スポット溶接における適正溶接条件の決定法に関する研究*

中 根 金 作** 華 表 克 全***

Study on Determination of the Optimum Welding Condition in Resistance Spot Welding*

by Kinsaku Nakane** and Yoshimasa Torii***

Abstract

Up to the present not a few studies on calculation of temperature distribution in resistance spot weld have been reported. In these studies, however, electrical contact area between two sheets being welded was not taken into consideration. Hence, their results of numerical calculation did not coincide with their experimental data.

In this study the authors derived the following formula for calculating the electric contact area under pressure by means of theory of elasticity, i.e.,

$$d_c = d_e + kt$$

wherein d_c is diameter of contact area; d_e , electrode diameter; t , plate thickness; k , constant. It is to be noted that the above formula does not contain the term of electrode force. However, the constant k is dependent on electrode force, hence, the formula might be said to involve electrode force term implicitly. The validity of the formula was confirmed by the results of photoelastic experiment.

On the basis of the above finding and the experimental result that the contact area initially formed is kept practically unchanged during the entire process of welding, they derived the following formula for determining the optimum welding condition for mild steel sheets of equal thickness, namely,

$$s = 7.63 \times 10^7 (d_e + 0.8t)^4 / I^2$$

wherein s is welding time (sec); d_e , electrode diameter (cm); t , plate thickness (cm); I , welding current (A). The formula elucidates a useful relation between temperature rise in the contact zone and welding current.

This formula is proved to be correct by the welding experiments with the newly designed weld specimens.

1. 緒 言

抵抗スポット溶接の接着機構はいうまでもなく抵抗発熱による融接であるが、その発熱状態は、電極の加圧力、電流、通電時間の三条件ばかりではなく、電極の形状、溶接される板の材質、表面の状態など数多くの因子に影響されるために非常に複雑である。しかし窮極的には溶接物中の電流密度によって決定されるものであるから、溶接過程中的電流密度分布を知れば、その現象を把握することができる。ここで最も難しい問題は板と板との間（以後板間接触部という）における電流通路、すなわち導電面積の決定であろう。従来、抵抗スポット溶接

の現象を抵抗発熱による一次元の熱伝導と考えると理論計算を行なった論文は数多く見られるが、板間接触部について深く考慮されなかったために、溶接条件の定性的な説明はできても、定量的に計算するまでには至らなかったようである。一方、佐藤ら¹⁾は二次元のスポット溶接のモデルを用い、温度上昇の様子を高速度カメラでとらえ、板間接触部における電流通路の重要性を指摘している。

本研究においては、円柱電極（F型電極）を用いたときの板間接触部における接触部径と電極、板厚などの関係について検討し、理論的な適正溶接条件を見だし、実験的にこれを確かめた。

2. 板間接触部における接触抵抗とスポット溶接のモデル

従来、抵抗スポット溶接において接触抵抗が大きな役

*原稿受付 昭和47年8月31日（春季全国大会に発表）

**正 員 早稲田大学理工学部 Member, Dpt. of Science and Engineering Waseda Univ.

***正 員 千代田化工建設 K.K. Member, Chiyoda Chemical Engineering Co., Ltd.

割りを果たすということが知られている。このことは特にアルミニウムなどを溶接する際に、その表面の状態によって溶接結果に著しい違いができることから、経験的にわかって来たものである。スポット溶接の初期の研究においては、スポット溶接のモデルを一次的に考え、接触境界に存在する接触抵抗が発熱をして近傍を加熱し、温度効果による抵抗の増大を促がすことにより、抵抗発熱を促進するというように、接触抵抗を発熱を起す一つの引金と考えていた。しかしこの接触抵抗は通電後 $\frac{1}{4}$ サイクル以下で消えてしまううえに、発熱部が非常に薄いためにわれわれが行なった計算によると、この接触抵抗による発熱が引金として果たす役割はきわめて小さく、溶接結果にはほとんど影響を及ぼさないことがわかった。またこのことは佐藤らによっても確かめられている¹⁾。一方 Greenwood²⁾らは等厚の場合の板中電流密度の分布を考慮して各部分における温度上昇を計算した。すなわち彼は、前述のような接触抵抗というものを全く考えず、板を電極ではさんで通電するときにおける板中の電流密度の分布に着目して熱伝導の計算を行なった。彼の計算によると Fig. 1 に示すように板間接触部において非常に集中的な温度上昇が見られる。これらは板間接触部の狭い電流通路によって電流密度が非常に高くなるためであり、板間接触部における発熱が、板間接触部における電流の集中(マクロ的な集中抵抗)によるものであるということを示した点で注目すべきである。しかし彼が考えたモデルにおける板間接触部の径は、電極が板の表面にあっている部分の径と同一であるという仮定に基づいており、ここにおいて最も重要な部分の定量的な温度上昇が不明確である。

Fig. 1 Temperature distribution after 0.1 sec welding time. The current is chosen to bring the hottest point to 1600°C (Greenwood)

以上述べたような観点から、われわれは板間接触部における局所的な発熱は、従来いわれていた金属表面の酸化物や表面あらにさよる電流の集中(ミクロ的な集中抵抗)によるよりも、板と板とが接触している部分、すなわち Fig. 2 に示すように sheet separation area に囲まれた内側の領域全体の面積(以後板間接触面積と呼

Fig. 2 Contact area between sheets

ぶ)こそがスポット溶接を決定する最も大きな要素であると考えた。

この板間接触面積は通電中の温度上昇に伴う材料の物性変化によって広がるが、後で述べるように、初期の接触状態は板の熱膨張による sheet separation の増大によって割合長く維持されると考えられる。したがって初期の板間接触面積こそ、その後の通電中の現象を決定するものであるから、通電前の電極加圧時の状態がスポット溶接の運命を決定するものであるといっても過言ではあるまい。本報告では以上の意味から、通電前の電極加圧時における板間接触面積を弾性理論から求め、それと溶接結果との関連について言及する。

3. 板間接触部径

3.1 弾性計算

実際のスポット溶接の場合、板間接触部の圧力分布は電極の先端形状や材質、板の表面の状態などにも影響され、極めて複雑であるが、ここでは一つの非常に理想化した状態、すなわち、電極の加圧力が板表面で均一に分布する場合について考える。すなわち次の仮定を置くことにする。

- (1) 溶接される二枚の板の板厚は同一であるとす
- る。
- (2) 電極による加圧分布は、単位面積あたり q であるとし、剪断力は働かないものとする。
- (3) 板は弾性体であり、電極による加圧後も弾性を維持するものとする。

以上の仮定は軸対称のモデルであるが、電極の中心軸を含む平面で切断した断面に一樣な厚さを与えた二次元のモデルを考えることは、計算をするうえにもまた実験をするうえにも便利であるし、三次元への類推も容易であるので、まず軸対称と同じ断面形状の板厚 t 、板幅 $2l$ 、電極幅 $2a$ 、分布圧力 q である場合について考える。このような境界条件の問題は Filon によって解かれており、板間接触部における圧力分布は式(1)で与えられる³⁾。

$$\sigma_y = -\frac{qa}{l} - \frac{4q}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{m}{l} \pi a}{m} \times \left[\frac{\frac{m\pi}{l} t \cosh \frac{m\pi}{l} t + \sinh \frac{m\pi}{l} t}{\sinh \frac{2m\pi}{l} t + 2 \frac{2m\pi}{l} t} \right] \times \cos \frac{m\pi}{l} x \quad \dots\dots\dots(1)$$

軸対称の場合にも Filon と同様にして解くことができ、板間接触部の圧力分布は次式で与えられる。(付録参照)

$$\sigma_z = -4q \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{[J_1(\lambda_m)]^2} \left(\frac{a}{R} \right) \frac{1}{\lambda_m} J_1 \left(\frac{a}{R} \lambda_m \right) \times \left[\frac{\frac{\lambda_m}{R} t \cosh \frac{\lambda_m}{R} t + \sinh \frac{\lambda_m}{R} t}{\sinh \frac{2\lambda_m}{R} t + \frac{2\lambda_m}{R} t} \right] J_0(\lambda_m r) \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 m は正整数、 λ_m はベッセル函数 J_0 の m 次の 0 点、 R は板の半径を表わす。

式(1)および式(2)の両辺を q で割れば σ_y/q あるいは σ_z/q という無次元量が t/l , a/l , x/l あるいは t/R , a/R , r/R という無次元量で表わすことができる。これらの数値計算結果を Fig. 3 および Fig. 4 に示す。

Fig. 3 Stress distribution on the interface of two sheets compressed by two dimensional F type electrode

Fig. 4 Stress distribution on the interface of two sheets compressed by cylindrical electrode

この計算結果により、当然のことであるが、電極と板厚との比の小さいものほど、板間接触部の圧力分布は広く分横していることがわかる。また外側には引張応力の働く領域があり、この部分が sheet separation を起すものと考えられる。なお式(1)および式(2)の級数はパラメーターに応じて充分な項数をとって計算をした。

3.2 光弾性実験

軸対称の計算結果は光弾性実験が非常に困難であるので、今回は二次元の計算結果のみを光弾性実験によって確めた。

実験方法は Fig. 5 に示すようで、エポキシ樹脂で電極および重ねた板に相当する試験片を作り、これらをガラスのガイドで崩れないようにセットして実験した。この場合、図に示す位置にエポキシ材の spacer を入れることによって、ガラスのガイドと試験片の間には摩擦が生じないようにしてある。また電極の長さは Saint-Venant の定理が十分成立するものである。

Fig. 5. Specimen and setting apparatus for photoelastic experiment

Fig. 6 および Fig. 7 に試験板の中心線上(板間接触部にあたる)の応力分布の計算値と光弾性による実験値との比較を示す。また光弾性写真も Photo. 1 に示す。

これらの結果から解るように、電極径に比べて板厚が厚い場合には、理論値と実験値とはよく一致しているが、電極径に比べて板厚が薄い場合には、実験値の方が計算値よりも低くなっている。同様に他のいろいろな電極径と板厚の組合せについて行なった実験結果についても、外側域の圧縮応力から引張応力に移る部分が計算値より小さ目になっている。これは電極が弾性であるために、加圧力分布が等分分布ではないことによるためと、電極の先端を完全に平坦に仕上げるのが難しく、やや丸くなっているために起ったものであると思われる。

以上の実験は 2 枚の板の接触部における圧力分布が、

Fig. 6 Comparison of theory and photoelastic experiment

Fig. 7 Comparison of theory and photoelastic experiment

2枚分の板厚の一枚板の中間線上の応力分布と同じであると仮定したものであったが、この仮定が妥当であることを Fig. 8 に示す。すなわち1枚の板の板厚の中心線上の応力分布と、2枚の等厚板の接触部の圧力とを光

Photo. 1 Stress distribution in model specimen of photoelastic experiment

Fig. 8 Comparison of stress distribution in separate specimen and integrated one

弾性試験で比較すると、ほとんど同じ稿次数分布であることがわかる。

以上の二次元モデルによる実験結果と計算結果との比較において見られた現象は、軸対称の場合にもあてはまるものと考えられる。

4. 計算結果のまとめ

前述のように Fig. 3 と Fig. 4 において引張応力部分が現われていることは、とりもなおさず sheet separation の存在を示すものである。すなわちその内側の圧縮応力の部分が接触部にあたり電流の通路となる。この部分の面積こそ電流密度を決定し、温度上昇速度を決定し、溶接結果に重大な影響を及ぼす重要な要因である。

Fig. 3 と Fig. 4 の圧縮応力部分の径 ($2r_0$) と電極径 ($2a$) および板厚 t の関係を調べるために、横軸に a/t 縦軸に r_0/t をとって両者の関係を示すと Fig. 9 の

Fig. 9 Relation between diameter of contact area and electrode diameter

ようになる。また $\sigma_z/q = \text{const}$ となる点も図のように示される。すなわち a/t と r_0/t との間には、 $a/t > 0.5$ で直線関係があり、電極径を $d_e (=2a)$ 、 σ_z/q がある一定値以上になっている部分を電流が流れるとし、その部分の径を d_c とすれば次の関係が成立する。

$$d_c = d_e + kt \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、ここで k は σ_z/q の値の取り方によって決定される定数であり、実際のスポット溶接の場合には、板の表面状態や加圧などによって決定されるものである。したがって、式 (3) は加圧力の効果をも包含するものである。

図中のプロットは、光弾性の実験結果を示すものであるが、理論値よりも低目になっているのは、前にも述べたように、電極による加圧力分布が、理論解析の仮定と違っているためと思われる。しかし、光弾性による実験においても a/t と r_0/t の間には、直線性のあることがわかる。

5. 特殊試験片による溶接実験

5.1 実験目的

前述のように、スポット溶接においては板中の電流密度分布を決定する板間接触部の状態が最も重要な問題である。すなわち電極の片あたりや、溶接材の不均一性がない場合には、解析結果に見られるように電極の形状と板厚とで決まる板間接触部の電流密度や、それに基づく温度上昇はこれによって決定されるものである。

前述の解析は通電以前の加熱されていない状態における弾性解析であり、通電以後の塑性化した状態には適用できない。従って溶接結果が解析結果と、どのような関連をもっているかということは興味深い問題である。

本実験においては、電極径、板厚、通電時間、加圧力が溶接結果にいかなる影響を与えているかを調べ、解析結果との関連について考察する。

5.2 実験方法

電極による加圧力の状態を、板の表面で均一に分布するようにするためには F 型電極を用いるべきであろう。しかしこの電極を用いるとカドに応力集中がおこるうえ、電流密度の集中がおこり発熱するので、すぐに丸味をおびてしまい、正確な実験データを得にくいことが解った。そこで本実験では R F 型の電極を用い、試験片の側を Fig. 10 に示すような形状にした。こうすることによって、加圧時には Fig. 11 に示すように、加圧力はプロジェクションの部分だけにかかり、圧力分布の状態は、ほぼ解析の場合と同じになるであろう。ここで電極の加圧範囲が確実で、しかも電流密度や熱伝導が実際の溶接にできるだけ近づけるためにプロジェクションの高さは 0.2 mm とした。この値では、1.6 mm 以上の板厚や表チリの出ないような電流の範囲ならば、プロジェクションの影響はないと思われる。

Fig. 10 Geometry of welding specimen

Fig. 11 Sectional view of setting of electrode and welding specimen

5.2.1 試験片の形状、材質、表面

Fig. 11 に示すように試験片は、溶接時にプロジェクション同士を背中合わせに正確に位置づめをする必要があるため、両側にけられている穴と、このプロジェクションの位置は正確に決めなければならない。

この試験片の加工のために、われわれは Photo. 2 に示すような治具を用いた。すなわち、あらかじめ正確な間隔で穴のけられている試片を、この治具にネジでチャックし、旋盤によってプロジェクションを削り出した。こうすることによって、溶接時には、試験片の穴の位置をそろえるだけで、プロジェクションは正確に重ねることができる。また溶接箇所は穴と穴との中間に位置するので、後で述べるねじり試験を行なう時に、偏心がなく正確な強さが測定できる。板厚は主に、1.6, 2.3, 3.2 mm を用い、プロジェクションの径は、8, 6, 5, 4, 3 mm として、いろいろな板厚とプロジェクションの径との組合わせをつくった。

Photo. 2 Jig for machining special welding specimen

試験片の材質は、最も一般的で、表面状態が安定しており、接触抵抗の測定等にも都合のよい軟鋼を用い、表面はエメリーペーパーの 3 番で磨いた。

5.2.2 電流及び加圧力の測定

本実験では空気圧式直上加圧型単相溶接機 (50 Hz) を用い加圧力の測定には、加圧シリンダーと直列に挿入してあるロードセルを、あらかじめ較正して用いた。通電中に加圧力の変化があることは従来知られているが、本実験においてデータ中に示されている加圧力は通電前の値であり、通電中に変化する量は考慮していない。

電流の測定は、瞬間電流計と溶接機の一次回路に挿入された shunt 抵抗によって測定した。瞬間電流計は溶接電流の平均値を測定する上には便利であるが、通電時間が短い場合や、波形制御を深くかけた場合には誤差が大きくなるので、あらかじめ一枚板に充分な時間 (30 サイクル) 通電し、その時のビジグラフの振幅と瞬間電流

計の読みとを基準にした。すなわち溶接電流は、その時のビジグラフの振幅と基準の振幅との比を基準の電流に掛けることによって求めた。

5.2.3 ねじり試験

本研究においては、圧着部の径を正確に測定する必要がある。十字引張試験や、せん断引張試験は、実際の強さを知る上では有効であるが、板の変形が大きく圧着部を観察する上には不便である。そこで本実験においては、試験片が変形しない方法として、ねじり試験を行なった。

Photo. 3 は、ねじり試験に使用した治具であり、二つの爪を試験片の穴に掛け、ねじり試験機にチャックした軸を静かに回して、ねじり強さを測定した。

この方法により、心配された板の座屈や変形もなく、板面のマクロ的な観察が著しく容易になった。

Photo. 3 Torsional strength test using special attachment

5.3.1 実験結果

以上述べた実験目的、実験方法に基づいて行なった溶接実験の結果を、できるだけ無次元量を用いてまとめ、理論解析との関連について調べた。

5.3.1 通電時間と圧着部径の関係

Fig. 12 と Fig. 13 に本実験から得られた通電時間と、圧着部径との関係の一例を示す。ここで加圧力はプロジェクションにかかる平均圧力が 20kg/mm^2 となるように調節してある。パラメーターの電流はナゲット形成までの時間が 5~30 サイクルくらいに分布するように適当に選んだ。これらの図によると圧着部径は、ある時間で一定値になり、さらに長く通電すると、ある時間で圧着部径は急激に上昇することが解る。

これは初期の板間接触部径が通電後も保たれることを示すものである。また圧着部径が急に上昇するのは、プロジェクションの消滅により、電極の加圧範囲が広がるために起るものと思われる。このように初期の板間接触部径が通電後の塑性化した状態においても保たれるの

Fig. 12 Relation between current flow time and diameter of bonded area

Fig. 13 Relation between current flow time and diameter of bonded area

は、電極による加圧力を半径方向へ伝達するせん断力、塑性化した状態になると、外側に伝わらなくなるためである。これらの現象や、ナゲットの成長機構については後述する。

高電流短時間で溶接を行なうと、電極によるプロジェクトの冷却が間に合わなくなり、表ザリを起し、電極と板との接触面積を一定に保つことができなくなる現象が見られた。高電流短時間溶接において、圧着部径が急激に大きくなっているのはこのためである。

ここで圧着部と呼んでいる部分は、ナゲットとその回りの固相圧接された状態になっている部分のことであり、ナゲットの近くにおいては、Photo. 4 に示すように、拡散によって新しい結晶粒が発生していることがわかる。このように圧着部においては完全に電気的な接触が保たれており、圧着部径と電流通路径とは同一と見なすことができると思われる。

以上のように電流が適当であれば、電流の通路は電極と板厚によって決定されることがわかった。われわれは色々な電極径と板厚の組み合わせについて同様の実験を行ない、電流の通路径と板厚や電極径との関係について

Photo 4 Microstructure of corona bond region

Fig. 14 Relation between the size of the bonded area and the electrode diameter

調べた。ただしここで電流の通路径とは板間接触部における圧着部径のことであり、Fig. 12 や Fig. 13 において圧着部径の一定になっているところの値である。

Fig. 14 に圧着部径 d_c と電極径 d_e の関係を板厚で無次元化して示す。この図によると $d_e/2t$ と $d_c/2t$ との間には直線関係があり、理論解析による接触部径と電極径の関係を表わす線と平行になることがわかる。ここで圧着部径の方が理論解析による接触部径よりやや小さくなるのは、接触抵抗の影響によるものと思われる。すなわち、Fig. 15 に示すような装置を用いて行なった接触抵抗の測定では、Fig. 16 に示すような特性のあることが解った。これによれば、圧力の低いところでは急激

Fig. 15 Measuring apparatus of contact resistance

Fig. 16 Relation between pressure and contact resistance

に抵抗値が大きくなるためほとんど電流が流れないと考えられる。したがって実際の電流の通路は、sheet separation の内側の板間接触部径より小さくなる。また光弾性試験の結果にも見られたように、電極の先端が平坦でないことも理論的な接触部径よりも電流通路径が小さくなっている原因の一つであろう。

前述のように初期の電流通路径が保たれる現象は次のように説明することができる。Fig. 17 (a) に示すように、接触抵抗が低くなっている部分を電流が流れると、(b) に示すように、電流の流れた部分の接触抵抗が消えて、電流の流れる領域は明確になる。そしてその部分が熱膨張を起こすと、(c) に示すように sheet separation を起こすようになり、溶接点以上に温度上昇した部分がナゲットを形成する。二次元モデルの場合の実験と違うところは、三次元の場合には、このナゲットの中の圧力はほとんど電極加圧力と同じ大きさになると考えられる点であって、ナゲットの周辺のコロナボンドと呼ばれるところが軟化してくると、(d) に示すように、これを押し広げようとする。(Photo. 5) そしてさらに軟化するとチリとして外に吹き出す。このように

Fig. 17 Transition of welded part with current flow time

Photo. 5 Metal flow in the outermost region of corona bond caused by nugget expansion. Black part is filled up with resin.

してナゲットは成長し、圧着部はある時間一定に保たれるのである。

5.3.2 加圧力の影響

Fig. 18 に加圧力を変化した場合の通電時間と圧着部径、ねじり強さの関係を示した。これによると圧力が非常に低い場合には、中心の接触抵抗の低い部分の径が非常に小さくなり、この部分に電流が集中して早くから径の小さいナゲットを形成するが、径が小さくチリが発生するために強さが小さい。圧力を非常に高くすると、初期の電流通路が接触抵抗の影響を受けにくくなるため、Fig. 13 に示した電極加圧力 20 kg/mm^2 の場合より、ナゲット径はやや大きくなるが、温度が上昇するとすぐにプロジェクションがつぶれてしまい、電極の加圧範囲が広がってしまう。したがってナゲットを形成するだけの電流密度が得られなくなり、固相圧接のような状態となるため、強さが小さい。加圧力 10 kg/mm^2 で溶接したものは、Fig. 13 に示した加圧力 20 kg/mm^2 で溶接したものとほぼ一致し、ナゲットも良好で強さも強い

Fig. 18 Relation between current flow time and diameter of bonded area and torsional strength with parameters of electrode force

が、接触抵抗の影響で中心に電流の集中化が起こり、初期段階においては小さなナゲットができる。

以上の例に見るように、加圧力は接触抵抗との関連において、溶接結果に大きな影響を及ぼすことが解る。すなわち過大な加圧力は、電極の加圧範囲を広げ電流密度を低下させるので好ましくない。また過小な加圧力は、接触抵抗に影響されやすいので好ましくない。

5.3.3 ねじり試験

前に通電時間と圧着部径について言及したが、強さについてはあまり述べなかったのので、ここで検討を加える。

Fig. 19 は本実験の試験片による通電時間とねじり強さの関係を示す。これによると強電流短時間溶接の方が著しく強さの強いことがわかる。しかしこれは高電流のためプロジェクションがつぶれてしまい、ナゲット径を非常に大きくなったために起きた現象であり、このような強電流短時間溶接は電極チップが汚れやすく適正な溶接条件とはいえない。

Fig. 19 において 5.9 KA で溶接したものは、20 Hz 付近で急激な強さの上昇を示している。これはこの点において、ナゲットが形成され、固相圧接から溶着へと移行するためである。

また一般的に行なわれているせん断引張試験とねじり強さとの関係を調べるために、同一溶接条件で行なった試験片について両方の試験方法で強さ試験を行ない、その結果を Fig. 20 に示した。これによると、せん断引張強さ P と、ねじり強さ M 、圧着部径 d_c との間には

Fig. 19 Relation between current flow time and torsion strength of weld. In parenthesis denotes tesion shear strength in kgs by the theoretical welding conditions.

Fig. 20 Relation between torsional strength and shear strength

$$P = 3M/d_c \quad \dots\dots\dots (4)$$

なる関係のあることがわかる。この関係は、せん断引張試験による破壊を純粋な、せん断による破壊と考えた場合の塑性計算結果とも一致する。

このように、ねじり試験もせん断引張試験と同様にスポット溶接の強さ試験法として用いることができることが確められた。ねじり試験は式(4)からも解るように、溶着部の大きさに敏感に影響されるので、溶接条件を決定する上に非常に有効である。

6. 適正溶接条件の誘導

スポット溶接における適正な溶接条件とは、強さ、外

観、電極などの耐久性、必要エネルギーの経済性などを最適にすることであるが、強さは接触部径ないしはナゲットの大きさが決まると決まるものであるから、電極の形状を式 (3) によって求めればよい。他の条件はナゲットを形成するのに充分な電流を適当な時間流すことである。次にこの条件について検討する。

前述の計算結果と実験結果から、板間接触部における電流通路面積が、電極径、板厚などによって決定されることがわかったので、理論的に電流密度分布を考慮した熱伝導計算が行なえるのであるが、正確な電流密度を求め熱伝導を計算するには、電子計算機によらなければならない。そこで板間接触部における抵抗発熱がすべて温度上昇になると考えて理論計算を行なう。この仮定は、軟鋼のスポット溶接の場合には、電極と板との接触部の発熱が大きいことや、電極と板の間の熱伝達がよくないことなどを考えると意外に正しい。例えば、板厚 2 mm の軟鋼板を電流密度 2.3×10^4 A/cm² で溶接する場合 (これは RWNA の A 条件を本研究の電極径と板厚の関係より計算した値)、板の表面を 0°C に保たれているとして溶融点に至るまでの時間を計算すると、 $s = 0.31$ sec であるが、板の表面が断熱として計算しても $s = 0.24$ sec となり、境界条件の両極限を比較しても、さほど差のないことがわかる。ただし、ここでは物理量として Table 1 に示す値を用いて計算を行なっている。

Table 1 Physical properties of mild steel

Items of physical properties	Numerical values
Specific heat c	0.16 cal/g°C
Specific resistance ρ	0.15×10^{-4} Ω·cm
temperature coefficient of electric resistance α	6.7×10^{-3} /°C
density γ	7.6 g/cm ³
melting point θ	1500°C

(From Metals Handbook)

式 (3) よりナゲットが形成される板間接触部における電流の通路径が、 $d_c = d_e + kt$ で与えられているから、この部分の電流密度 i は

$$i = \frac{I}{\pi d_c^2/4} = \frac{I}{\pi (d_e + kt)^2/4} \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。ここで I は溶接電流である。

一方、発熱がすべて温度上昇になる場合には、抵抗の温度係数を考慮すれば、次の方程式が成立する。

$$cr \frac{\partial \theta}{\partial s} = (\alpha \theta + 1) H \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで θ ; 温度, c ; 比熱, r ; 密度, s ; 時間, α ; 抵抗の温度係数, H ; $\theta = 0$ における単位時間、単位体積当りの発熱量である。

ただし、融解熱は軟鋼を対象とする場合、溶融点までの温度上昇に必要な熱量の 20% 程度であるが、溶融時固有抵抗の上昇による発熱量の急激かつ大幅な増加を考慮すると、融解までに必要な時間には、さほど影響はないので、ここでは、融解熱を無視することとする。

$s = 0$ において、 $\theta = 0$ として、これを解くと

$$s = \frac{cr}{\alpha H} \ln(\alpha \theta + 1) \quad \dots\dots\dots (7)$$

これに Table 1 に示す物理量を代入すると、溶融までに要する時間は、軟鋼の場合

$$s = 1.214 \times 10^4 / i^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。

ここで、現在一般に推奨されている標準的な溶接条件⁴⁾と式 (8) を比較してみると Fig. 21 のようになる。ただし、ここで各溶接条件における電流密度は溶接電流、通電時間、電極先端径を式 (5) に代入し、前述の実験結果より $k = 0.8$ として計算したものである。

Fig. 21 Relation between welding time and current density

これによると、長時間溶接においては、式 (8) は電流がやや大であることを示し、短時間側で電流が不足することを示している。しかし、式 (8) は全体的によく標準溶接条件と一致しており、境界条件や融解熱を無視したことにより、やや電流が不足気味になることを考慮すれば、充分実用に耐えるものと思われる。短時間側では、板が薄いために電極に逃げる熱などを考慮すれば、発熱量がすべて温度上昇となると仮定している溶接電流の理論値が低目になるのはうなずけるであろう。

そこで式 (5) を代入して、理論溶接条件を求めると、

$$s = 7.63 \times 10^7 (d_e + 0.8t)^4 / I^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。(ここで d_e , t の単位は cm となっている)

以上のようにして軟鋼の溶接条件を表わす式 (9) が得られた。ただし、これは電極への熱伝導を無視したものであるから、実際にはやや高目の電流か、やや長目の通電時間を選ぶべきである。また、通電時間を非常に長

くする場合には、電極への熱伝導を考慮しなければならなくなり、安藤、中村らが示した⁵⁾ように熱時間定数を考慮する必要がある。

式(9)によれば、通電時間は、電流の2乗に逆比例し、電極径と板厚の一次式の4乗に比例することになるので、スポット溶接においては、電極形状が非常に重要な要素であることがわかる。

本研究においては、軟鋼についてのみ実験や計算を行ったが、他の金属についても同様にして適正溶接条件式を得ることができるであろう。

7. 結 論

抵抗スポット溶接において最も重要な、板間接触部の接触径を、弾性論によって求め、光弾性実験と比較した。また接触抵抗の測定、特殊試験片による溶接実験を行ない、実際の溶接結果と理論計算値とを比較し考察を行なった。またナゲット径の観察に都合のよいねじり試験法を開発し、せん断引張試験、十字引張試験と比較を行なった。これらの結果、適正溶接条件を決定する式(9)を得ることができた。また式(9)が標準溶接条件とよく一致することが確められた。

このように、弾性計算による板間接触部径から求めた式が、通電後の軟化した状態を経過する場合にも適用できるのは、板の熱膨張によって sheet separation が保たれ、初期の電流通路があまり広がらないためであることを確認した。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、大阪大学名誉教授安藤弘平氏をはじめ、電元社、中村孝氏、浜崎正信氏、小保方貞夫氏から賜った温いご忠告、ご指導に深謝します。また実験、計算においては、当時、早稲田大学の学生であった、岡田正宏、内田 孝、中山信二、浜崎 宏の諸氏に、また計算および図面の整理等には、元大学院学生、大森泉氏および現大学院生中島松重氏に多大のご助力を頂き、心より感謝します。

付 録

1 式(2)の誘導

式(1)は Filon によって導かれており、文献³⁾に示されているので、ここでは再記しない。一方式(2)は文献(6)に無限幅の場合をハンケル変換によって解く方法が示されているが、本研究においては有限幅の問題としてフーリエベッセル級数に展開したものをを用いたので、ここにこれを述べる。

軸対称弾性においては、応力関数 ϕ を

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}\right) = 0 \quad (s-1)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu r^2 \phi - \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right) & \sigma_\theta &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu r^2 \phi - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \\ \sigma_z &= \frac{\partial}{\partial z} \left[(2-\nu) r^2 \phi - \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right] \\ \tau_{rz} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[(1-\nu) r^2 \phi - \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (s-2)$$

および境界条件を満足するように見つければよい。

Filon に倣って、応力関数を次のように仮定する。

$$\phi_1 = f_1(z) J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-3)$$

ここで $f_1(z)$ は z の関数、 J_0 は0次のベッセル関数、 k は定数である。

式(s-2)を式(s-1)の右側のカッコの中に代入すると

$$f_1''(z) - k^2 f_1(z) = 0$$

これより

$$f_1(z) = A'e^{ks} + B'e^{-ks} \quad A', B' \text{ は定数} \dots\dots\dots (s-4)$$

が得られる。式(s-3)から次式は式(s-1)を満足する。

$$\phi_1 = (A'e^{ks} + B'e^{-ks}) J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-5)$$

また式(s-1)は重調和方程式であるから

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = (A'e^{ks} + B'e^{-ks}) J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-6)$$

を満足するもまた式(s-1)の解である。これを解くと

$$\phi_2 = \left\{ \frac{1}{2k} (A'e^{ks} - B'e^{-ks}) z - (A'e^{ks} + B'e^{-ks}) \right\} \times J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-7)$$

したがって一般解は次のようになる。

$$\phi = \left[\frac{1}{2k} \{ A \cosh(kz) + B \sinh(kz) \} z + C \sinh(kz) + D \cosh(kz) \right] J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-8)$$

境界条件として

$$z = +t \text{ で } \tau_{rz} = 0 \quad \sigma_z = -P_1 J_0(kr)$$

$$z = -t \text{ で } \tau_{rz} = 0 \quad \sigma_z = -P_2 J_0(kr)$$

とすれば、

$$\begin{aligned} A &= -(P_1 + P_2) \frac{2 \sinh(kt)}{k \sinh(2kt) + 2k^2 t} \\ B &= -(P_1 - P_2) \frac{2 \cosh(kt)}{k \sinh(2kt) - 2k^2 t} \\ C &= (P_1 + P_2) \frac{2 \nu \sinh(kt) + k \cosh(kt)}{k^3 \sinh(2kt) + 2k^4 t} \\ D &= (P_1 - P_2) \frac{2 \nu \cosh(kt) + k \sinh(kt)}{k^3 \sinh(2kt) - 2k^4 t} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (s-9)$$

$P_1 = P_2 = P$, $z = 0$ の場合、 σ_z は次のようになる。

$$\sigma_z = -2P \left[\frac{\sinh(kt) - kt \cosh(kt)}{\sinh(2kt) + 2kt} \right] J_0(kr) \quad \dots\dots\dots (s-10)$$

一方、電極による加圧力分布が Fig. 4 に示すように矩形形状の場合にはフーリエベッセル級数に展開すると次式のようなになる。

$$[\sigma_z]_{z=t} = \sum_{m=1}^{\infty} a_m J_0(k_m r) \quad \dots\dots\dots(s-11)$$

$$a_m = \frac{-2q}{[J_1(\lambda_m)]^2} \cdot \left(\frac{a}{R}\right) \cdot \frac{1}{\lambda_m} \cdot J_1\left(\frac{a}{R} \lambda_m\right)$$

$$k_m = (\lambda_m/R) \quad \lambda_m; J_0 \text{ の } m \text{ 番目の 0 点}$$

式 (s-10) および式 (s-11) より、 $z=0$ における圧力分布は

$$[\sigma_z]_{z=0} = -4q \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{[J_1(\lambda_m)]^2} \cdot \frac{a}{R} \cdot \frac{1}{\lambda_m} J_1\left(\frac{a}{R} \lambda_m\right) \\ \times \left\{ \frac{(\lambda_m t/R) \cosh(\lambda_m t/R) + \sinh(\lambda_m t/R)}{\sinh(2\lambda_m t/R) + 2\lambda_m t/R} \right\}$$

$$\times J_0\left(\frac{\lambda_m r}{R}\right) \quad \dots\dots\dots(s-12)$$

となり、式 (2) を得る。

参 考 文 献

- 1) 佐藤, 片山, 阿部: “点溶接の温度分布と酸化膜の Breakdown について”, 本会誌, 39巻 (昭45), 1号
- 2) J.A. Greenwood: “Temperatures in Spot Welding” British Welding Journal, June 1961
- 3) Timoshenko, Goodier: “Theory of Elasticity” 2nd Ed. McGraw-Hill p. 50
- 4) 溶接便覧, 丸善, 1966, p. 432
- 5) 安藤, 中村: “点溶接における通電加熱冷却に関する熱時間定数について (第1報)”, 本会誌, 26巻 (昭32), 12号
- 6) Iam N. Sneddon: “Fourier Transforms” McGraw-Hill p. 412

Hangarian Member Society は1973年1月1日より下記のように変わりましたのでお知らせ致します。

Cépipari Tudományos Egységlet
(Scientific Society of Mechanical Engineers)
Szabadság Tér. 17
1372 BUDABEST 5
B.P. 451
Hungary/Hongrie.