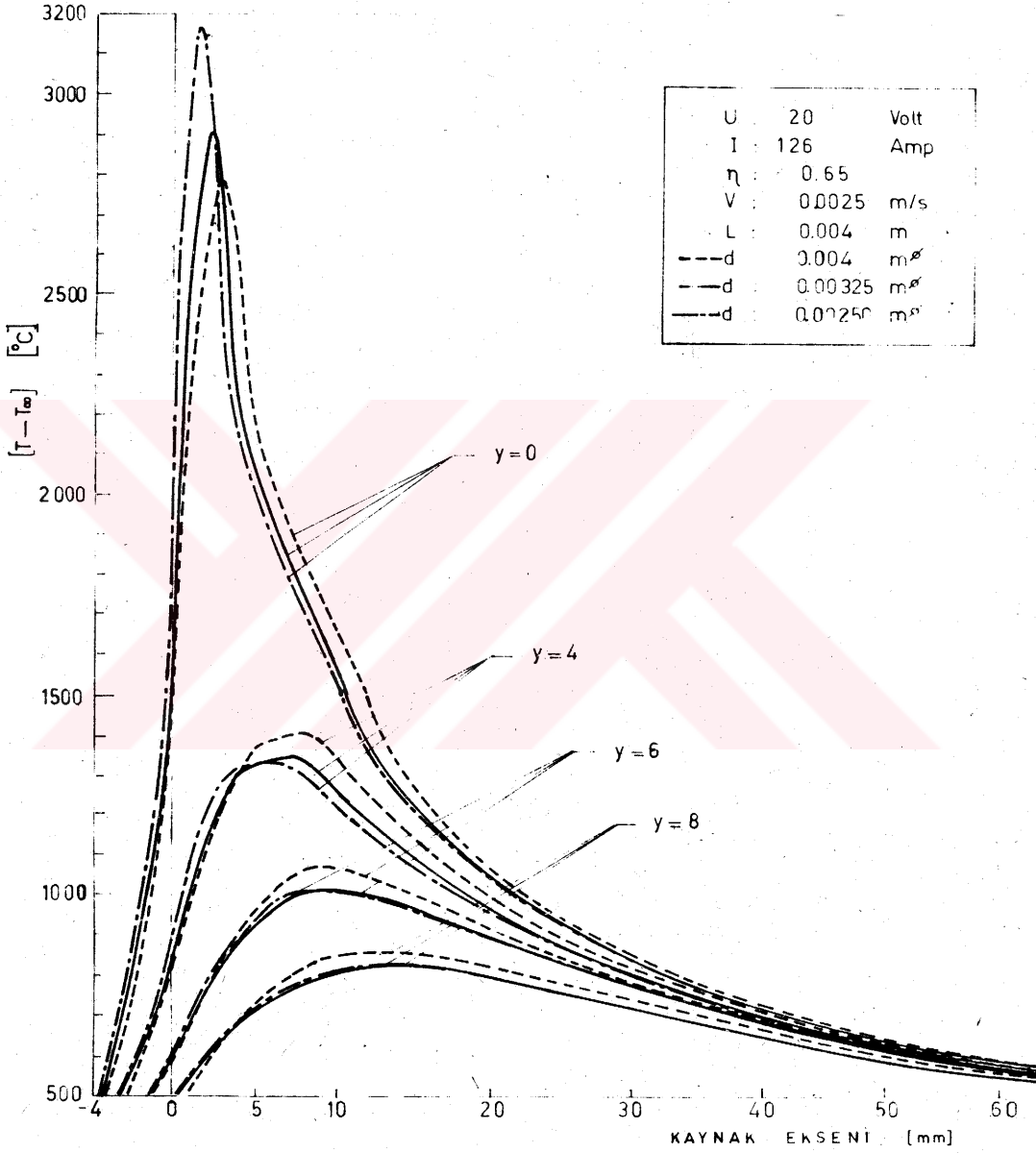
bölgesinde sıcaklık artmakta ve kaynak ekseninde ulaşılan tepe sıcaklığı diğerlerinden yüksek olmaktadır. İnce elektrod halinde tavllanmış bölge daha dar olduğundan ısının tesiri altında kalan bölgede ulaşılan tepe sıcaklıkları da düşük olmaktadır. Kalın elektrod kullanılması halinde ise birim yüzeyden verilen ısı akısı azaldığından ısınma bölgesinin sıcaklığı azalmaktadır. Buna rağmen, ısı verilen yüzey genişlediğinden ve kaynak eksenindeki tepe sıcaklığının yeri öne doğru kaydığından ısının tesiri altında kalan bölgede ulaşılan tepe sıcaklıkları daha yüksek olmaktadır. Bu farklılık elektrodun çapının mm si başına 40 Amp lik akım yüklemelerine kadar olan halde açıkça görülmektedir. Buna mukabil elektrodun çapının mm si başına 40 Amp den fazla olduğu bir yükleme yapıldığında, kaynak banyosu genişlediğinden ince ve kalın elektrod çapı arasında görülen bu fark farkedilemez hale gelmektedir (Şekil 5.10). Elektrod çaplarına bağlı olarak (aynı kaynak ısı enerjisi için) tepe sıcaklıklarının farklılık göstermesi, sıcaklık dağılımı eğrisini değiştirmekte ise de düşük sıcaklıklarda fazla etkili olmamaktadır (Şekil 5.11).

5.3.4 Levha Kalınlığının Etkisi

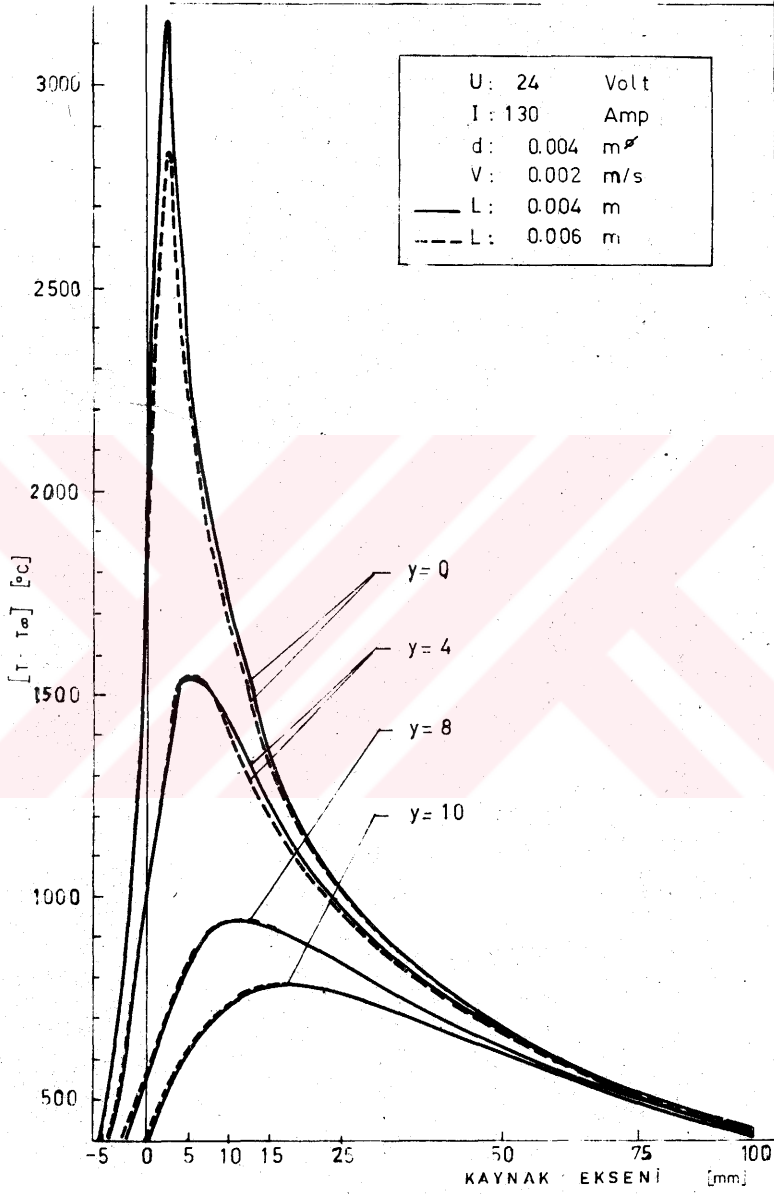
Kalınlığın 4 ve 6 mm olan levhalarda aynı kaynak enerjisi kullanıldığı zaman, ince levhada ($L=4\text{mm}$) ergimiş metal havuzcuğunun (kaynak banyosunun) tepe sıcaklığı artmakta, erime sınırları daha geniş olmaktadır. Bu nedenle, kaynak ekseninde ve kaynak eksenine yakın bölgelerde sıcaklık dağılım eğrisinin eğimi değişmektedir. Kaynak ekseninden uzaklaştıkça ısınım kayıplarından dolayı fazla bir farklılık görülmemektedir (Şekil 5.12).



Şekil 5.10 Sıcaklık dağılımına elektrod çaplarının etkisi



Şekil 5.11 Sıcaklık dağılımına elektrod çaplarının etkisi



Şekil 5.12 Sıcaklık dağılımına levha kalınlığının etkisi

5.4 Az Karbonlu Çelikler için Soğuma Hızı ve Süresini Veren Yeni Bir Denklem

İnce levhaların kaynağında, kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımının (5.8) denkleminde hesaplanması için nümerik yaklaşım metodları kullanılmakta ve geniş kapasiteli bilgi işlem makinalarına gerek duyulmaktadır. Analitik Rosenthal (3.3) denkleminde ısıl özellikler sabit alınarak ve gizli ergime ısısı da gözönüne alınmadan kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımı hesaplandığından pratiğe uygun olmamaktadır. Bu sebeplerden ötürü nümerik neticelerden yararlanarak soğuma hızını ve sıcaklığın 800°C den 500°C ye inmesi için geçen süreyi ($\Delta t_{8/5}$) hesaplamak için en küçük kareler metoduyla yeni bir bağıntı elde edilmeye çalışılmıştır.

Sıcaklık dağılımına etki eden faktörler (V, U, I, d, L) çok fazla olduğundan, ısınma ve soğuma bölgelerinin her ikisinde, nümerik çözümden elde edilen sıcaklık değerlerine göre sapması küçük olan genel bir sıcaklık dağılımı ifadesinin en küçük kareler metodu kullanılarak bulunması oldukça karışıktır ve ayrıca, kaynak yapılan malzemedeki metalurjik dönüşümler daha ziyade soğuma bölgesinde meydana gelmektedir. Bu bakımdan, metalurjik dönüşümler için önemli olan soğuma bölgesinde, 1200°C ile 300°C sıcaklıklar aralığında, sıcaklık dağılımının kolayca bulunabileceği basit bir ifade aranmıştır. Bunun için de, en küçük kareler metodu ile birlikte deneme sinama yapılarak 40 a yakın denklem denenmiş ve

$$1050 \leq Q_e \leq 2500 \text{ watt, } 0.0009 \leq V \leq 0.0026 \text{ m/s}$$

$$0.00325 \leq d \leq 0.004 \text{ m}^{\circ} \text{ ve } 0.004 \leq L \leq 0.006 \text{ m}$$

aralıkları için geçerli olan ve yaklaşık 101 000 değer kullanılarak ;

$$k = 42 \text{ W/m-K}, c = 0.67 \text{ kJ/kg-}^\circ\text{C} \text{ ve } \rho = 7830 \text{ kg/m}^3$$

alınarak bulunan sabitler

$$a_1 = 16875.1$$

$$a_2 = 13920700$$

$$a_3 = -19148.2$$

$$a_4 = 8564.97$$

olmak üzere

$$T - T_\infty = \frac{Q_e^{0.1}}{kL^{0.01}} \left[\frac{a_1}{\left(\frac{Vr}{2\alpha}\right)^{0.5}} + \frac{a_2 V}{\left(\frac{Vr}{2\alpha}\right)^{0.75}} + \frac{a_3}{\left(\frac{Vr}{2\alpha}\right)^{1.5}} + \frac{a_4}{\left(\frac{Vr}{2\alpha}\right)^{2.5}} \right] e^{-\frac{V}{2\alpha}(r-x)} \quad (5.10)$$

bağıntısı bulunmuştur. Sonlu farklarla hesaplanan değerlerle (5.10) denkleminde bulunan değerler arasında ortalama mutlak fark % 9.4 olmaktadır. Elle yapılan elektrik ark kaynağında kullanılan; $1400 \leq Q_e \leq 2400$ Watt, $0.002 \leq V \leq 0.0026$ m/s aralık değerleri için ise, ortalama mutlak fark % 5.8 değerinde kalmaktadır.

Kaynak bölgesinde 900°C ye kadar ısınmış olan bölgeler, 800°C ile 500°C arasında yaklaşık aynı hızla soğuduğundan [19,34], kaynak ekseninde soğuma hızı (dT/dt) hesaplanabilir. Elektrod geçtikten sonraki herhangi bir noktanın elektroda olan uzaklığı, elektrodun hızına (modelde levhanın hızı) ve geçen zamana bağlı olarak,

$$x = Vt \quad (5.11)$$

yazılabileceğinden, (5.11) denklemi (5.10) denkleminde yerine

konulur ve zamana göre türevi alınırsa,

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q_e^{0.1}}{kL^{0.01}} \left[0.5 \frac{a_1}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{0.5} t^{1.5}} + 0.75 \frac{V a_2}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{0.75} t^{1.75}} + 1.5 \frac{a_3}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{1.5} t^{2.5}} + 2.5 \frac{a_4}{\left(\frac{V^2}{2\alpha}\right)^{2.5} t^{3.5}} \right]$$

bulunur. Son denklem, soğuma hızına göre lineer olmamaktadır. Bunun için soğuma hızı denklemini de en küçük kareler metodu kullanılarak bulunmuş ve iyi bir yaklaşımla ((5.10) denkleminin geçerli olduğu aralıkta),

$$\frac{dT}{dt} = - (0.08 - 50V) \times 10^{-3} \frac{V^{0.9} L^{0.02}}{Q_e^{0.2}} (T - T_{\infty})^{2.85} \quad (5.12)$$

elde edilmiştir (Şekil 6.3-4).

Soğuma süresi $\Delta t_{8/5}$ ise, son bağıntıdan kolaylıkla

$$\Delta t_{8/5} = \frac{1}{(0.08 - 50V) 1.85 \times 10^{-3} \frac{V^{0.9} L^{0.02}}{Q_e^{0.2}}} \left[\left(\frac{1}{500 - T_{\infty}} \right)^{1.85} - \left(\frac{1}{800 - T_{\infty}} \right)^{1.85} \right] \quad (5.13)$$

yazılabilmektedir (Şekil 6.5-6).

B Ö L Ü M VI

İRDELEME VE NETİCE

6.1 Genel

Bu çalışmada, sonsuz genişlikte ince levhaların kaynağında, elektrik ark enerjisinin, elektrod kesit alanı kadar bir bölgeden verildiği kabul edilerek; elektrod çapının, levhadan çevreye olan ısıtım ve taşınım kayıplarının, ısıtım özelliklerinin sıcaklığa bağlı değişiminin ve gizli ergime ısıtımının kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılım ve değişimi üzerindeki etkileri incelenmiştir. Bu maksatla, sıcaklık dağılımı için elde edilen diferansiyel denklem lineer olmadığından, sonlu farklarla ifade edilmiş (5.8 denk.) ve Gauss - Seidel yaklaşım metoduyla çözüm yapılarak kartezyen geometride sıcaklık dağılımı bulunmuştur (Ek 2).

Çelik malzemelerin kaynağında ITAB'da oluşan iç yapısal dönüşümlere etkiyen en önemli faktör soğuma hızıdır. Tatbikatta farklı soğuma hızlarının mukayesesini kolaylaştırmak açısından $\Delta t_{8/5}$ (sıcaklığın 800 °C'den 500 °C'ye düşmesi için geçen süre) bir kriter olarak kullanılmaktadır. Bu maksatla az karbonlu çelik için, önce nümerik çözümden elde edilen 101000 datadan yararlanarak en küçük kareler metodu kullanılarak 1200 °C ile 300 °C arasında, soğuma bölgesinde ki sıcaklık dağılımını veren,

$$T - T_{\infty} = \frac{Q_a^{0.1}}{kL^{0.01}} \left[\frac{a_1}{\left[\frac{Vr}{2\alpha} \right]^{0.5}} + \frac{a_2 V}{\left[\frac{Vr}{2\alpha} \right]^{0.75}} + \frac{a_3}{\left[\frac{Vr}{2\alpha} \right]^{1.5}} + \frac{a_4}{\left[\frac{Vr}{2\alpha} \right]^{2.5}} \right] e^{-\frac{V}{2\alpha}(r-x)}$$

denklemini bulunmuş, sonra bu denklem kaynak eksenini için yazılarak ve zamana göre türevi alınarak soğuma hızı denklemi elde edilmiştir. Fakat, soğuma hızı denklemi lineer olmadığından numerik çözümü yapılmış, çözüm sonucu bulunan değerlere en küçük kareler metodu uygulanarak, (5.8) denkleminin geçerli aralığı için iyi bir yaklaşımla, soğuma hızı denklemi

$$\frac{dT}{dt} = - (0.08 + 50 V) 10^{-3} \frac{V^{0.9} L^{0.02}}{Q_e^{0.2}} (T - T_{\infty})^{2.85}$$

şeklinde bulunmuştur. Soğuma süresi ise, soğuma hızı denkleminin kolayca

$$\Delta t_{8/5} = \frac{1}{1.85(0.08+50V)10^3} \frac{Q_e^{0.2}}{V^{0.9} L^{0.02}} \left[\left(\frac{1}{500 - T_{\infty}} \right)^{1.85} - \left(\frac{1}{800 - T_{\infty}} \right)^{1.85} \right]$$

yazılabilmektedir.

Sonsuz genişlikle ve ince az karbonlu çelik levhaların elektrik ark kaynağı ile birleştirilmesi halinde, numerik çözümle bulunan kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılımı, analitik denklem sonuçları ve ölçme sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve numerik çözüm sonuçlarının ölçülen değerlere daha yakın olduğu görülmüştür.

Nümerik sonuçlardan çıkartılan yeni soğuma hızı ve süresi denklemleri de Rosenthal [8], Adrichem ve Kas'ın [34] denklemleriyle karşılaştırılmıştır.

6.2 Kaynak Bölgesi İçin Bulunan Sıcaklık Dağılımının

Diğer Çalışmalarla Karşılaştırılması

Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını bulmak için

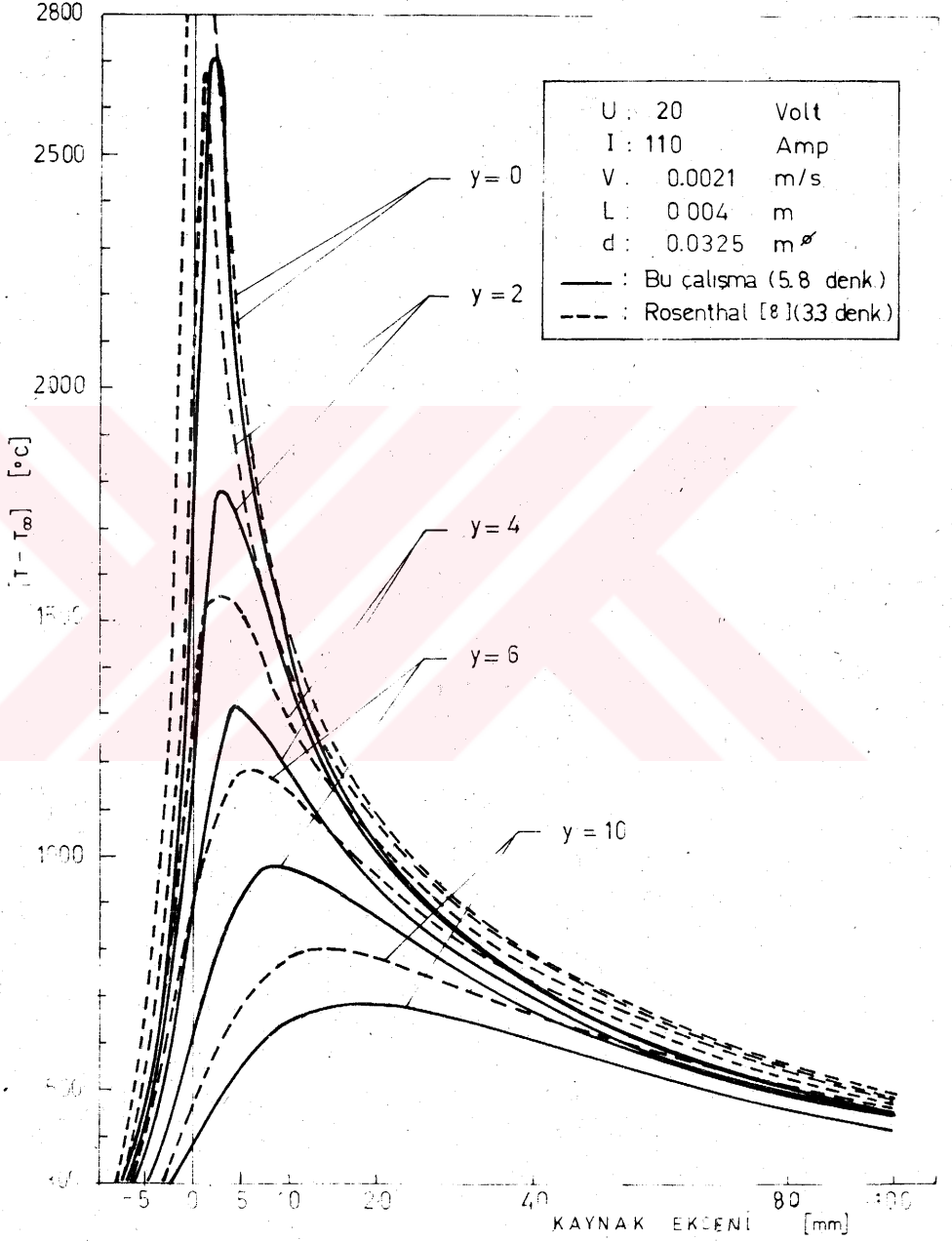
elde edilen (5.8) lineer olmayan diferansiyel denklemin nümerik çözümünden elde edilen değerlerle, Rosenthal'in (3.3) denklemi- nin sonuçları ve ölçmeyle bulunan sıcaklıklar karşılaştırılmış- tır.

6.2.1 Rosenthal'in Analitik Denklemiyle Karşılaştırma

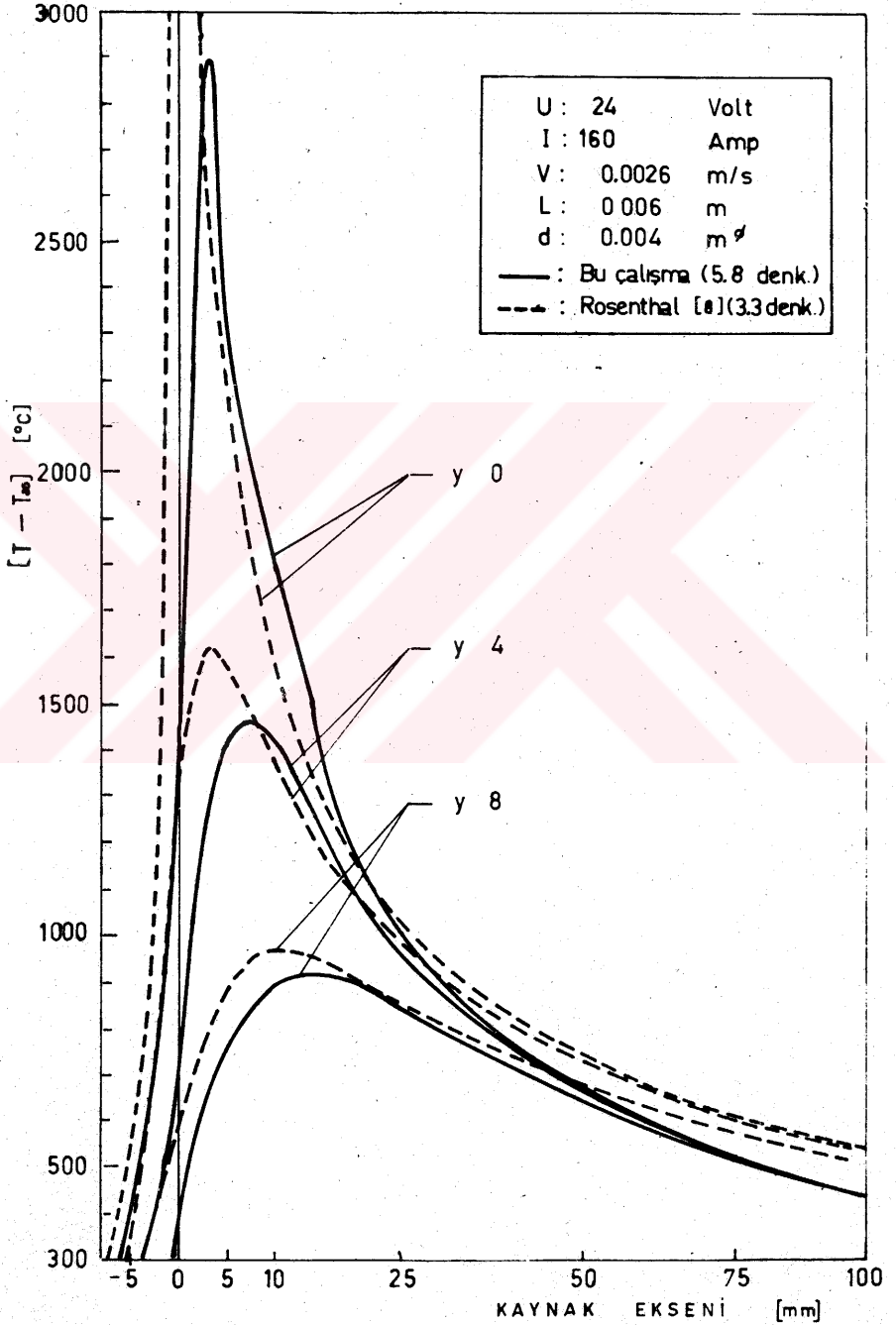
Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını bulmak için Ro- senthal'in (3.3) denklemi kullanılmaktadır. Bu denklem, levha- dan çevreye olan kayıplar (ışınım+taşınım), ısı iletim katsayı- sı ve özgül ısı sabit alınarak elde edilmiştir. Halbuki belir- tilen büyüklükler sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Bu çalışmada ısıl özellikler sıcaklığın fonksiyonu alındığından ve gizli ergime ısısı ihmal edilmediğinden, bulunan sıcaklıklarla, Rosenthal denkleminde hesaplanan sıcaklıklar arasında büyük fark bulunmaktadır. Bu husus Şekil 6.1a-c de açık bir şekil- de görülmektedir.

6.2.2 Ölçülen Değerlerle Karşılaştırma

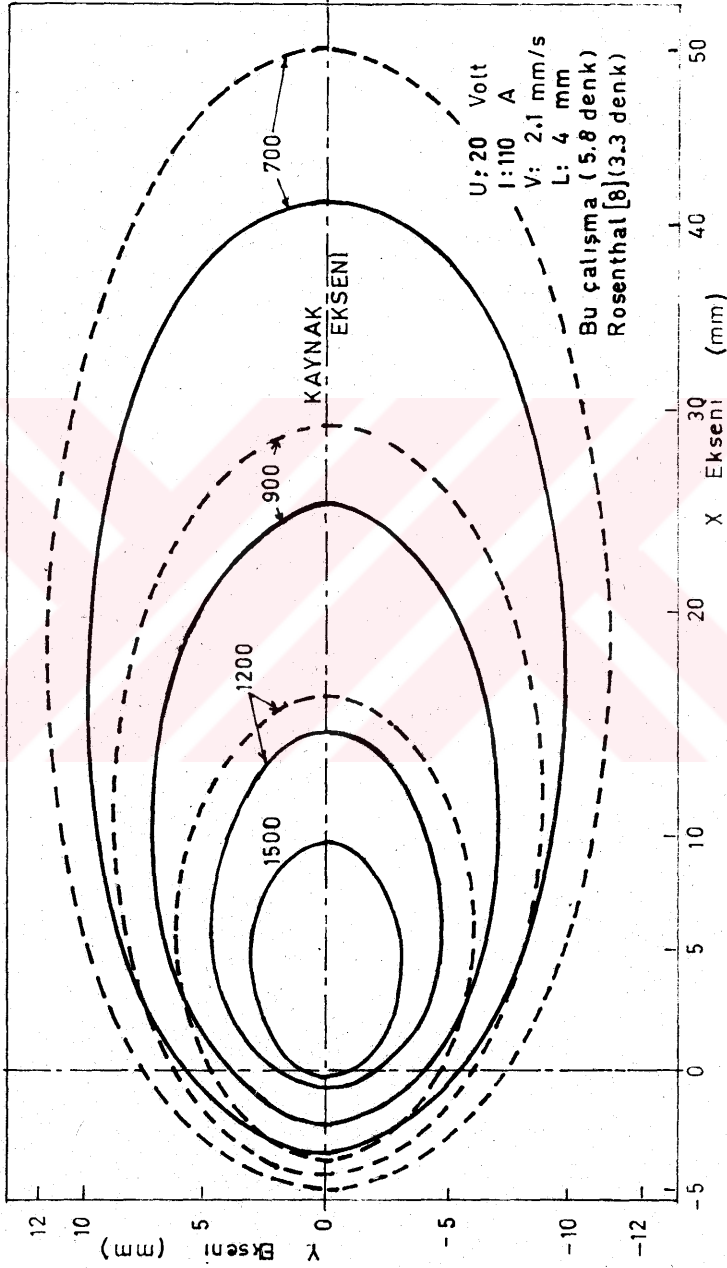
Az karbonlu çelikten normal ince levhaların kaynağında kaynak bölgesinde muhtelif noktalarda erişilen tepe sıcaklıkla- rın tesbitinde geliştirilmiş olan nümerik çözüm sonuçları Ro- senthal ve Rykalin'in teorik çözümlerine nazaran, deneyde öl- çülmüş değerlere daha fazla yaklaşmaktadır. Ölçülen değerlerle,



Şekil 6.1a Kaynak eksenine paralel sıcaklık dağılımı



Şekil 6.1b Kaynak eksenine paralel sıcaklık dağılımı



Şekil 6.1c Eş sıcaklık eğrileri

Tablo 6.1a

Kaynak şartları: 2mm alın kaynağı
 $U=14V$, $I=145A$, $n=0,65$, $V=1.44mm/s$, $L=4mm$, $d=4mm$
 y (mm) sıcaklığı ölçülen noktanın kaynak eksenine uzaklığı
 T_{Ry} (°C) Rykalin [12] tarafından ölçülen tepe sıcaklıkları
 T_R (°C) Rosenthal [8], (3.3) denklemi
 $F_R = (T_{Ry} - T_R) / T_{Ry}$
 T_{Ry} (°C) Rykalin [12]
 $F_{Ry} = (T_{Ry} - T_{Ry}) / T_{Ry}$
 T_{BN} Bu çalışma, (5.8) denkleminin nümerik çözümü
 $F_{BN} = (T_{Ry} - T_{BD}) / T_{Ry}$
 T_{BD} Bu çalışma (5.10) denklemini çözümü
 $F_{BD} = (T_{Ry} - T_B) / T_{Ry}$

y	T_{Ry}	T_R	F_R	T_{Ry}	F_{Ry}	T_{BN}	F_{BN}	T_{BD}	F_{BD}
mm	°C	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%
11	660	860	-30.75	808	-22.42	707	-7.12	754	-14.24
21	370	500	-35.13	463	-25.13	419	-13.24	431	-16.48
31	280	350	-25.00	322	-15.00	293	-4.64	293	-4.64
41	210	268	-27.62	246	-17.00	216	-2.85		
Genel ort. % fark			29.62		19.88		6.96		11.78

yapılan karşılaştırma Tablo 6.1a-c de verilmiştir. Tablo 6.1c de verilmiş olan ölçüm neticeleriyle nümerik çözüm neticeleri arasındaki farkın sebebi, kaynak ağızı açılmadan levha yüzeyinden kaynak dikişi çekilmesinden ortaya çıkmaktadır; bu halde, tam nüfûziyet meydana gelmemekte, bundan dolayı da kaynak bölgesinin bir kısmında üç boyutlu sıcaklık dağılımı oluşmaktadır. Bu durum, ölçümü yapmış olan Dağsöz [13] tarafından da belirtilmiştir. Nitekim aynı kaynak enerjisinde düşük hızda çekilmiş kaynak dikişinde (Tablo 6.1b), nüfuziyet değerine göre daha fazla olduğu için levha kalınlığı boyunca sıcaklık gradyanı (sıcaklık basamağı) azalmakta ve bu nedenle,

önerilen nümerik model ile ölçmeler arasındaki % sapma azalmaktadır. Ayrıca ölçme noktalarındaki termokupları yerleştirirken ve kaynak dikişini çekerken yapılan, mâni olunamıyan hatalar ölçülen değerleri oldukça şiddetli bir şekilde etkilemektedir[13].

Rykalın[12] in kaynak ağzı açarak yaptığı deneylerde kaynak eksenine paralel soğuma bölgesinde ölçtüğü sıcaklıkların, nümerik çözüm sonucu bulunan değerlerle mukayesesi Şekil 6.2 de ve rilmıştır. Nümerik çözüm sonuçlarının ölçülen değerlerle büyük uyum içinde olduğu görülmektedir.

Tablo 6.1b

Kaynak şartları : Kaynak ağzı açılmadan levhanın yüzeyinden kaynak dikişi çekilmiş. $U=20V$, $I=110A$, $\eta=0.65$, $V=1.44mm/s$, $L=4mm$, $d=3.25mm$ $y(mm)$ sıcaklığı ölçülen noktanın kaynak eksenine uzaklığı $T_D (^{\circ}C)$ Dağısöz [13] tarafından ölçülen tepe sıcaklıkları $T_R (^{\circ}C)$ Rosenthal [8] , (3.3) denklemi $F_R = (T_D - T_R) / T_D$ $T_{Ry} (^{\circ}C)$ Rykalın [12] $F_{Ry} = (T_D - T_{Ry}) / T_D$ T_{BN} Bu çalışma, (5.10) denkleminin çözümü $F_{BN} = (T_D - T_B) / T_D$							
y mm	T_D $^{\circ}C$	T_R $^{\circ}C$	F_R %	T_{Ry} $^{\circ}C$	F_{Ry} %	T_{BN} $^{\circ}C$	F_{BN} %
4	1070	1866	-74.39	1794	-67.66	1421	-32.82
6	950	1451	-52.73	1392	-48.52	1079	-13.57
8	770	1192	-54.80	1137	-47.66	892	-15.84
10	645	1002	-56.27	960	-48.83	759	-17.67
Genel ort. % fark			59.54		52.66		19.97

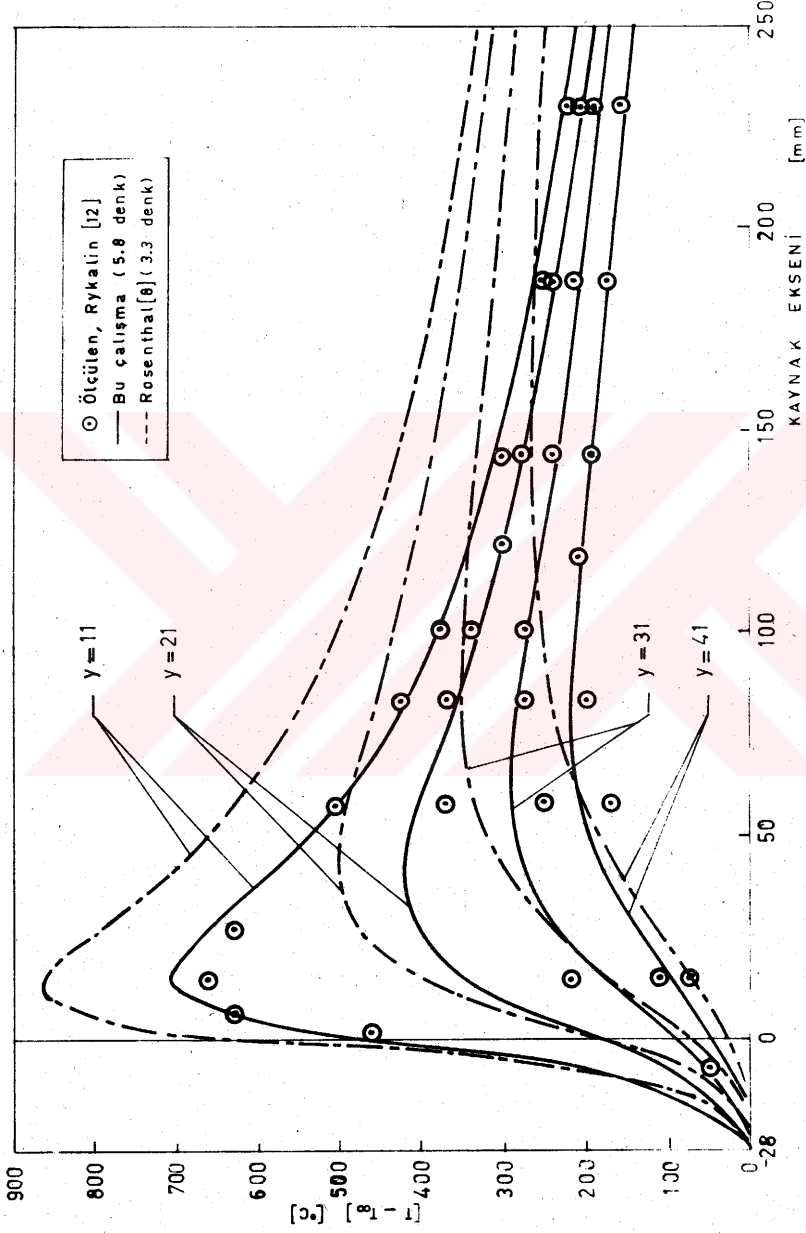
Tablo 6.1c

Kaynak şartları : Kaynak ağızı açılmadan levhanın yüzeyinden kaynak dikişi çekilmiş $U=20V$, $I=110A$, $\eta=0.65$, $V=2.1mm/s$, $L=4mm$, $d=3.25mm$ $y(mm)$ sıcaklığı ölçülen noktanın kaynak eksenine uzaklığı $T_D(^{\circ}C)$ Dağsöz [13] tarafından ölçülen tepe sıcaklıkları $T_R(^{\circ}C)$ Rosenthal [8], (3.3) denklemi $F_R = (T_D - T_R) / T_D$ $T_{Ry}(^{\circ}C)$ Rykalin [12] $F_{Ry} = (T_D - T_{Ry}) / T_D$ T_{BN} Bu çalışma, (5.8) denkleminin nümerik çözümü $F_{BN} = (T_D - T_B) / T_D$							
y mm	T_D $^{\circ}C$	T_R $^{\circ}C$	F_R %	T_{Ry} $^{\circ}C$	F_{Ry} %	T_{BN} $^{\circ}C$	F_{BN} %
6	880	1186	-34.77	1054	-13.77	988	-12.27
8	625	955	-92.8	841	-34.56	820	-31.2
10	510	798	-56.47	699	-37.15	696	-36.17
20	310	434	-40.00	373	-20.32	406	-30.96
Genel ort. % fark			46.01	27.92		27.72	

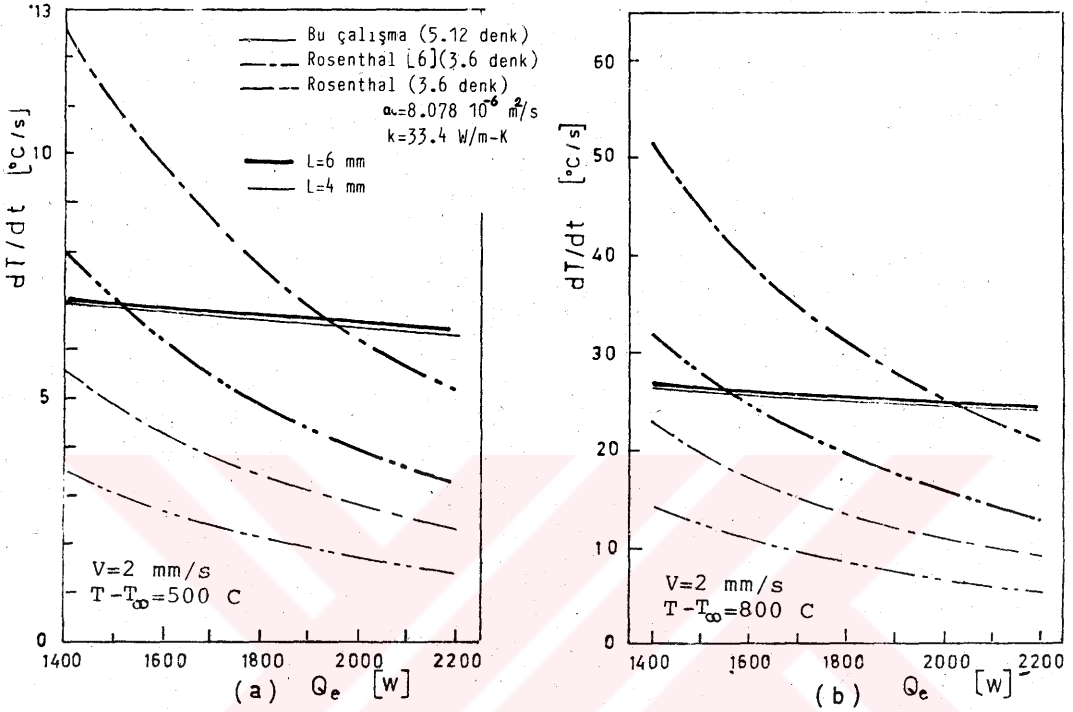
6.3 Soğuma Hızı Denkleminin diğer Denklemlerle Karşılaştırılması

Bu çalışmada geliştirilen soğuma hızı denkleminin (5.12 denk.) ve Rosenthal'ın analitik soğuma hızı denklemi (3.6) dan bulunan soğuma hızı sonuçları karşılaştırılmıştır.

Rosenthal [5], kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını veren analitik denkleminde ısııl özellikleri ve levhadan çevreye olan ısı kayıplarını sabit, kaynak ısı enerjisini de noktasal ısı membaı, kabul etmiştir. Bu kabullerin ortaya



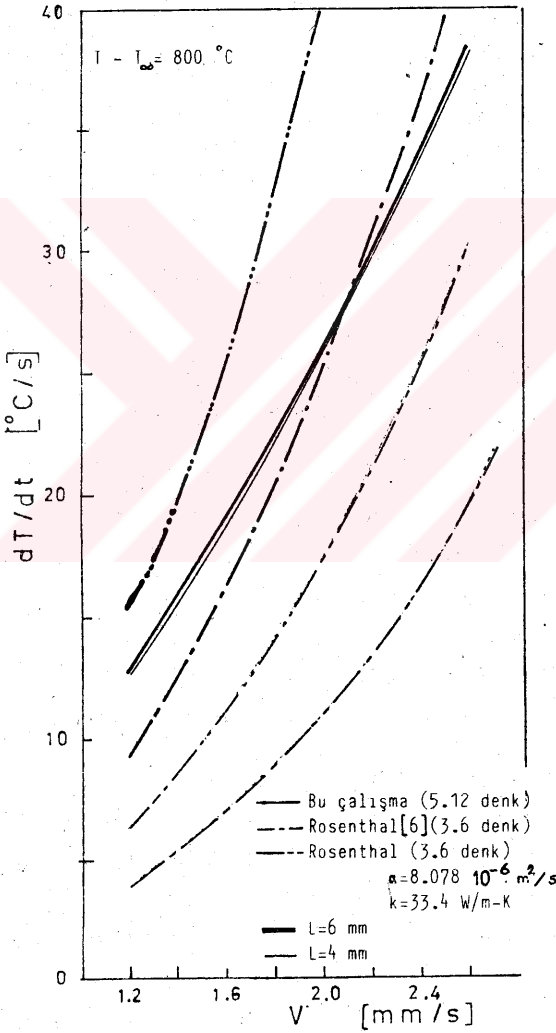
Şekil 6.2 Kaynak eksenine paralel sıcaklık dağılımı



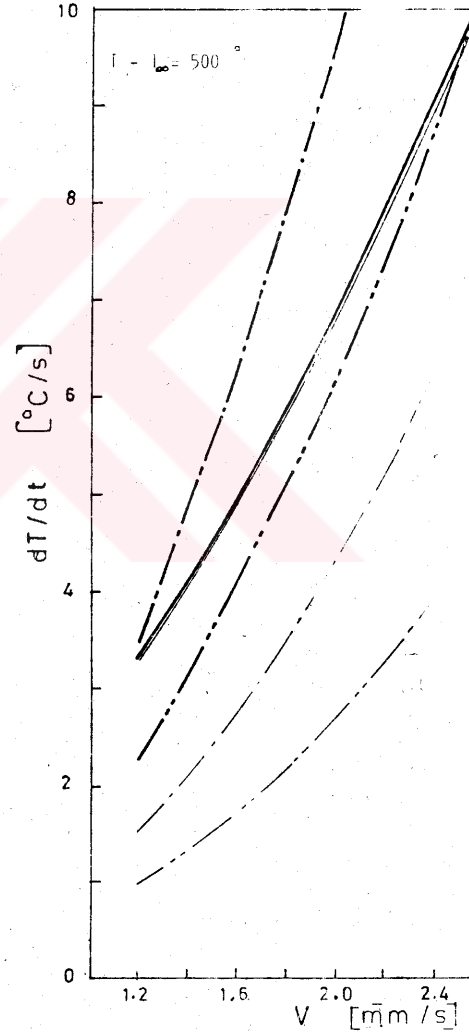
Şekil 6.3 Soğuma hızının kaynak ısı enerjisine bağlı değişimi

çıkardığı hatalar, tabiatıyla soğuma hızı denklemine de yansımaktadır. Soğuma hızı denklemini incelendiğinde soğuma hızının ısı iletim katsayısına, yoğunluğa ve özgül ısıya bağlı olduğu görülmektedir. Bu katsayılar sıcaklığa bağlı olarak değişen, ısıl özelliklerdir (Bölüm 3). Ayrıca, ince levhaların kaynağında, ışınlama ve taşınım ile çevreye yayılan ısı kayıpları ihmal edilemez mertebededir ve artan sıcaklıkla bu kayıplar artmaktadır (Bölüm 5). Bu nedenle, kaynak ısı enerjisinin artmasına rağmen sıcaklık o derecede yükselmeyecek ve ısıнын tesiri altındaki bölge (ITAB) de fazla genişlemeyecektir. Aynı zamanda düşük kaynak ısı enerjisi kullanıldığında da levhadan çevreye olan

ısı kayıpları az olacağından, ısının tesiri altındaki bölge çok fazla daralmayacaktır. Bu sebeplerden dolayı soğuma hızında levhaya verilen kaynak ısısına ve levhanın kalınlığına bağlı olarak fazla değişmeyecektir (Şekil 6.3a-b). Oysa Rosenthal'in analitik denkleminde soğuma hızı, kaynak ısı enerjisine ve levha kalınlığıyla çok hızlı olarak değişmektedir.



(a)



(b)

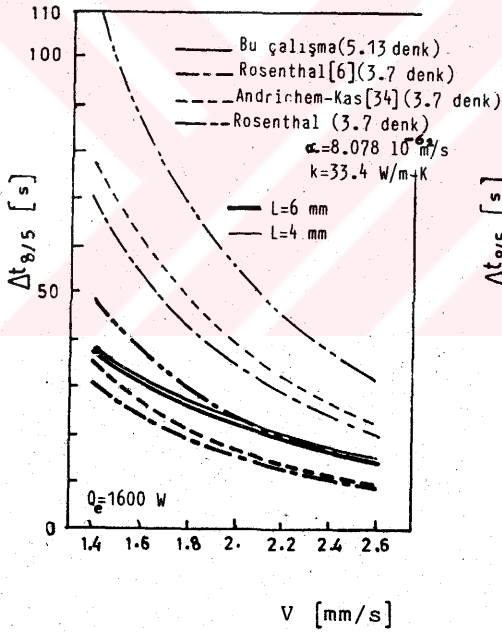
Şekil 6.4 Soğuma hızının kaynak hızına bağlı değişimi ($Q=1600$ e)

İnce levhanın alın kaynağında kaynak ısısı sabit alınarak kaynak hızının soğuma hızına olan etkileri Şekil 6.4 a-b de gösterilmiştir. Analitik (3.6) ifadesinde ısıl özellikler ve levhadan çevreye olan ısı kayıpları sabit alındığından levhanın kalınlığı (4 ila 6 mm) soğuma hızına fazla etkili olmaktadır. Halbuki ısıl özellikler ve levhadan çevreye olan ışınlama ve taşınım ile ısı kayıpları sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplara ithal edildiğinde, ısının tesiri altında kalan bölgedeki sıcaklık dağılımı fazla değişmemektedir (Bölüm 5.3.4). Dolayısıyla parça kalınlığının soğuma hızına etkisi az olmaktadır. Oysa, Rosenthal'ın analitik denkleminde ısı iletim katsayısı ve özgül ısıdaki küçük bir değişimin etkisi büyük olmaktadır (Şekil 3-4 eğrisi). Bu değerler sıcaklığın fonksiyonu olarak denkleme ithal edilebilseydi bu sapmalar ortaya çıkmayacaktı.

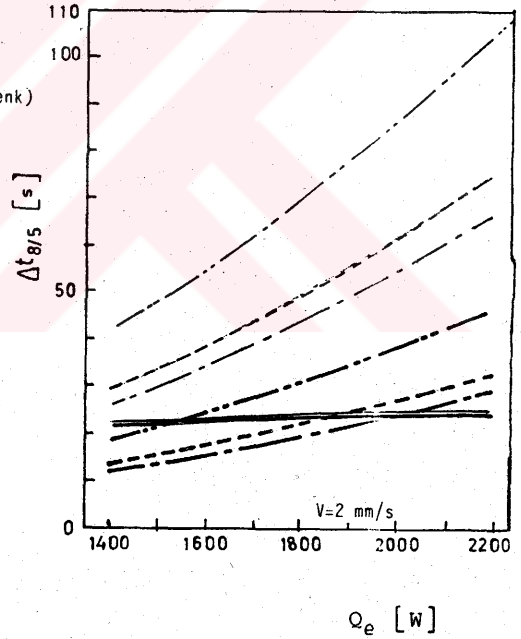
6.4 Soğuma Süresi $\Delta t_{8/5}$ Denkleminin Diğer Denklemlerle Karşılaştırılması

Rosenthal'ın analitik (3.5) sıcaklık dağılımı denkleminden geliştirilen (3.7) soğuma süresi denkleminin ve bu çalışmada geliştirilen (5.13) yeni soğuma süresi denkleminin çözümleri, kaynak ısı enerjisine ve kaynak hızına bağlı olarak karşılaştırılmıştır. Analitik soğuma süresi denkleminde de ısıl özellikler ve levhadan çevreye olan ısı kayıpları sabit alındığından soğuma süresi (800 °C den 500 °C ye düşmesi için geçen süre) verilen kaynak ısısının karesiyle doğru ve levhanın kalınlığının karesiyle ters, orantılı değişmektedir. Kalınlık

arttıkça soğuma süresi hızla kısalmaktadır. Gerçekte ise ısı kayıpları ve levhanın ısısal özellikleri sıcaklığa bağlı olarak değiştiğinden soğuma süresi kaynak ısısı ve levha kalınlığı ile daha yavaş değişmelidir. Bu çalışmada elde edilen soğuma süresinin, kaynak hızıyla değişimi diğer çalışmadakilerine yakın olmasına rağmen (Şekil 6.5), levha kalınlığı ve kaynak ısı enerjisiyle değişimi (Şekil 6.6) farklı olmakta, sıcaklık dağılımında ısısal özellikler, sıcaklığın fonksiyonu olduğundan soğuma süresindeki değişme az olmaktadır.



Şekil 6.5 $\Delta t_{8/5}$ soğuma süresinin kaynak hızına bağlı değişimi



Şekil 6.6 $\Delta t_{8/5}$ soğuma süresinin kaynak ısı enerjisine bağlı değişimi

6.5 Sonuçlar

Kaynaklı bağlantıların kalite ve emniyeti açısından büyük önem arz eden ısının tesiri altında kalan bölgenin iç yapısını ve mekanik özelliklerini kaynak işleminden önce tahmin edebilmek için, bu bölgedeki sıcaklık dağılım ve değişiminin bilinmesi gereklidir. Ayrıca, allotropik özeliği haiz demir esaslı metallerde dönüşümlerin mevcudiyeti dolayısıyla bu konu, çok daha büyük önem arz etmektedir. Bu konuda yapılmış çalışmalara bir katkıda bulunmak gayesiyle kaynak bölgesindeki sıcaklık dağılımını belirten bir bilgi-işlem programı geliştirilmiş ve bu nümerik modelden hareket ederek, soğuma hızı denklemi ve çelikler için $\Delta t_{8/5}$ i veren bir ifade elde edilmiştir.

Bu çalışmada önerilen nümerik modelde soğuma hızı ve $\Delta t_{8/5}$ denklemleri bilinen Rosenthal[8] analitik çözümüne göre ince levhanın kaynağı hali için şu üstünlükler göstermektedir.

1. Kaynak bölgesinde sıcaklık dağılımını veren Rosenthal' in analitik denklemi; ısıl özellikler ile çevreye ısıtım ve taşıma ile olan ısı kayıpları sabit, kaynak ısı enerjisinin noktasal ısı memba'ından tatbik edildiği ve malzemenin artan sıcaklıkla hiçbir zaman ergimediği kabullerine dayandığı için tatbikatta yapılmış olan deney sonuçlarından büyük sapmalar göstermektedir.

Bu çalışmada geliştirilmiş olan bilgi - işlem programından elde edilen sıcaklık dağılımı literatürde mevcut ölçme neticelerine daha fazla yaklaşmaktadır.

2. Gerek Rosenthal analitik sıcaklık dağılım denklemi ve gerekse Rykalin tarafından tadil edilmiş olan denklem, kaynak

ısı enerjisinin parçaya bir noktadan tatbik edildiği kabulüne dayandığından elektrod çapının neticeye olan etkisini bu ifadelerde incelemeye imkân yoktur. Buna mukabil geliştirilmiş olan bilgi-işlem programı ve soğuma denkleminde elektrod çapının etkisini incelemek mümkün olmaktadır.

3. Rosenthal analitik sıcaklık dağılım denklemine katılma ve ergime halinde ortaya çıkan gizli ergime ısısı, sınır şartı olarak ithal edilse dahi [11] , sabit kabul edilmiş olan katı ve sıvı fazların ısı özellikleri arasında büyük farklar olduğundan neticede gizli ergime ısısının etkisi, belirgin bir şekilde görülemez. Geliştirilmiş olan bilgi-işlem programında ve ona dayanan sıcaklık dağılım denkleminde ısı özellikler sıcaklığın fonksiyonu olarak alındığından, gizli ergime ısısının sıcaklık dağılımına etkisi açık bir şekilde görülmektedir.

4. Tatbikatta kullanılan soğuma hızı ve $\Delta t_{8/5}$ soğuma süresi denklemi Rosenthal analitik denkleminden türetilmiştir. Isı özellikler denkleme bir sabit olarak ithal edilmiş olduğundan soğuma hızı ve $\Delta t_{8/5}$ kaynak ısı enerjisi ve levha kalınlığı ile hızla değişmektedir. Halbuki, ısı özellikler ve ısı ile taşıma ve taşınım ile olan kayıpların sıcaklığa bağlı olarak değiştiği kabulüne dayanan bilgi-işlem programından yararlanılarak geliştirilmiş olan soğuma hızı ve $\Delta t_{8/5}$ denklemlerinde levha kalınlığı ve kaynak ısı enerjisinin sonuçlara etkisi daha yavaş olmaktadır.

5. Malzemelerin ısı özelliklerinin sıcaklıkla değişimleri ve gizli ergime ısısı, bilindiği takdirde bu çalışmada geliştirilmiş olan bilgi-işlem programı ve elde edilen soğuma denk-

lemleri kullanılarak ince levhaların kaynakla birleştirilmesinde ortaya çıkan sıcaklık dağılım ve değişimi kolaylıkla belirlenebilir.

6.6 İleriye Yönelik Çalışmalar

Kalın levhaların kaynağında sıcaklık dağılımı (üç boyutlu) aynı metodlarla incelenerek analitik ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılabilir, bunlara göre de yeni denklemler geliştirilebilir.

Bu konuda termo elastik olaylar ve elektroddan kaynak bölgesine geçen sıvı metal damlalarının oluşturduğu kütle transferini de içeren ileriye dönük bir çalışmanın olaya yeni boyutlar kazandıracağı görüşündeyim. Bu şekilde uygulamada karşımıza çıkan olayı çok daha iyi bir şekilde yansıtan bir model geliştirilmiş olacaktır.

E K L E R

EK 1- ERGİME OLAYININ GÖZ ÖNÜNE ALINMASI HALİNDE SICAKLIK DENKLEMLERİ

- EK 1a- Ergime sınırı Elektrod Alanı içinde
- EK 1b- Ergime sınırı Elektrodun ön sınırında
- EK 1c- Ergime Sınırı Elektroda gelmeden önce

EK 2- BİLGİ-İŞLEM PROGRAMLARI

EK 1- ERGİME OLAYININ GÖZÖNÜNE ALINMASI HALİNDE

SICAKLIK DENKLEMLERİ

EK 1a- Ergime sınırı Elektrod Alanı içinde

(4.9) denklemlerin kökleri her bir bölge için sırayla :

$$m_{1A} = \frac{V}{2\alpha_k} \epsilon + \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_k} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega_k} ; n_{1A} = \frac{V}{2\alpha_k} \epsilon - \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_k} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega_k}$$

$$m_{1B} = m_1 = \frac{V}{2\alpha_s} \epsilon + \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_s} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega_s} ; n_{1B} = n_1 = \frac{V}{2\alpha_s} \epsilon - \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_s} \epsilon\right)^2 + \kappa \omega_s}$$

$$m_{2B} = m_3 = m_{3A} = \frac{V}{2\alpha_k} \epsilon + \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_k} \epsilon\right)^2 + \kappa_1 \omega_k}$$

$$n_{2B} = n_3 = n_{3A} = \frac{V}{2\alpha_k} \epsilon - \sqrt{\left(\frac{V}{2\alpha_k} \epsilon\right)^2 + \kappa_1 \omega_k}$$

olmak üzere,

$$\Theta_{1A}(\xi) = A_{1A} e^{m_{1A}\xi} + B_{1A} e^{n_{1A}\xi} + 1/\kappa \omega_k \quad (E.1a)$$

$$\Theta_{1B}(\xi) = A_{1B} e^{m_{1B}\xi} + B_{1B} e^{n_{1B}\xi} + (k_k/k_s)/\kappa \omega_s \quad (E.1b)$$

$$\Theta_{2A}(\xi) = A_{2A} e^{m_{2A}\xi} + B_{2A} e^{n_{2A}\xi} \quad (E.1c)$$

$$\Theta_{2B}(\xi) = A_{2B} e^{m_{2B}\xi} + B_{2B} e^{n_{2B}\xi} \quad (E.1d)$$

$$\Theta_3(\xi) = A_3 e^{m_3\xi} + B_3 e^{n_3\xi} \quad (E.1e)$$

boyutsuz sıcaklık dağılımını veren denklemler elde edilir.

Bu denklemlere (4.10) sınır şartlarının uygulanmasıyla

$$B_3 = 0 \quad (E.2a)$$

$$A_3 = A_{1A} + B_{1B} + 1/\omega_k \quad (E.2b)$$

$$A_3 m_3 = A_{1A} m_{1A} + B_{1B} n_{1B} \quad (E.2c)$$

$$A_{1A} e^{m_{1A}\alpha} + B_{1A} e^{n_{1A}\alpha} + \frac{1}{\kappa \omega_k} = A_{1B} e^{m_{1B}\alpha} + B_{1B} e^{n_{1B}\alpha} + \frac{k_k/k_s}{\kappa \omega_s} = \Theta e \quad (E.2d)$$

$$A_{1A} m_{1A} e^{m_{1A}\alpha} + B_{1A} n_{1A} e^{n_{1A}\alpha} = \frac{k_s}{k_k} (A_{1B} m_{1B} e^{m_{1B}\alpha} + B_{1B} n_{1B} e^{n_{1B}\alpha}) - \frac{\rho V_L}{q'' \epsilon} h_{ks} \quad (E.2e)$$

$$A_{1B} e^{m_{1B}} + B_{1B} e^{n_{1B}} + \frac{k_k / k_s}{\kappa \omega_k} = A_{2A} e^{m_{2A}} + B_{2A} e^{n_{2A}} \quad (E.2f)$$

$$A_{1B} m_{1B} e^{m_{1B}} + B_{1B} n_{1B} e^{n_{1B}} = A_{2A} m_{2A} e^{m_{2A}} + B_{2A} n_{2A} e^{n_{2A}} \quad (E.2g)$$

$$A_{2A} e^{m_{2A}\beta} + B_{2A} e^{n_{2A}\beta} = B_{2B} e^{n_{2B}\beta} = \Theta_e \quad (E.2h)$$

$$\frac{k_s}{k_k} (A_{2A} m_{2A} e^{m_{2A}\beta} + B_{2A} n_{2A} e^{n_{2A}\beta}) - \frac{\rho V_L}{q'' \epsilon} h_{ks} = B_{2B} n_{2B} e^{n_{2B}\beta} \quad (E.2i)$$

$$A_{2B} = 0 \quad (E.2k)$$

bilinmeyen katsayılar denklem takımı elde edilir. (E.2b-c) denklemlerinden ;

$$B_{1A} = [A_3 (m_3 - m_{1A}) + m_{1A} / \kappa \omega_k] / (n_{1A} - m_{1A}) \quad (E.3a)$$

ve

$$A_{1A} = [A_3 (m_3 - n_{1A}) + n_{1A} / \kappa \omega_k] / (m_{1A} - n_{1A}) \quad (E.3b)$$

bulunur. (4.18e) de yerlerine konursa,

$$A_3 = \left[\Theta_e (m_{1A} - n_{1A}) \frac{1}{\kappa \omega_k} \left[n_{1A} (e^{m_{1A}\alpha} - 1) - m_{1A} (e^{n_{1A}\alpha} - 1) \right] \right] / \left[(m_3 - n_{1A}) e^{m_{1A}\alpha} - (m_3 - m_{1A}) e^{n_{1A}\alpha} \right] \quad (E.3c)$$

elde edilir. A_3 belli olduğu için (E.2b) denklemi aşağıdaki şekilde

$$A_{1A} = A_3 - B_{1A} - 1 / \kappa \omega_k$$

yazılabilir. Diğer taraftan $f_k = k_s / k_k$ ve $f_s = k_k / k_s$ olmak üzere (E.2d-e) denklemlerinden

$$A_{1B} = \left[A_{1A} (m_{1B} - f_k n_{1B}) e^{m_{1A}\alpha} + B_{1A} (n_{1B} - f_k m_{1B}) e^{n_{1A}\alpha} + f_k \frac{n_{1B}}{\alpha} \left(\frac{f_t}{\omega_s} - \frac{1}{\omega_k} \right) + \frac{\rho V L}{q'' \epsilon} h_{KS} \right] / \left[e^{m_{1B}\alpha} (m_{1B} - n_{1B}) f_k \right] \quad (E.3d)$$

ve

$$B_{1B} = \left[A_{1A} e^{m_{1A}\alpha} + B_{1A} e^{n_{1A}\alpha} - A_{1B} e^{m_{1B}\alpha} + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{\omega_k} - \frac{f_t}{\omega_s} \right) \right] / e^{n_{1B}\alpha} \quad (E.3e)$$

ayrıca (E.2h-i) ifadelerinden,

$$A_{2A} = \left[\Theta_e (n_{2B} - f_k n_{2A}) + \rho V L h_{KS} / q'' \epsilon \right] / \left[(m_{2A} - n_{2A}) f_k e^{m_{2A}\beta} \right] \quad (E.3f)$$

$$B_{2B} = (\Theta_e - A_{2A} e^{m_{2A}\beta}) / e^{n_{2B}\beta} \quad (E.3g)$$

ve

$$B_{2B} = \Theta_e / e^{n_{2A}\beta} \quad (E.3h)$$

katsayıları bulunur.

Ergime (α) ve katılaşma (β) sınırları değişken olduğu için, bu sınırlardan biri seçilerek, diğeri, bir iterasyon metoduyla tayin edilir ve katsayılar bulunabilir.

EK-1 b Ergime sınırı Elektrodun ön sınırında

Ergime sınırı α nın başlangıç noktasına kayması ile 1 bölgesi kaybolduğundan 1B bölgesi $0 < \xi < 1$ aralığına genişler. Diğer bölgeler değişmediğinden (E.1) boyutsuz sıcaklık dağılımı ifadeleri aynen geçerlidir (4.11) sınır şartından ise

$$A_3 = A_{1B} + B_{1B} + \frac{k_k / k_s}{\alpha \omega_s} = \Theta_e \quad (E.4a)$$

$$\Theta_e \cdot m = \frac{k_s}{k_k} (A_{1B} m_{1B} + B_{1B} n_{1B}) - \frac{\rho_{VL}}{q'' \epsilon} h_{KS} \quad (E.4b)$$

bulunur ve son iki denklemden

$$A_{1B} = [\Theta_e (m_3 - f_k n_{1B}) + n_{1B} / \kappa \omega_s + \rho_{VL} h_{KS} / q'' \epsilon] / (m_{1B} - n_{1B}) f_k \quad (E.5a)$$

$$B_{1B} = \Theta_e - A_{1B} - f_t / \kappa \omega_s \quad (E.5b)$$

$$A_3 = \Theta_e \quad (E.5c)$$

katsayıları elde edilir. Diğer katsayılar ise (E.3f,g,h) denklemleriyle bellidir.

EK 1c- Ergime Sınırı Elektroda gelmeden önce

Ergime sınır, 3 bölgesinde olduğundan diğer bölgelere ilave olarak sıvı bölgesi meydana gelir. Sıvı bölgesinde (3B) aralığı olup (4.9c) diferansiyel denklemine benzer şekilde

$$m_{3B} = m_{2A}, \quad n_{3B} = n_{2A}$$

yazılırsa 3B bölgesi için boyutsuz sıcaklık dağılımı

$$\Theta_{3B}(\xi) = A_{3B} e^{m_{3B} \xi} + B_{3B} e^{n_{3B} \xi} \quad (E.6)$$

elde edilir.

3A bölgesinin aralığı değişmiş ($\xi = 0$) ise de (E.1e) ifadesi geçerli olduğundan 3A = 3 olur. Diğer bölgelerde değişme olmadığından 1B bölgesi için (E.1b), 2A bölgesi için (E.1c) ve 2B bölgesi için (E.1d) ifadesi geçerlidir.

Diğer taraftan (4.12) sınır şartları kullanılarak

$$A_3 e^{m_{3A}\alpha} = A_{3B} e^{m_{3B}\alpha} + B_{3B} e^{n_{3B}\alpha} = Q_e \quad (E.7a)$$

$$Q_e m_{3A} = \frac{k_s}{k_k} (A_{3B} m_{3B} e^{m_{3B}\alpha} + B_{3B} n_{3B} e^{n_{3B}\alpha}) - \frac{\rho V L}{q'' \epsilon} h_{KS} \quad (E.7b)$$

$$A_{3B} + B_{3B} = A_{1B} + B_{1B} + \frac{k_k / k_s}{\pi \omega_s} \quad (E.7c)$$

$$A_{3B} m_{3B} + B_{3B} n_{3B} = A_{1B} m_{1B} + B_{1B} n_{1B} \quad (E.7d)$$

katsayılar denklemi bulunur. Denklem (E.7a,b) den

$$A_{3B} = \frac{Q_e (m_{3A} - f_k n_{3B}) + \frac{\rho V L}{q'' \epsilon} h_{KS}}{f_k (m_{3B} - n_{3B}) e^{m_{3B}\alpha}} \quad (E.8a)$$

$$B_{3B} = \frac{Q_e - A_{3B} e^{m_{3B}\alpha}}{e^{n_{3B}\alpha}} \quad (E.8b)$$

ve denklem (4.20c,d) den de,

$$A_{1B} = \frac{A_{3B} (m_{3B} - n_{1B}) + B_{3B} (n_{3B} - n_{1B}) + \frac{f_t n_{1B}}{\pi \omega_s}}{m_{1B} - n_{1B}} \quad (E.8c)$$

$$B_{1B} = A_{3B} + B_{3B} - \frac{f_t}{\pi \omega_s}$$

katsayıları elde edilir. Diğer bölgeler ve sınır şartları değişmediğinden A_{2A} , B_{2B} , B_{2A} katsayıları için sırasıyla (E.3f,g,h) ifadeleri geçerlidir.

EK 2- BİLGİ-İŞLEM PROGRAMLARI

```

IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
COMMON/DAT/FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VERIM
DATA EPSN,SIGMA,TS/0.90,5.67E-08,293./
DATA DX1,DX3/0.006,0.0035/
DATA XB,XC/14.,0.235/
READ(5,40) FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER
40 FORMAT(4F10.6,4F10.4,49X)
VERIM=0.65
WRITE(6,40) FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VERIM
HEPS=20.
ITERS=1
DX2=0/XB
N1=0.0300/DX3
N2=N1+XC*XB
N3=N2+XB
N4=N3+XC*XB
N45=N4+0.170/DX3
N5=N45+0.250/DX1
M1=0.0610/DX1
M12=M1+0.0281/DX3
M2=M12+XC*XB
M3=M2+XB/2
M1E=M1-1
M1A=M1+1
M12A=M12+1
M12E=M12-1
M2E=M2-1
N1E=N1-1
N1A=N1+1
N2E=N2-1
N2A=N2+1
N3A=N3+1
N4E=N4-1
N4A=N4+1
N45A=N45+1
N45E=N45-1
N5A=N5+1
M3E=M3-1
WRITE(6,99) N1,N2,N3,N4,N5,M1,M2,M3
99 FORMAT(10I10)
WRITE(6,99) M12,N45
CALL ILKYAK (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
WRITE(6,100) ((T(I,J),J=1,M3,2),I=1,75)
DO 10 J=1,M3
T(I,J)=0.
10 T(N5A,J)=0.
DO 12 I=1,N5A
12 T(I,1)=0.
ITER=0
30 ITER=ITER+1
CALL CEVR1 (DX3,DX3,DX1,DX2,DX3,2,N1E)
CALL CEVR1 (DX3,DX2,DX1,DX2,DX3,N1,N1)

```

```

CALL CEVR1 (DX2,DX2,DX1,DX2,DX3,N1A,N2E)
CALL CEVR2 (DX2,DX2,DX1,DX2,DX3,N2,N3)
CALL CEVR1 (DX2,DX2,DX1,DX2,DX3,N3A,N4E)
CALL CEVR1 (DX2,DX3,DX1,DX2,DX3,N4,N4)
CALL CEVR1 (DX3,DX3,DX1,DX2,DX3,N4A,N45E)
CALL CEVR1 (DX3,DX1,DX1,DX2,DX3,N45,N45)
CALL CEVR1 (DX1,DX1,DX1,DX2,DX3,N45A,N5)
NYAZ=NYAZ+1
IF(NYAZ.NE.100) GO TO 83
NYAZ=0
83 TM1=0.
DO 84 J=3,M3
84 TM1=TM1+T(N1E,J)
IF(ITER.GT.1TERS) GOTO 96
IF(ITER.NE.1) GOTO 85
TM2=TM1
GOTO 30
85 IF(DABS(TM1-TM2).LT.HEPS) GOTO 90
TM2=TM1
GOTO 30
90 CONTINUE
NJ8=3
DO 97 J=2,M3
IF(T(NJ8,J)-T(NJ8,J-1)) 30,97,97
97 CONTINUE
NJ=N5-14
DO 95 J=2,M3
IF(T(NJ,J)-T(NJ,J-1)) 30,95,95
95 CONTINUE
96 CONTINUE
WRITE(6,109) EPSN
109 FORMAT (/,20X,'EPSN = ',F5.3)
WRITE(6,108)DEL
108 FORMAT(/25X,50(1H=),/,36X,'ELEKTROT CAPI =',F8.6,/,25X,50(1H=))
WRITE(6,107) XB
107 FORMAT(/,25X,50(1H=),/,30X,'DAIRE ALANI BOLME SAYISI =',F6.1,
-/25X,50(1H=))
WRITE(6,106)
106 FORMAT(2(/),25X,50(1H=),2(/),30X,'FIZIKSEL OZELIKLER SICAKLIGIN
-FONKSIYONU',2(/),25X,50(1H=))
WRITE(6,102)
102 FORMAT(/,25X,50(1H=),2(/),31X,'KAYNAK ENERJISININ VERLDIGI ALAN
-DIRE',2(/),25X,50(1H=))
WRITE(6,103)
103 FORMAT(/,25X,50(1H=),2(/),30X,'DAIRE CAPI',12X,'LEVHANIN
-KALINLIGI')
WRITE(6,104) D,FL
104 FORMAT(/,32X,'D =',F9.7,11X,'FL =',F8.6,2(/),25X,50(1H=))
WRITE(6,105) VOLT,AMPER,VERIM,V
105 FORMAT(/,18X,66(1H=),2(/),23X,'VOLT =',F5.1,4X,'AMPER =',F6.1,
-4X,'VERIM =',F7.4,4X,'V =',F7.4,2(/),18X,66(1H=))
WRITE(6,100) ((T(I,J),J=1,M3,2),I=1,75)
100 FORMAT (5X,20F6.0)
CALL YAZDIR (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
STOP
END

```

```

SUBROUTINE OZELIK(I,J)
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
  COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
  COMMON/DAT/FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VERIM
  COMMON/ERIM/S1,TE
  DATA EPSN,SIGMA,TS/0.90,5.67E-08,293./
  TE=1500.
  HKS=272142.
  DAIRE=1.
  YOGU=7830.
  Q=VOLT*AMPER*VERIM
  HE=Q/(4180.*V)
  IF(DAIRE.EQ.0.) GOTO 10
  PI=3.14
  QQ=Q*4./PI/D/D
  GOTO 15
10 QQ=Q/EPS/EPS
15 CONTINUE
  IF(T(I,J).LT.0.) T(I,J)=0.
  DT=T(I,J)+0.0001
  TY=DT+TS
  IF(TY.LT.873.) FK=75.5-0.044*TY
  IF(TY.GE.873..AND.TY.LT.1173.) FK=57.3-0.023*TY
  IF(TY.GE.1173.) FK=24.3+0.005*TY
  IF(TY.LT.813.) OZISI=0.281+0.000504*TY
  IF(TY.GE.813..AND.TY.LT.1153.) OZISI=0.5105+0.00022*TY
  IF(TY.GE.1153..AND.TY.LT.1173.) OZISI=6.3172-0.00481*TY
  IF(TY.GE.1173..AND.TY.LT.1773.) OZISI=0.6288+0.000035*TY
  IF(TY.GE.1773..AND.TY.LT.1774.) OZISI=-132.63+0.0752*TY
  IF(TY.GE.1774.) OZISI=0.9145-0.000084*TY
  HI=EPSN*SIGMA*(TY+TS)*((TY**2+TS**2)
  H=1.43*DT**0.333333+HI
  W=QQ/FL/FK
  BI=H*FL/FK
  AD=FK/YOGU/OZISI*0.001
  S1=V*YOGU/FK*HKS
  S=V/AD
  FM=BI/FL/FL
  RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ENTER (M,P,R,RV,PH)
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
  DIMENSION P(200),R(200)
  MM=M-1
  DO 10 I=1,MM
    IF(RV.GE.R(I)..AND.RV.LE.R(I+1)) GOTO 20
    IF(RV.LE.R(I)..AND.RV.GT.R(I+1)) GOTO 20
10 CONTINUE
  GOTO 30
20 RC=(RV-R(I))/(R(I+1)-R(I))
  PH=P(I)+RC*(P(I+1)-P(I))
  RETURN
30 PH=0.
  RETURN
END

```

```

SUBROUTINE CEVR2 (X1,X2,Y1,Y2,Y3,K1,K2)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
DAIRE=1.
DO 130 J=2,M3
DO 128 I=K1,K2
IF(J-M1)131,132,133
131 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y1,Y1 )
GO TO 128
132 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y1,Y3)
GO TO 128
133 CONTINUE
IF(J-M12) 140,145,146
140 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y3,Y3)
GOTO 128
145 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y3,Y2)
GOTO 128
C -----ISI VERILEN ALANIN DAIRESEL OLMASI
146 IF(DAIRE.EQ.0.) GOTO 150
R=(K2-K1)/2.
IR=R
NX=1-K1-IR
X=NX
X=DABS(X)
Y=DSQRT(R**2-X**2)
JE=Y
FY=Y-JE
YA=1.001-FY+Y
IF(FY.GT.0.8) JE=YA
JER=M3-JE
IF(J-JER) 134,335,336
335 IF(JER.EQ.M2) GOTO 210
GOTO 200
336 IF(1.EQ.K1.OR.1.EQ.K2) GOTO 210
IF(JER.EQ.M2) GOTO 137
IF(J.EQ.(JER-1)) GOTO 210
GOTO 137
C -----
150 IF(J-M2)134,135,136
134 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y2,Y2)
GO TO 128
135 IF(1.EQ.K1.OR.1.EQ.K2) GO TO 200
CALL ERSIN (I,J,X2,2.)
GO TO 128
136 IF(1.EQ.K1.OR.1.EQ.K2) GO TO 210
137 CALL ELEKT(I,J,X2)
GO TO 128
200 CALL ERSIN (I,J,X2,1.)
GO TO 128
210 CALL ERSIN (I,J,X2,2.)
128 CONTINUE
130 CONTINUE
RETURN

```

```

SUBROUTINE SICAK(I,J,X1,X2,Y1,Y2)
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
  COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
  COMMON/ERIM/S1,TE
  DATA IALDI,JALDI/0,0/
  CALL OZELIK(I,J)
  A=X1*X2
  B=Y1*Y2*(Y1+Y2)/(X1+X2)
  P=(X1+X2)*(B+FM*B*A)+(Y1+Y2)*A
  IF(TE.GT.T(I,J).AND.TE.LE.T(I+1,J)) GOTO 6
  IF(TE.LT.T(I,J).AND.TE.GT.T(I+1,J)) GOTO 7
  DE=0.
  GOTO 8
6 DE=-B*A*S1/P
  IF(J.EQ.JALDI.AND.I.EQ.IALDI) DE=0.
  JALDI=J
  IALDI=I
  GOTO 8
7 DE=B*A*S1/P
  IF(J.EQ.JALDI.AND.I.EQ.IALDI) DE=0.
  JALDI=J
  IALDI=I
8 CONTINUE
  A1=(X1*B-S*B*X1*X2/2.)/P
  B1=(X2*B+S*B*X1*X2/2.)/P
  C1=A*Y1/P
  D1=A*Y2/P
  IF(J.EQ.M3) GO TO 10
  T(I,J)=A1*T(I+1,J)+B1*T(I-1,J)+C1*T(I,J+1)+D1*T(I,J-1)+DE
  GO TO 20
10 T(I,J)=A1*T(I+1,J)+B1*T(I-1,J)+C1*T(I,J-1)+D1*T(I,J-1)+DE
20 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE CEVR1 (X1,X2,Y1,Y2,Y3,K1,K2)
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
  COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
  COMMON/DAT/FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VEF""
  DO 60 J=2,M3
  DO 50 I=K1,K2
  IF(J-M1) 10,20,25
10 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y1,Y1)
  GO TO 50
20 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y1,Y3)
  GO TO 50
25 IF(J-M12) 35,40,30
35 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y3,Y3)
  GO TO 50
40 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y3,Y2)
  GO TO 50
30 CALL SICAK (I,J,X1,X2,Y2,Y2)
50 CONTINUE
60 CONTINUE
  RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ILKYAK (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
COMMON/BOY/ X(200),Y(200)
COMMON/DAT/FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VERIM
DIMENSION XX(95),YY(20),TT(200)
DATA YY/0.000,0.002,0.004,0.006,0.008,0.010,0.015,0.020,0.025,
*0.030,0.035,0.040,0.045,0.050,0.055,0.060,0.065,0.070,0.075,
*0.080/
I=1
JS=20
50 READ(5,105,END=500) XX(I),(T(I,J),J=1,JS)
105 FORMAT(2X,F6.1,1X,20F6.0)
XX(I)=XX(I)/1000.
I=I+1
GOTO 50
500 K=I-1
CALL XYDAG (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
YSON=Y(M3)
DO 110 I=1,K
DO 120 JJ=1,JS
120 TT(JJ)=T(I,JJ)
DO 130 J=1,M3
YV=YSON-Y(J)
CALL ENTER (JS,TT,YY,YV,TH)
IF(TH.LT.0.) TH=0.
130 T(I,J)=TH
110 CONTINUE
DO 210 J=1,M3
DO 220 II=1,K
220 TT(II)=T(II,J)
DO 230 I=1,N5A
XV=X(I)
CALL ENTER (K,TT,XX,XV,TH)
IF(TH.LT.0.) TH=0.
230 T(I,J)=TH
210 CONTINUE
RETURN
END

SUBROUTINE ELEKT(I,J,DX)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
CALL OZELIK(I,J)
P6=2.*(4.+FM*DX*DX)
A6=(2.-S*DX)/P6
B6=(2.+S*DX)/P6
C6=2./P6
D6=2.*W*DX*DX/P6
IF(J.EQ.M3) GO TO 10
T(I,J)=A6*T(I+1,J)+B6*T(I-1,J)+C6*(T(I,J+1)+T(I,J-1))+D6
GO TO 20
10 T(I,J)=A6*T(I+1,J)+B6*T(I-1,J)+C6*(T(I,J-1)+T(I,J-1))+D6
20 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE YAZDIR (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
COMMON/BOY/ X(200),Y(200)
DIMENSION TV(75),XV(200),TT(200),YY(40),YV(40)
CALL XYDAG (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
-----TMAKS SICAKLIK HESAPLAMA ARALIGI -----
DO 190 J=1,M3
TTM=T(1,J)
DO 103 I=2,N45
IF(T(1,J).LT.TTM) GOTO 103
IM=I
TTM=T(I,J)
103 CONTINUE
TMX=TTM*X(IM)
WRITE(6,104) TTM,Y(J),X(IM),TMX
104 FORMAT (5X,F10.1,10F11.5)
190 CONTINUE
-----TMAKS HESP ARALIGININ SONU-----
YSON=Y(M3)
KX=0
XB=-0.03
45 XB=XB+0.005
IF(XB.GT.-0.005.AND.XB.LE.0.004) XB=XB-0.004
IF(XB.GT.0.000.AND.XB.LE.0.0095) XB=XB-0.0045
IF(XB.GT.0.005.AND.XB.LE.0.0240) XB=XB-0.004
IF(XB.GT.0.120) XB=XB+0.005
KX=KX+1
XV(KX)=XB
IF(XB.LT.0.24) GOTO 45
KY=0
YB=-0.005
35 YB=YB+0.005
IF(YB.GT.0..AND.YB.LE.0.013) YB=YB-0.003
KY=KY+1
YV(KY)=YB*1000.
IF(YB.LT.0.075) GOTO 35
KT=0
TB=100.
50 TB=TB+100.
KT=KT+1
TV(KT)=TB
IF(TB.LT.2000.) GOTO 50
DO 60 J=1,M3
DO 70 I=1,N5A
70 TT(I)=T(I,J)
DO 80 K=1,KX
XY=XV(K)
CALL ENTER (N5A,TT,X,XY,TV)
80 T(K,J)=TV
60 CONTINUE
WRITE(6,48)
48 FORMAT (1H1,2(/))

```

```

WRITE(6,53) (TV(I),I=1,KT)
53 FORMAT (3(/),8X,19F6.0,/)
DO 120 K=1,KX
DO 130 J=1,M3
TT(J)=T(K,J)
130 CONTINUE
DO 140 I=1,KT
TY=TV(I)
CALL ENTER (M3,Y,TT,TY,YH)
YY(I)=(YSON-YH)*1000.
IF(YH.EQ.0.) YY(I)=0.
140 CONTINUE
XY=XV(K)*1000.
WRITE(6,195) XY,(YY(J),J=1,KT)
195 FORMAT(2X,F6.1,1X,20F6.1)
120 CONTINUE
WRITE(6,48)
WRITE(6,52) (YV(I),I=1,KY)
52 FORMAT(3(/),8X,20F6.0,/)
DO 90 K=1,KX
DO 100 J=1,M3
TT(J)=T(K,J)
DO 110 L=1,KY
YVV=YSON-YV(L)/1000.
CALL ENTER (M3,TT,Y,YVV,TY)
110 T(K,L)=TY
XY=XV(K)*1000.
WRITE(6,200) XY,(T(K,J),J=1,KY)
200 FORMAT (2X,F6.1,1X,20F6.0)
90 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ERSIN (I,J,DX,SN)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
CALL DZELIK(I,J)
IF(SN.EQ.1.) GOTO 10
P=4.+3.*DX*DX*FM/2.
D=DX*DX*W/2./P
GOTO 20
10 P=4.+7.*DX*DX*FM/4.
D=DX*DX*W/4./P
20 A=(1.-S*DX/2.)/P
B=(1.+S*DX/2.)/P
C=1./P
IF(J.EQ.M3) GOTO 30
T(I,J)=A*T(I+1,J)+B*T(I-1,J)+C*(T(I,J+1)+T(I,J-1))+D
GOTO 40
30 T(I,J)=A*T(I+1,J)+B*T(I-1,J)+C*(T(I,J-1)+T(I,J-1))+D
40 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE XYDAG (DX1,DX2,DX3,N1,N2,N4,N45,N5A)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
COMMON/BOY/ X(200),Y(200)
X(1)=-N1*DX3-(N2-N1)*DX2+DX3
DO 10 I=2,N5A
  IF(I.LE.N1) GO TO 15
  IF(I.GT.N1.AND.I.LE.N4) GO TO 20
  IF(I.GT.N4.AND.I.LE.N45) GO TO 15
  X(I)=X(I-1)+DX1
  GO TO 10
15 X(I)=X(I-1)+DX3
  GO TO 10
20 X(I)=X(I-1)+DX2
10 CONTINUE
  Y(1)=0.
  DO 30 J=2,M3
    IF(J.GT.M1) GO TO 40
    Y(J)=Y(J-1)+CX1
    GO TO 30
40 IF(J.GT.M12) GO TO 42
    Y(J)=Y(J-1)+DX3
    GO TO 30
42 Y(J)=Y(J-1)+DX2
30 CCNTINUE
  RETURN
END

```

```

SUBROUTINE EGRI(N5,DX1,DX2,DX3)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/TEMP/T(200,40),W,S,FM,HE,M1,M2,M3,M12,N3
C-----EN KUCUK KARELER METODU ILE EGRI UYDURMA -----
C---KK=1 MODELİN NEGATİF (İSİNMA) BÖLGESİNİ HESAPLAMAKTA -----
C---KK=2 MODELİN POZİTİF (SÖĞÜM) BÖLGESİNİ HESAPLAMAKTA -----
COMMON/EKK/X(5,4000),Y(4000)
COMMON/BOY/XX(200),YY(200)
COMMON/DAT/FL,V,C,DEL,VOLT,AMPLR,VERIM
DIMENSION Y1(4000),Y2(4000),Y3(4000),Y4(4000)
DIMENSION JEB(200),IB1(40),IS1(40),IB2(40),IS2(40),IBK(2,40)
DIMENSION A1(5),A2(5),A3(5),A4(5),RE(200),ISK(2,40),XE(200)
DATA SK,SH,SYGGU,SÖZİS/42.,175.,7830.,0.67/
C***** DENKLEMLERİN KATSAYILARINI HESAPLAMADA ** US=1 ** OLACAK **
C***** DENKLEMLERİN KATSAYILARI SABİT OLMASINDA * US=0.1* OLACAK **
US=0.1
USL=0.01
Q=VOLT*AMPER*VERIM
C=C*US
FL=FL**USL
AC=SK/SYGGU/SÖZİS*0.001
ATV=V/2./AD
SFM=1./FL*SH/SK
SM=ATV*(ATV**2+SFM)**0.5
SN=ATV-(ATV**2+SFM)**0.5
PI=4.*ATAN(1.)
AK=C/FL/SK
TE=1200.
RE=1.E-10
II=N5
JS=M3
TREF=300.
YY(1)=YY(M3)
DO 30 J=2,M3
IF(J.GT.M1) GOTO 40
YY(J)=YY(J-1)-DX1
GOTO 30
40 IF(J.GT.M12) GOTO 42
YY(J)=YY(J-1)-DX3
GOTO 30
42 YY(J)=YY(J-1)-DX2
30 CONTINUE
DO 502 I=2,II
DO 503 J=1,JS
IF(I(1,J).GT.TREF) GOTO 504
503 CONTINUE
JBB(1)=JS
GOTO 502
504 JEB(1)=J
502 CONTINUE
JB=JS
DO 506 I=2,II
IF(JE.GT.JEB(1)) JB=JEB(1)
506 CONTINUE
DO 390 J=JB,JS
DO 380 I=2,II
IF(I(1,J).GT.TREF) GOTO 385
380 CONTINUE
IB1(J)=I
GOTO 390
385 IB1(J)=I
390 CONTINUE
DO 490 J=JB,JS
IB=IB1(J)
DO 480 I=IB,II
IF(I(1,J).GT.TE) GOTO 485
IF(I(1,J).LT.I(1-1,J)) GOTO 485
480 CONTINUE
IS1(J)=I
GOTO 490
485 IS1(J)=I
490 CONTINUE

```

```

DO 590 J=JB,JS
  IB=IS1(J)
  DO 580 I=1B,11
    IF(T(1,J).LT.TE) GOTO 585
580 CONTINUE
    IB2(J)=11
    GOTO 590
585 IB2(J)=1
590 CONTINUE
    DO 690 J=JB,JS
      IB=IB2(J)
      DO 680 I=1B,11
        IF(T(1,J).LT.TREF) GOTO 685
680 CONTINUE
        IS2(J)=11
        GOTO 690
685 IS2(J)=1
690 CONTINUE
        DO 400 J=JB,JS
          IBK(1,J)=1B1(J)
          IBK(2,J)=1B2(J)
          ISK(1,J)=IS1(J)
          ISK(2,J)=IS2(J)
C 400 DO 304 KK=1,2
          KK=2
          N=0
          SORT1=C.
          SORT2=C.
          SORT3=C.
          SORT4=C.
          SORTR=C.
          SORTH=C.
          SORTRH=C.
          SORTRK=C.
C ***** KATSAYILARIN VERILMESINDE KONT *****
C ***** KONT=0 A KATSAYILARINI HESAPLAR *****
C ***** KONT=1 A KATSAYILAR SABIT ORTALAMAYI HESAPLAR ***

KONT=1
IF(KONT.EQ.1) GOTO 1000
-----BIRINCI DENKLEM BOLGESI-----
DO 190 J=JB,JS
  IB=IBK(KK,J)
  IS=ISK(KK,J)
  DO 200 I=1B,IS
    N=N+1
    RE(I)=(XX(I)**2+YY(J)**2)**0.5
    RR=RE(I)
    XR=XX(I)
    XE(I)=-XX(I)
    EK=ATV*(RE(I)+XE(I))
    ATVR=ATV*RE(I)
    AKE=AK*DEXP(-EK)
    Y(N)=T(1,J)/AKE
    X(1,N)=1./ATVR**0.5
    X(2,N)=V/ATVR**0.75
    X(3,N)=1./ATVR**1.5
    X(4,N)=1./ATVR**2.5
200 CONTINUE
190 CONTINUE
M=4
CALL EKMEGR(M,N,A1)
C ***** BIRINCI DENKLEMIN SONU *****
C 1000 CONTINUE
      HATAM1=0.
      HATAM2=0.
      NN=0

```

```

DO 194 J=JB,JS
  IB=IBK(KK,J)
  IS=ISK(KK,J)
DO 220 I=IB,IS
  NN=NN+1
  TT=T(I,J)
  RL(I)=(XX(I)**2+YY(J)**2)**0.5
  IF(RL(I).EQ.0.) RL(I)=1.E-05
  LK=ATV*(RL(I)-XX(I))
  LKS=LK+SABIT
  ATVR=ATV*RL(I)
  AK=L/FL/SK
  AKE=AK*DEXP(-LK)
  RR=RL(I)
  RK=XX(I)
  CALL HESS (RR,XX,THESS,SABIT,THE,TROHES)
  IF(RONT.E..0) GOTO 1001
  A1(1)=18875.1
  A1(2)=13.20700.
  A1(3)=-19148.2
  A1(4)=8554.97
  ***** IKINCI DENKLEMIN KATSAYILARI *****
  A2(1)=68.4478
  A2(2)=33980.5
  A2(3)=-110.929
  A2(4)=15.6277
  A2(5)=-19.0200
1001 CONTINUE
  T1=AKE*(A1(1)/ATVR**0.5+A1(2)*V/ATVR**0.75+A1(3)/ATVR**1.5+
>A1(4)/ATVR**2.5)
  T2=AKE*(A2(1)/ATVR**0.5+A2(2)*V/ATVR**0.75+A2(3)/ATVR+A2(4)/
>ATVR**1.5+A2(5)/ATVR**2.5)
  CALL ROSENT (RR,XR,TROS,SABIT,TROSK)
  YROSK=(T1-TROSK)/TT*100
  YROHES=(T1-TROHES)/TT*100
  YROS=(T1-TROS)/TT*100
  YHESS=(T1-THESS)/TT*100
  YUZ1=(T1-T1)/TT*100.
  YUZ2=(T1-T2)/TT*100.
  SORT1=SORT1+DABS(YUZ1)
  SORT2=SORT2+DABS(YUZ2)
  IF(DABS(YUZ1).GT.DABS(HATAM1)) HATAM1=YUZ1
  IF(DABS(YUZ2).GT.DABS(HATAM2)) HATAM2=YUZ2
  SORTR=SORTR+DABS(YROS)
  SORTH=SORTH+DABS(YHESS)
  SORTRH=SORTRH+DABS(YROHES)
  SORTRK=SORTRK+DABS(YROSK)
  WRITE(6,221) XX(I),TT,YROSK,YROHES,YUZ1,YUZ2,YUZ3
221 FORMAT(6X,F8.5,F8.0,6F8.2)
220 CONTINUE
194 CONTINUE
  ORTR=SORTR/NN
  ORTH=SORTH/NN
  ORTRH=SORTRH/NN
  ORTRK=SORTRK/NN
  ORT1=SORT1/NN
  ORT2=SORT2/NN
  CALL NOTICE(KK,A1,A2,A3,A4,ORT1,ORT2,ORT3,ORT4,ORTR,ORTRK,ORTRH,
>HATAM1,HATAM2)
204 CONTINUE
  STOP
  END

```

```

SUBROUTINE NETICI (KK,A1,A2,A3,A4,ORT1,ORT2,ORT3,ORT4,ORT5,ORT6,
> ORTR,HATAM1,HATAM2)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
DIMENSION A1(5),A2(5),A3(5),A4(5)
IF (KK.EQ.2) GOTO 5
WRITE(6,6)
6 FORMAT(7,10X,'MODELLIN NEGATIF (ISINMA) BOLGESI')
GOTO 10
5 WRITE(6,7)
7 FORMAT(7,10X,'MODELLIN POZITIF (SOGUMA) BOLGESI')
10 CONTINUE
WRITE(6,8)
8 FORMAT(7,15X,'T1=L/K/L*EXP(-ATV*(R+X))*(A11/(ATV*R)**0.5+A12*V/
> *R)**0.75+A13/(ATV*R)**1.5+A14/(ATV*R)**2.5')
WRITE(6,12) (A1(L),L=1,4),ORT1,HATAM1
12 FORMAT(5X,'A11=',E14.6,2X,'A12=',E14.6,2X,'A13=',E14.6,2X,
> 'A14=',E14.6,2X,'ORT=',F5.1,2X,'HATAM1=',F4.0,/)
WRITE(6,9)
9 FORMAT(7,15X,'T2=Q/K/L/D/PI/ATV*EXP(-ATV*(R+X))*(A21/(ATV*R)**0.5
> +A22/(ATV*R)+A23/(ATV*R)**1.5+A24/(ATV*R)**2.5')
WRITE(6,14) (A2(L),L=1,5),ORT2,HATAM2
14 FORMAT(5X,'A21=',E14.6,2X,'A22=',E14.6,2X,'A23=',E14.6,2X,
> 'A24=',E14.6,2X,'A25=',E14.6,2X,'ORT=',F5.1,2X,'HATAM2=',F4.0,/)
WRITE(6,11)
11 FORMAT(6,20) ORTR,ORTRK,ORTRH
20 FORMAT(7,20X,'ORTR=',F8.3,2X,'ORTRK=',F8.3,2X,'ORTRH=',F8.3,/)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE EKNEGR(M,N,S)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/EKK/X(5,4000),Y(4000)
DIMENSION S(5),XY(5),XX(5,5),A(5,5),B(5)
DO 30 I=1,M
XY(I)=0.
DO 30 J=1,N
30 XY(I)=XY(I)+X(I,J)*Y(J)
DO 40 K=1,M
DO 40 I=K,M
XX(K,I)=0.
DO 40 J=1,N
40 XX(K,I)=XX(K,I)+X(K,J)*X(I,J)
DO 50 I=1,M
B(I)=XY(I)
DO 50 J=1,M
A(I,J)=XX(I,J)
50 CONTINUE
C *** GAUS ELIMINASYONLA COZUM
MM=M-1
DO 100 I=1,MM
L=I+1
DO 100 J=L,M
IF (A(J,I).EQ.0.) GO TO 100
CAR=A(J,I)/A(I,I)
DO 80 K=L,M
80 A(J,K)=A(J,K)-A(I,K)*CAR
B(J)=B(J)-B(I)*CAR
100 CONTINUE
S(M)=B(M)/A(M,M)
DO 120 I=1,MM
K=M-1
L=K+1
DO 110 J=L,M
110 B(K)=B(K)-S(J)*A(K,J)
S(K)=B(K)/A(K,K)
120 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ROSENT (NR,XR,TROS,SABIT,TROSK)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON/DAT/FL,V,D,DEL,VOLT,AMPER,VERIM
DATA FK,AT,H/42.,50000.,175.5/
N=0
5 K=K+1
PI=4.*ATAN(1.)
FM=2.*H/FL/FK
C=VOLT*AMPER*VERIM
AC=AT*V
AC=(AD**2+FM)**0.5
X=-XR
IF(R.LE.0.) R=1.E-12
XX=AD*RR
IF(K.EQ.2) GOTO 12
IF(XX.GT.100) GOTO 15
CALL DEBES (XX,RKO)
TROSK=C/2./PI/FK/FL*DEXP(-AD*X)*RKO
GOTO 20
12 AC=AT*V
IF(R.LE.0.) R=1.E-12
XX=AD*RR
IF(XX.GT.100) GOTO 16
TROS=C/2./PI/FK/FL*DEXP(-AD*X)*RKO
GOTO 20
15 TROSK=C/2./FL/FK/PI*(PI/2./XX)**0.5*DEXP(-AD*(R+X))
GOTO 20
16 TROS=C/2./FL/FK/PI*(PI/2./XX)**0.5*DEXP(-AD*(R+X))
20 CONTINUE
IF(K.LT.2) GOTO 5
RETURN
END

SUBROUTINE DEBES (XX,RKO)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
-----SIFIRINCI MERT.IKINCI CES.DEG.BESSEL FONK.-----
IF(XX.GT.3.0) GOTO 30
X=XX/2.
A=-10.5772+DLOG(X)
B=1.
N=0
20 N=N+1
RFAK=1.
DO 21 I=1,N
21 RFAK=RFAK*I
NN=2*N
T1=X**NN/RFAK**2
B=B+T1
IF(N.GT.40) GOTO 27
IF(T1.GT.1.E-06) GOTO 20
27 CONTINUE
C=0.
N=0
22 N=N+1
TM=0.
DO 25 M=1,N
25 TM=TM+1./M
RFAK=1.
DO 26 I=1,N
26 RFAK=RFAK*I
NN=2*N
T2=X**NN*TM/RFAK**2
C=C+T2
IF(N.GT.40) GOTO 28
IF(T2.GT.1.E-06) GOTO 22
28 CONTINUE
RKO=A*B+C
RETURN
30 CONTINUE
IF(XX.GT.150) GOTO 40
PI=4.*ATAN(1.)
RK=(1.-1./XX/8.+9./XX**2/128.-75./XX**3/1024.)
RKO=DSQRT(PI/2./XX)*DEXP(-XX)*RK
GOTO 45
40 RKO=7.2E-66
45 CONTINUE
RETURN
END

```

L İ T E R A T Ü R

1. Carslaw, H.S. ve Jager, J.C. : "Conduction of Heat in Solid", 2.Baskı, Oxford at the Clarendon Pres, (1973)..
2. Schneider, P.J. : "Kondüksiyon Isı Transferi", Terc. A. Yılmaz, İTÜ Kütüphanesi, sayı 972 (1974).
3. Dağsöz, A.K. : "Isı İletimi", İTÜ Kütüphanesi, sayı 978 (1974).
4. Spraragen, W.ve Claussen, G.E. : Temperature Distribution During Welding A Review of the Literature to January 1, 1937 Welding Reserarch Supplement, s.4-10 (1937).
5. Rosenthal, D. : Mathematical Theory of Heat Distribution During Welding and Cutting, Welding Research Supplement, s.220-234 (1941).
6. Rosenthal, D. ve Schmerber, R. : Thermal Study of Arc Welding, Experimental Verification of Theoretical Formulas, Welding Research Supplement, s.2-8 (1938).
7. Bruce, W.A. : The Thermal Distribution and Temperature Gradient in the Arc Welding of Oil Well Casing, Journal of Applied Physics, s.578-584 (1939).
8. Rosenthal, D. : The Theory of Moving Sources of Heat and its Application to Metal Treatments, Transactions of the A.S.M.E., s.849-866 (1946).
9. Rosenthal, D. ve Cameron, R.H. : Temperature Distribution in Cylinder Heated by Point Source Moving Along Its Axis, Transactions of the A.S.M.E., s.961-968 (1947).

10. Christensen, N., Davies, L. ve Jermundsen, G. : Distribution of Temperatures in Arc Welding, British Welding Journal, s.54-75 (1965).
11. Malmuth N.D., Hall, W.F., Davis, B.I. ve Rosen, C.D. : Transient Thermal Phenomena and Weld Geometry in GTAW, Welding Research Supplement, s.388-400 (1974).
12. Rykalin, N.N. : "Die Wärmegrundlagen des Schweissvorganges" Verlag Technik Berlin (1952).
13. Dağsöz, A.K. : Sonsuz Genişlikte İnce ve Kalın Levhalarda, Hareketli Isı Kaynağı Halindeki Sıcaklık Dağılımları ve Elektrik Ark Kaynağına uygulanması, İTÜ Doç. Çalışması.
14. Hess, F., Meril, F.F., Nippes, E.F. ve Bunk, A.P. : The Measurement of Cooling Rates Associated With Arc Welding and Their Application to the Selection of optimum Welding Conditions, Welding Research Supplement, s.477-422 (1943).
15. Mahla, E.M., M.C. Rowland, C.A. Shook ve G.E. Doan : Heat Flow in Arc Welding, Welding Research Supplement, s.459-468 (1974).
16. Doan, E. ve Stout, D. : A Tentative System for Preseving Ductilty in Weldments, Welding Research Supplement, s.278-284 (1943).
17. Clyde, Y. Adams, Jr. : Cooling Rates and Peak Temperatures in Fusion Welding, Welding Research Supplement, s.278-284 (1958).

18. Jharveri, P. Moffatt, W.G. ve Adams, Jr. : The Effect of Plate Thickness and Radiation on Heat Flow in Welding and Cutting, Welding Research Supplement, s.12-16 (1962).
19. Uwer, D. : Rechnerisches und Grafisches Ermitteln von Abkühlenzeiten Beim Lichtobogenschweißen , Schweißen und Schniden, s.243-248 (1978).
20. Uelze, A. : Berechnung von Schweißtemperaturen beim Einlagigen Schweißen mit Budsicherung, Schweißtechnik, 23, s.308-309 (1973)
21. Anık, S. : "Elektrik Ark Kaynağında Isının Tesiri Altında Kalan Bölge Üzerinde Yapılan bir Etüd", İTÜ Makina Fakültesi, sayı 36 (1973).
22. Tülbentçi, K. : Hafif Alaşımlı Yüksek Mukavemetli Yapı Çeliklerinin Kaynağında ITAB'ın Simülasyon ile Etüdü ve $\Delta t_{8/5}$ Sıcaklık Dönüşüm Diyagramlarının Hazırlanması, İTÜ Doçentlik Çalışması (1977).
23. Anık, S. ve Bodur, O. : Ark Kaynağında Soğuma Süresi ve Sıcaklık Çevrimleri, Sakarya D.M.M.A. (1979).
24. Bodur, O. : Elektrik Ark Kaynağında Isının Tesiri Altındaki Bölgenin Kaynak Enerjisi ve Ön Tav Sıcaklığı Bakımından Etüdü, Doktora Tezi, İTÜ Müh Mim Fak. (1980).
25. Ince, H. : Elektrik Ark Kaynağında Isının Tesiri Altındaki Bölgede Tane İrilişmesinin Etüdü, Doktora Tezi, İTÜ Makina Fak. (1982).

26. Kakaç, S : "Isı İletimi", 1. Baskı, O.D.T.Ü (1976).
27. Raznjevic, K: "Handbook of Thermodynamic Tables and Charts", McGraw-Hill Book, s.3,11,13,31 (1976).
28. Holman, J.P. : "Heat Transfer",4. Baskı, McGraw-Hill Book (1976).
29. Gaskell, D.R. : "Introduction to Metallurgical Thermodynamics", McGraw-Hill Koyakusha Ltd. (1973).
30. Handbook of Chemistry and Physics. 52. Baskı (1972).
31. Spraragen, W ve Lengyeli, B.A. : Physics of the Arc and the Transfer of Metal in Arc Welding, A Review of the literature to February 1942, Welding Research Supplement, s.2-41 (1943).
32. Howard, B.C. : "Modern Welding Technology", Prentice-Hill Inc. Englewood (1979).
33. Anık, S. : "Kaynak Teknolojisi El Kitabı" Ergör Matbası İst. (1983).
34. Andrichem, Th.J. ve Kan, J. : Calculation, Measurement and Simulation of Weld Thermal Cycles, Simulation of Weld Thermal Cycles, Smit Weld. N.V., Nijmegen.
35. Avner, S.H. : "Introduction to Physical Metallurgy", McGraw-Hill Book (1974)
36. Arpacı , V. : "Conduction Het Transfer", Addison Wesley Publishing (1966).

37. Myers, G. : "Analytical Methods in Conduction Heat Transfer", McGraw-Hill Book (1971).
38. Özişik, M.N. : "Basic Heat Transfer", McGraw-Hill Book (1977).
39. Anık, S. : "Kaynak Tekniği", Cilt 1-3, İTÜ Mak Fakültesi Ofset Baskı Atölyesi.
40. Rosenthal, D. : An Important Contribution to the Science of Welding, Welding Research Supplement, s.92-96 (1944).
41. Dağsöz, A.K.: "Hareketli Isı Kaynaklarında Sıcaklık Dağılımları", İTÜ Nük. En. Enstitüsü, Bülten No 17 (1970).
42. Guy, A.G. : "Fiziksel Metalurjinin Esasları", Terc. D. Gücer, İTÜ Makina Fakültesi ofset Atölyesi (1972).
43. Tülbentci, K. : Elektrik Ark Kaynağında Curufun Etüdü ve Curufun Kalkmasına Yardım Eden Çeşitli Faktörlerin İncelenmesi, Doktora Tezi, İTÜ Makina Fakültesi (1970).
44. Boggerud, A. : "Kaynak Metalurjisi", Terc. S. Anık, K. Tülbentçi, İTÜ Kütüphanesi, sayı 670 (1974).
45. Öztürk, A. ve Kılıç, A. : Isı Transferi Ders Notları, İTÜ Makina Fakültesi.
46. Pery, R.H., Chilton, C.H. : "Chemical Engineers Handbook, 5. Baskı, McGraw-Hill Book (1973).
47. Carnahn, B., Luther, H.A., Wilkes, J.O. : "Applied Numerical Methods", John Wiley & sons Inc (1969).

48. Welty, J.R. : "Engineering Heat Transfer", John Wiley & Sons Inc (1974).
49. Slegel, R. : Analysis of Solidification Interface Shape During Continuous Casting of a Slab, Heat-Mass Transfer, 21. s.1421-1430 (1978).
50. Otto, H.H. : The Metallography of Welds, The Welding Journal, s.8-14 (1938).
51. Goodman, T.R. : The Heat-Balance Integral and Its Application to Problems Involving a Change of Phase, Transaction of the A.S.M.E., s.335-342 (1958).
52. Clarence, E.J. ve Shrubsall, A.E. : Control of Penetration and Melting Ratio With Welding Technique, Welding Research Supplement, s.172-178 (1953).
53. Burak, I., Romanchuk, P., Kazmirov, A.A. ve Morgun, V.P.: Selection of the Optimum Fields for Preheating Plates Before Welding, Avtom Svarka, 5, s.15-19 (1979).
54. Lewis, R.W., Morgan, K. ve Zeinkiewich, O.C. : "Numerical Methods in Heat Transfer", John Wiley & Sons ltd. s.201-213 (1981).
55. Ange, A.H.S. ve Tang, W.H. : "Probability Concept In Engineering Planning and Design", John Wiley & sons Inc, V.1, s.102-141 (1975).
56. Bruvnbaugh, J.A. : "Welder Guide", Theodore Audel (1980).

TEŞEKKÜR

Yaptığım bu çalışmada, her türlü yardım ve imkanlarını esirgemiyerek bana yol gösteren değerli hocam Doç. Dr. Kutsal Tülbentçi'ye, değerli önerilerinden yararlandığım sayın hocalarım Prof. Selahattin Anık'a, Doç. Dr. Aksel Öztürk'e ve Doç. Dr. Hasbi Yavuz'a ayrıca çalışmam süresince kıymetli yardım ve desteklerini esirgemeyen Sayın Dr. Abdurahman Kılıç'a ve yardımlarını gördüğüm bütün arkadaşlara teşekkürlerimi arz ederim.

Çalışmalarım süresince bana İstanbul'da ikamet imkanı sağlayan eski K.D.M.M.A. başkanı sayın Haluk Pekar'a ve Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Dekanı Sayın Prof. Dr. Ulviye Özer'e, yeni kurulan üniversitelerin öğretim elemanlarına doktora çalışması yapma imkanı sağlayan ve bu konuda öncülük yapan Sayın Rektör Prof. Dr. Kemal Kafalı'nın şahsında tüm İstanbul Teknik Üniversitesi camiasına ve büyük ölçüde bilgi işlem makinalarından yararlandığım İ.T.Ü. Bilgi İşlem Merkezine teşekkür etmeyi yüce bir görev bilirim.

Ö Z G E Ç M İ Ş

Recep Kılık 1949 yılında Kayseri'de doğdu. İlk ve orta öğrenimini Kayseri'de tamamladı. Daha sonra girdiği Karadeniz Teknik Üniversitesi Makina-Elektrik Fakültesi Makina bölümünden yüksek mühendis olarak 1974 yılında mezun oldu. 1978 yılına kadar Genel Makina ve Sanayi Şakir Demir ile çalıştı. Bu arada 700. Muhabere Ana Depo ve Fabrika komutanlığında mühendis olarak askerliğini yaptı. Ayrıca girdiği Ankara İ.T.İ.A. İşletme Yönetimi Enstitüsünde master'e başladı ve 1977 de üretim yönetiminden mezun oldu. 1980 yılına kadar Kayseri tekstil fabrikasında makina bakım şefi ve teknik müdür vekili olarak çalıştı. 1980 yılında Kayseri D.M.M.A'sine asistan olarak girdi ve halen Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Bölümünde öğretim görevlisi olarak çalışmaktadır. Evli ve iki çocuk babasıdır.