

文献調査委員会

溶接接合部の静的試験と疲労試験
—DIN 4100 の改訂に関連して—

Der Stahlbau/星 正明

流砂の問題に関する経済的な考え方

Proc. of A.S.C.E., HY/田畑 茂清

現地の風波と実験室の風波の比較

Jour. of Marine Research/木原 力

一様勾配の浜における沿岸流の流速分布

Jour. of Marine Research/渡辺 晃

溶接接合部の静的試験と疲労試験

—DIN 4100 の改訂に関連して—

“Statische Versuche und Dauerversuche
mit geschweißten Stabanschlüssen”

Klöppel, K. und Petri, R.

Der Stahlbau, 38, Heft 5,

pp. 129~140, Mai (1969)

(1) はじめに

新しい DIN 4100 “主として静荷重を受ける溶接構造物” は今までのものと多くの点において異なっている。なかでも溶接に対して許容応力を高くしているのが顕著である。改訂に際して新しい規格案の実験的裏付けのために一連の試験が行なわれた。そのうちダルムスタット工大において行なわれた試験がここに述べられている。

(2) 隅肉溶接接合の耐力試験

この試験では、おもに部材断面が非対称であるときに隅肉溶接の強度が低下するかどうかを明らかにしようとした。このために、図-1 に示されているような L 型部材をガセットプレートに隅肉溶接した試験体が製作された。材料はすべて St 37 であった。系列 1 はさらに 4 つの形式に分れていた。1.1 は等しい 2 つの側面隅肉溶接 (① と ②) から成っていた。1.2 では 2 つの隅肉溶接の重心線がほぼ部材軸に一致するようにされていた。1.3 では 2 つの等しい側面隅肉溶接 (① と ②) と 1 つの前面隅肉溶接 (④) から成っていた。1.4 では前面隅肉溶接はガセットプレート端 (③) にあった。系列 2 では複断面の場合が取り扱われていた。2.1 は等しい 2 つの側面隅肉溶接を有し、2.2 では溶接の重心線が部材軸に一致するようにされた。系列 3 では溶接長さ l が 30, 60, 90, 120 mm に変化させられた。

図-1 隅肉溶接接合試験体

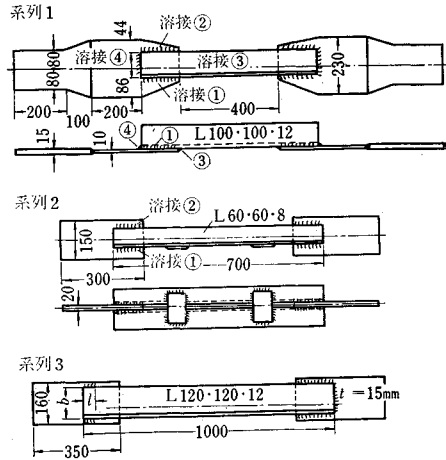


表-1 隅肉溶接接合試験結果

系列	形式	F (cm ²)	P (t)	$\tau = P/F$ (t/cm ²)
1	1.1	10.98	42.9	3.90
	1.2	12.51	46.9	3.74
	1.3	8.91	36.6	4.11
	1.4	8.20	38.5	4.69
2	2.1	17.08	49.9	2.91
	2.2	16.57	53.1	3.21
3	3.1	5.43	21.5	3.96
	3.2	5.61	20.0	3.56
	3.3	8.66	27.0	3.12
	3.4	13.91	44.0	3.16
	3.5	16.28	53.5	3.29

試験結果を表-1 に示す。値は系列 1 については 3 つの試験体の、系列 2 については 2 つの試験体の平均値である。試験体 1.1 と 1.2 および 2.1 と 2.2 とを比較することにより、いまの場合、2 つの側面隅肉溶接の面積が等しいかあるいは部材軸からの距離に逆比例しているかということ、実際には重要ではないということが導かれる。系列 3 の試験からは強度という点に関しては溶接の最小長さの制限は不必要であるということが示された。系列 2 および 3 が比較的低い値を示しているのは溶接面積の算定が不正確であったためと考えられる。

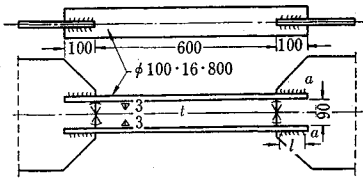
試験体 1.1 についてのひずみ測定から側面隅肉溶接 (① と ②) に作用する力を求めると、 $P_1/P_2 = 5.75/4.25$ となりかなり平均化して力を分担していることがわかる。同様に試験体 1.2 についてせん断応力を求めると溶接 ② における方が多少大きくなっている。これは部材力 P が部材軸から溶接 ② の方へずれて作用していることによる。

(3) 突合せおよび隅肉溶接接合の耐力試験

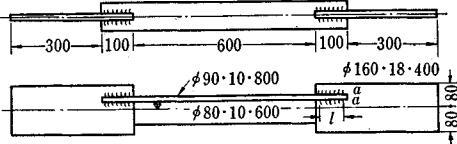
突合せおよび隅肉溶接が 1 つの接合に混在しているとき、1956 年の DIN 4100 によれば、隅肉溶接断面積は

図-8 突合せおよび隅肉溶接接合試験体

系列1 I-断面



系列2 ⊥-断面



その1/2だけ計算に入れられることができた。この規定の検討のために以下の試験が行なわれた。

試験体は図-8に示されている。系列1はSt37のI断面をした試験体で、ウェブ厚、溶接長および、のど厚が変化していた。系列2はSt37およびSt57の⊥断面をした試験体で、突合せ溶接はすべて同一で隅肉溶接の寸法が種々変えられた。

結果は表-3にまとめて示されている。系列2の値は3つの試験体の平均値である。

ν は新しいDIN4100において隅肉溶接に対して定められた許容応力 1350 kg/cm^2 (St37), 1700 kg/cm^2 (St52) をもとにして計算された安全率を表わしている。第7列以降は隅肉溶接が1/2だけ計算に入れられたときについて扱っている。

St37のほとんどの試験体はまず側面隅肉溶接が破断し、最終的には突合せ溶接近傍の母材で破断した。これに対しSt52では最終的には、突合せ溶接自身で破断した。これは突合せ溶接が十分溶け込んでいないためであ

った。

式 $F = F_S + 0.5 F_K$ によって計算された値は、表-3からわかるように、系列1について大きなばらつきを生じる。もっと重要なことは、この式による計算では不必要に高い安全性をもつ接合が得られてしまう。隅肉溶接のほうが突合せ溶接よりも変形しやすいから、この式はかならずしも非論理的ではないが、実験が示すように、この差は耐荷力に大きな影響を与えない。したがって、考慮される必要はない。一方 $F = F_S + F_K$ による計算値は試験結果とよく一致し、かつ十分な安全性を有していた。

部材力が突合せ溶接と隅肉溶接へどのような割合で分担されるか検討するために、St37の試験体についてひずみが測定され、溶接応力が計算された。系列1では隅肉溶接面積が大きくなるにしたがって隅肉溶接応力 τ_K と突合せ溶接応力 σ_S の比が小さくなるのが認められたが、直接耐荷力には影響を及ぼさなかった。系列2では τ_K は常に σ_S より小さかった。これは一部は隅肉溶接の方が変形しやすいためでもあるが、隅肉溶接がガセットプレート端から平均約2cm離れて始まっていたということも本質的な影響を与える。

(4) 隅肉溶接接合の疲労試験

新しいDIN4100では、許容応力の8割以上で使われる断面では、横溶接は許されないという規定は廃止された。この改訂に際し、DIN4100の適用範囲にある構造物は動荷重の作用も受けるから、引張領域における横溶接が、くり返し荷重によってどれくらい強度を低下させるか検討しなければならないということがいわれた。そこで最も不利な荷重サイクルとして $\kappa = \min \sigma / \max \sigma = 0.5$, $N = 100000$ を仮定して、一連の疲労試験を行なった。

図-16に試験体が示されている。系列Aは2つの等

表-3 突合せおよび隅肉溶接接合試験結果

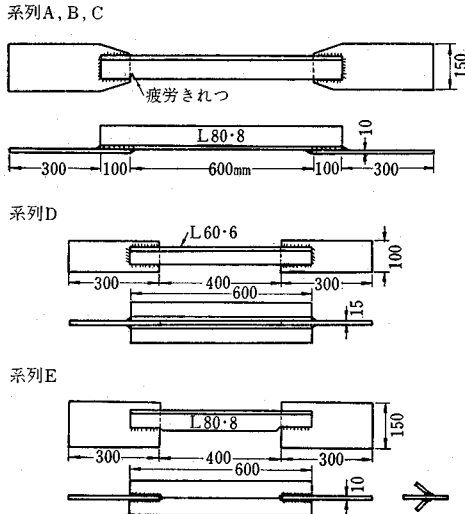
番号	F_K (cm^2)	$F = F_K + F_S$ (cm^2)	P (t)	$\sigma = P/F$ (t/cm^2)	$\nu = \frac{\sigma}{\sigma_K}$	$F' = \frac{1}{2} F_K + F_S$ (cm^2)	$\sigma' = P/F'$ (t/cm^2)	$\nu' = \frac{\sigma'}{\sigma_S}$	
I-断面 St 37	1.1	6.87	19.47	73.8	3.80	2.82	16.04	4.60	3.41
	1.2	12.55	21.55	85.2	3.96	2.93	15.28	5.57	4.13
	1.3	14.44	19.84	74.0	3.73	2.76	12.62	5.86	4.34
⊥断面 St 37	2.1	5.69	13.69	53.3	3.89	2.88	10.85	4.92	3.64
	2.2	7.49	15.49	53.2	3.63	2.69	11.74	4.79	3.55
	2.3	9.33	17.33	60.5	3.49	4.59	12.66	4.77	3.54
	2.4*		15.2	61.7	4.06	3.00			
⊥断面 St 52	2.1	6.68	14.68	67.7	4.61	2.71	11.34	5.97	3.51
	2.2	8.65	16.65	69.0	4.14	2.44	12.33	5.60	3.30
	2.3**	7.66	15.66	71.0	4.54	2.67	11.83	6.00	3.53
	2.4*		15.2	74.3	4.89	2.88			

* 3体とも突合せ溶接で破断。この場合の F は部材断面積である

** 3体のうち2体は突合せ溶接で破断

F_K : 隅肉溶接面積 F_S : 突合せ溶接面積 P : 破断荷重

図-16 疲労試験体



しい側面隅肉溶接（縦溶接）を有し、系列Bではその他に前面隅肉溶接（横溶接）があった。系列Cでは前面隅肉溶接はガセットプレート端にあった。試験体は各系列について8体ずつ製作された。溶接総面積は 12 cm^2 で部材断面積に等しかった。系列Dでは複断面の4つの試験体が扱われた。系列Eの試験体は部材端がガスで切り裂かれてそこにガセットプレートがさし込まれて溶接されていた。材料はすべて St 37 ($\sigma_y = 3110 \sim 3640 \text{ kg/cm}^2$, $\sigma_B = 4080 \sim 4690 \text{ kg/cm}^2$) であった。

試験結果をプロットしたのが 図-20~22 である。結果の量的な評価に際しては応力は公称応力 P/F であることに注意しなければならない。疲労破断点での実際の応力は系列 A~C および E の試験体では、部材軸と接合重心とのずれのためにもっと大きい。図から系列AとBはほぼ同程度の疲労強度を有し、系列Cはこれに比べて著しく大きくなっているのがわかる。このことから疲労を考慮して引張りを受ける部材で横溶接を禁ずるのは意味がない。系列CがA, B に比べて著しく大きい疲労強度を有するのは、最も危険な場所が側面隅肉溶接端の

図-20 系列 A, C についての S-N 線図

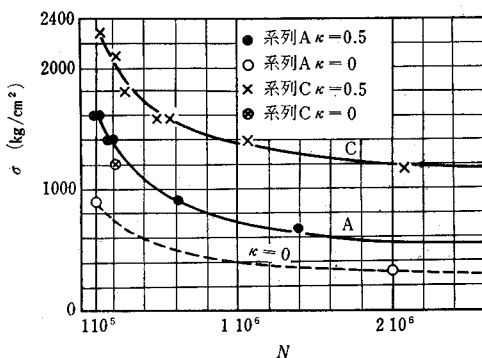


図-21 系列 B, C についての S-N 線図

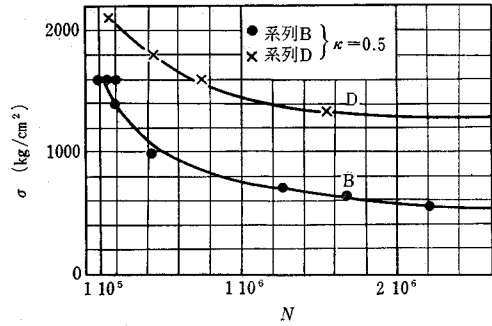
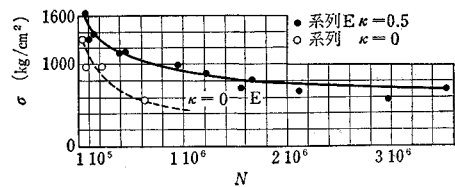


図-22 系列 E についての S-N 線図



ガセットプレートになったためだと考えられる。図-21 から系列AおよびBの低い疲労強度は単断面であるためだとわかる。

(図・表番号は原論文の番号を使用した)

(委員 星 正明)

流砂の問題についての経済的な考え方

“Sedimentation Engineering Chapter VI
Economic Aspects of Sedimentation”

The Task Committee for Preparation of Manual
on Sedimentation

Proc. of A.S.C.E., HY, Vol. 95, No. 1, pp. 191~206,
January (1969)

第1章で、土砂移動に関する諸問題が論じられた。また第7章では、それに関連する法律について論じられる予定である。本章では、それに続く土砂の経済的問題について論じている。

第1章で、災害防止費および災害復旧費の一例をあげたが、これはほんの一例で、洗掘・堆積による損害を見積るには十分でなかった。洗掘・堆積による損害の見積りは非常にむずかしい。その原因は、土砂問題の形態が多様で、損益の算出の場合の単価が全部違うからである。

例えば、地質学的にいえば、傾斜地はすべて侵食される。それが農業活動等で人工が加わると、著しく侵食量が増加する。この結果生ずる経済的損害および行為の制限による損害等が、農業経済にも考えられてよいのである。また、ミシシッピー川は、堤防を侵食する一方、その侵食した土砂で新しい堆積地を作るものなのである。

経済的にみれば、「侵食のされやすさ」を示す指標は、地価であり、危険が大きいほど、地価が安くなる。このように、「侵食」というものが、経済におよぼす影響というのは、毎年の資本の損失が増えることである。

しかし、堆積現象も侵食現象も、一般的でかつ超自然的であるので、経済的評価がなかなかされにくいものである。そのため、経済的見地からみて、たびたび省略される傾向がある。

しかしながら、世界を見回すと、中近東やユーゴスラビアの石灰岩地帯や花こう岩地帯等のように長時間かかって、経済的に全く無価値になってしまったところもあれば、合衆国南東部の海岸地域のように、急激な侵食のために農業活動を断念せざるをえなくなったところもある。

(1) 地面侵食について

地面侵食による経済的損失は、多くの場合、① 肥よく度の減少および肥料によって、もとにもどすに要する価格、② 侵食土砂量、の二つで表現している。さらに砂防工事による効果算定は、その地域の利益にのみ限っていえば、農産物の増収量で示される。

合衆国農政局のデータによれば、74万km²の地域で平均年間ヘクタールあたり6.2ドルが砂防工事による農産物の増収となっている。もちろん、これは全国的な平均値であり、当然流域ごとにちがってくる。

このほかに、農業経済活動（流通・市場などすべてを含む）の停滞による経済損失も考えられる。

(2) 土砂の堆積について

土砂の堆積による損失は、ブラウンによれば合衆国では年間約17000万ドルといわれている。他にも種々の推定値があるけれども、いずれも、ダムや堆砂や農地への土砂堆積等、おもなる要因がおちている。そこで、これらの要因もつけ加えて推定してみると、ほぼ次のようになる。

① 不毛物質の堆積、河床上昇による侵水および氾濫原の洗掘等による損失は約5000万ドルである。この数が大きい原因は、土砂害が累積的であるのに対して、洪水害が回帰的であることによるのではないだろうか。

② 貯水池内への土砂堆積による損失は約5000万ドルである。1940年以後のダムへの国民投資総額は約10億ドルであったから、損失率は年平均約1%になる。これは、ダム建設費の上昇および低価格でできるダムサイトが少なくなっている関係上、今後増加の一途をたどるであろう。

③ 排水事業の資本価格の保持に1700万ドル、かんがい事業の保持に1000万ドル（これはかんがい事業の

操作・保持費用の約1/4である）、港湾・湾内水路の保持に1200万ドル、濁水の浄化に500万ドルである。

④ 街路・道路上の堆積土砂の除去および河床上昇による洪水水位の増加等の損失は、少なくとも全洪水損害の20%（約2000万ドル）になる。「上流部の洪水被害が相対的に高くなっているのが、街路・家財等からの土砂の除去による」ということを利用して算出したものである。

(3) 沖積河川について

沖積河川の性質は、流量・河幅・河床勾配・土砂濃度・粒径・粒度分布によって決まる。

河川に最も重要なことは、河川の安定性(stability)である。これは、堤防位置を保持し、河床が上下しないということであり、河川の流量・幅・河床勾配・土砂濃度・粒径などによって影響される。ある場合には利益となる場合もあるが、普通は損害となる。沖積河川におけるすべての水理学的問題は原則的には土砂の動きに関係しているのである。河川にもっとも大きな変化を与える構造物はダムである。このダムによる下流の河床低下は流砂の大きい河川ほど明らかにあらわれる。

「うね」をつくるような農業生産形態のもとでは、侵食量が増加するのは当然であり、道路が建設されるとガリー侵食が、氾濫原では、洪水と侵食が、自然河川が洗掘されると、砂堆ができるのは当然なのである。

このような反作用は、すべての自然界で、有害ではあるけれど、予知できるものは、災害とはほとんどいわれない。むしろこれらの反作用は、初期の作用によってもたらされる利益と自然界の損失とをあわせ考えていくべきである。

よって土砂問題をとりあつかう技術者は次のことがらに注意すべきであろう。

① 問題の核心を見きわめ、結果の一部が不利益になる可能性を予見すること。ときには、原因と結果が、上級技術者にもわからない場合がある。「平地農法を傾斜地で応用することはよくない」ということはすべての人に明らかなようであるが、実際には、このような不合理なことが、たびたび行なわれている。

② 望ましくない影響をやわらげるために、できるだけ望ましい目的をもった計画案を作成すること。

③ 望ましくない反作用を、コントロールできる手段を用意しておくこと。それゆえ、技術者は、常に問題を認知し、その目的を遂行するための適当なプランを用意し、その計画に含まれるすべての費用を査定することが必要である。

(委員 田畑 茂清)

現地の風波と実験室の風波の比較

“Comparison Between Wind Waves at Sea and in the Laboratory”

Hess, G.D., Hidy, G.M. and Plate, E.J.

Journal of Marine Research,

Vol. 27, No. 2, pp. 216~225, May (1969)

(1) 概要

大気と海の相互作用は、両者の運動量、熱量、湿度を決定するのみならず、風波および吹送流の生成を支配するので非常に重要である。しかしながら現在まで、このメカニズムの一部が理解されているにすぎない。その理由は近代流体力学理論の妥当性をテストするための現地波の実測記録の欠如に帰因しているといえよう。しかし、現地において高精度の記録を得ることは特に困難である。こうしたことから科学者の中には実験室において、現地に相似な系を用い信頼性のある、かつ再生可能な記録を得ようとするものも多い。ただし実験室においては、大気と海の相互作用は現地に比べずっと小さい系で行なわれるので、大部分の研究者達は、実験室の結果が地球物理学的な現象へ適用できないと見なしてきた。

当論文の目的は、実験室において風洞水路の風のみによって起された風波の代表的な統計的性質を現地波のそれと比較することである。結果は実験室の波が現地波と類似していることがわかった。

(2) 実験

実験はコロラド州立大学の風洞水路で行なわれた。風洞の入口近くに床に固定したアルミニウム製プレートを設置した。これはできるだけなめらかな遷移を得るためのもので、その高さは平均水面に一致せしめた。水面変動の測定には容量型ゲージを使用した。これは非常に鋭敏で、10 ミクロン以下の水位変動および0~30 Hzの周

波数の測定が可能である。水位の時間的変化は Brush recorder で記録した。のちにデジタル化されたこれらの記録は computer を用いて解析された。ここで述べる計算結果は次のものである。

① 平均波高と2乗平均の平方根 (root mean square) の波高, 1/3 最大波高, 1/10 最大波高間の相関曲線

② 振幅 $\phi(\eta)$ の周波数スペクトル

波の統計にはスペクトルピークの周波数に等しい 100 波以上を sample として計算した。その記録は $\Delta t = 0.025$ 秒の sampling 間隔でデジタル化された。

(3) 結果および結論

空気流は壁に対する対数則でよく相関づけられた。定常な風のもとに、実験水路で起こされた波は波長 1~25 cm 水面変動の標準偏差は 0.01~2 cm であった。容量型ゲージで得られた連続 100 波以上の記録から計算した確立分布は、風波の振幅がほとんどガウス分布であることを示した。

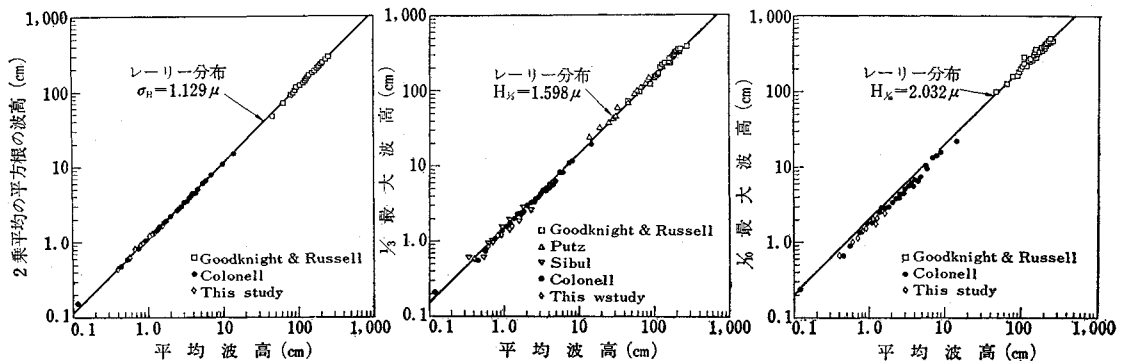
Longuet Higgins 等は、水位変動記録における最大値の確立分布に対する理論的な表現式を与えた。波のスペクトルが一つの狭い周波数帯に集約されると仮定すると、その確立分布はレーリー分布に帰する。すなわち、最大値の確立密度は式(1)で表わされる。

$$P_r \left[\frac{\eta_{\max}}{\sigma_n} \right] = \frac{\eta_{\max}}{\sigma_n} \exp \left[-\frac{\eta_{\max}^2}{2\sigma_n^2} \right] \dots \dots \dots (1)$$

ここに η_{\max} は最大水面変位, σ_n は水面変位の標準偏差を表わす。波高 H は $2\eta_{\max}$ なる関係を考慮すると、式(1)を用いて平均波高に対する波高の標準偏差, 1/3 最大波高, 1/10 最大波高等の関係を計算することができる。

図-1 に現地における Goodnight, Russell および Putz の研究, それに風洞水路における Sibul および Colonell の研究と今回の結果を示す。この図から現地波および実験室の波はともにレーリー分布をなすことがわかる。ただし 1/10 最大波高の実験室の結果に対し

図-1 風洞水路および現地波の平均波高間の理論的關係の比較



てはレーリー曲線からの系統的な偏差がある。これは実験では波がわずかの fetch でひき起されるという制約に帰するようと思われる。

多分、波の振幅のスペクトルは海洋学者にとって平均波高の関係以上に興味深いものに違いない。実験水路で得られる最長 fetch は約 7 m であり秒速 10 m の風によって引き起される波は現地の波にほぼ等しい。図-2 に比較のため、本実験結果と現地波に対する測定結果を示した。図中の実線は-5乗の直線を表わす。これは Phillips の equilibrium spectrum に対する理論式(2)に一致する。

$$\phi(n) = \beta g^2 n^{-5} \dots\dots\dots(2)$$

多くの現地波に対する実測記録によれば、 $\beta = 1.17 \times 10^{-2}$ とされている。この値はわれわれの実験結果 $\beta = 2.0 \times 10^{-2}$ にほぼ等しい。fetch が 100 km 以下のすべての結果を総合してみると $\beta = 1.17 \times 10^{-2}$ を使った Phillips 曲線より系統的に高いスペクトル密度を有する傾向を持つ。これらの資料から β 自身は fetch に関する弱い関数であるように思われる。図-2 の風洞実験の結果は Phillips 曲線から系統的な正の偏差があることを示す。これは風による表面流の形成が影響している。

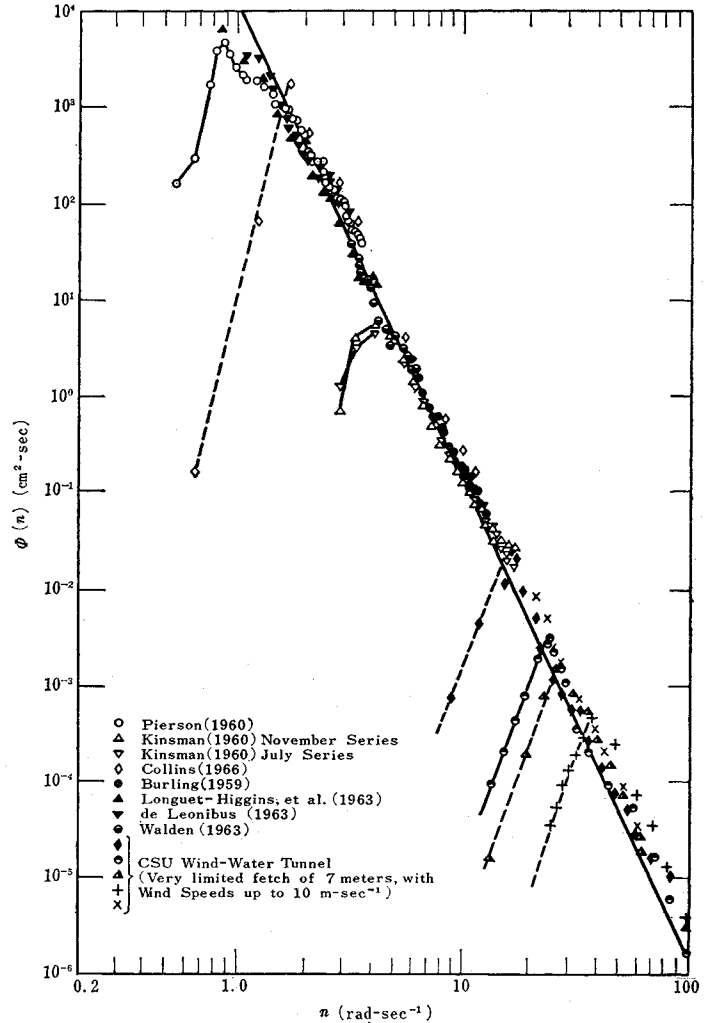
当論文で示された記録は、風波が大ききおよび原点に無関係に一樣に振舞うことを示す。また平均波高や振幅のスペクトルのような統計的な関係は、実験波と現地波の間で非常によい相関が得られた。特にスペクトルの類似性により、風洞水路でたとえば構造物に作用する波圧のような比較的単純な動的な実験が発展する可能性を示唆しているといえよう。(委員 木原 力)

一樣勾配の浜における沿岸流の流速分布

“The Generation of Longshore Currents on a Plane Beach”
Bowen, A.J.
Jour. of Marine Research,
Vol. 27, No. 2, pp. 206~215, May (1969)

(1) 緒 論

図-2 実験波と現地波のスペクトルの比較



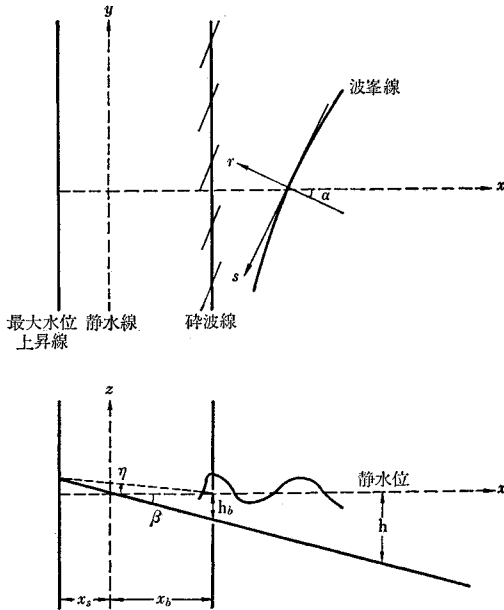
Longuet-Higgins と Stewart (1964) が波の存在による運動量の増加分として定義した radiation stress の概念を用いると、入射波に伴う運動量の flux が浜近くの全領域で簡単な形で定められる。砕波帯における波の挙動や粘性力について適当な仮定をすれば、radiation stress の勾配が定まり、沿岸流の流速分布が運動方程式から理論的に求まる。

(2) 運動方程式

取扱いを簡単化するため、流れの条件について次の仮定を行なう。① 流れは定常的、② 水は一樣で非圧縮性、③ 圧力 p は静水圧で $p = \rho g(\bar{\eta} - z)$ 、ただし $\bar{\eta}$ 波が存在するときの平均水位と静水位の差、④ コリオリの力は無視、⑤ 流れは十分に小さく、波との相互干渉は無視できる。

浅海域での運動方程式と連続の式は、図-1 に示す記

図一 岸近傍の平面図と断面図



号を用いて次のように表わされる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + R_x + \tau_x \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + R_y + \tau_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [u(\bar{\eta}+h)] + \frac{\partial}{\partial y} [v(\bar{\eta}+h)] = 0 \quad (3)$$

ただし、 $u(x, y)$ と $v(x, y)$ は水深平均流速、 R_x と R_y は摩擦項、 τ_x と τ_y は radiation stress のテンソル S による応力項である。

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+h)} \left[\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right] \\ \tau_y &= -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+h)} \left[\frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} \right] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

沿岸方向に運動が一樣であるとする、 y に関する微分はすべて 0 となり、式 (3) より $u(x, y) = 0$ 、また $v(x, y) = v(x)$ 、 $\bar{\eta}(x, y) = \bar{\eta}(x)$ 、 $h = h(x)$ 、さらに $u = 0$ なら $R_x = 0$ としてよいであろうから、運動方程式は、

$$g \frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+h)} \cdot \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \quad (5)$$

$$R_y = \frac{1}{e(\bar{\eta}+h)} \cdot \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} \quad (6)$$

となる。

(3) Radiation Stress の形

Longuet-Higgins と Stewart によれば、radiation stress のテンソルは、波のエネルギーを E 、波数を k として、

$$S = \begin{pmatrix} S_{rr} & S_{rs} \\ S_{sr} & S_{ss} \end{pmatrix} = E \cdot \begin{pmatrix} \frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{kh}{\sinh 2kh} \end{pmatrix}$$

で与えられ、浅海では特に $S = E \cdot \begin{pmatrix} 3/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix}$ となる。

波の入射角を α とすれば、テンソルの変換法則を用いて、

$$S_{xx} = \cos^2 \alpha \cdot S_{rr} + \sin^2 \alpha \cdot S_{ss} \quad (7)$$

$$S_{yx} = -\sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot (S_{rr} - S_{ss}) \quad (8)$$

特に浅海では、

$$S_{xx} = E/2 \cdot (3 - 2 \sin^2 \alpha) \quad (7')$$

$$S_{yx} = -E \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \quad (8')$$

したがって、式 (6)、(8) より、

$$R_y = -\frac{1}{e(\bar{\eta}+h)} \cdot \frac{d}{dx} [\sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot (S_{rr} - S_{ss})] \quad (9)$$

次に領域を砕波帯の外と内の二つに分けて考える。砕波帯の外部では、水位降下 $\bar{\eta}$ は微小であり、 $\bar{\eta}+h \approx x \cdot \tan \beta$ 、また、この領域では、エネルギーは保存されエネルギー伝達率は不変としてよいから、

$$ECn \cdot \cos \alpha = \text{一定値} = E_b C_b n_b \cdot \cos \alpha_b \quad (10)$$

ただし、 C は波の位相速度で、 $C \cdot n$ は群速度、添字 b は砕波線での値を示す。 $\cos \alpha$ は屈折の影響を表わすが、

$$C \cdot \sin \alpha_b = C_b \cdot \sin \alpha \quad (11)$$

一方、式 (9) に S_{rr} と S_{ss} の値を代入し、 $n = 1/2 \cdot (1 + 2kh/\sinh 2kh)$ を考慮すると、

$$R_y = -\frac{1}{\rho h} \cdot \frac{d}{dx} [E \cdot n \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha] \quad (12)$$

となるが、式 (10)、(11) より $En \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha = E_b \cdot n_b \cdot \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b = \text{一定}$ であるから R_y は常に 0 である。したがって、砕波帯外部では、沿岸流を推進する力は存在しないことになる。

砕波帯内では、水位上昇 $\bar{\eta}$ は無視できない。この領域での波高 H が $H = r \cdot (\bar{\eta}+h)$ で与えられ、 α の変化を無視できると仮定すると、式 (7') を用い $E = 1/8 \cdot \rho g H^2$ を考慮して、

$$S_{xx} = 1/16 \rho g r^2 (\bar{\eta}+h)^2 (3 - 2 \sin^2 \alpha_b)$$

式 (5) より、

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -\frac{r^2}{\bar{\eta}+h} \cdot \frac{(3 - 2 \sin^2 \alpha_b)}{16} \cdot \frac{d}{dx} [(\bar{\eta}+h)^2]$$

$$\therefore \frac{d\bar{\eta}}{dx} = -K \frac{dh}{dx} = -K \cdot \tan \beta, \quad K = K(\alpha_b) \quad (13)$$

ただし、 β および r は定数。新たに最大水位上昇点に原点をもつ座標 $\bar{x} = x + x_s$ を用いると、 $\bar{\eta}+h = m\bar{x}$ となる。ただし、 $m = (1-K)\tan \beta$ 、式 (6) を変形して、

$$R_y = -\frac{1}{4} g r^2 \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \cdot m \quad (14)$$

したがって、砕波帯内では $\alpha_b = 0$ のとき以外は沿岸流の推進力が存在する。

(4) 粘性力の形

沿岸流の正確な構造は逸散項 R_y に対する仮定に依存するが、ここでは水平方向の渦粘性性と底面摩擦を考慮し

て、

$$R_y = A_h \cdot \frac{d^2v}{dx^2} - \frac{cv}{\bar{q} + h}, \quad A_h: \text{水平渦動粘性係数}$$

とする。したがって、碎波帯外部では、 $\bar{q} \ll h$ より、

$$R_y = A_h \cdot \frac{d^2v}{dx^2} - \frac{cv}{x \tan \beta} = 0 \dots \dots \dots (15)$$

碎波帯内では、

$$R_y = A_h \cdot \frac{d^2v}{d\bar{x}^2} - \frac{cv}{m\bar{x}} = -\frac{1}{4} g r^2 m \cdot \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \dots \dots \dots (16)$$

(5) 流速分布

碎波帯外では、 $x \rightarrow \infty$ で $u \rightarrow 0$ なる境界条件のもとに、式(15)の解は変形されたベッセル関数で表わされ、

$$v(x) = P \lambda x^{1/2} K_1[\lambda x^{1/2}], \quad \lambda^2 = \frac{4c}{A_h \cdot \tan \beta} \dots \dots (17)$$

同様に碎波帯内では、 $\bar{x} = 0$ で $v = 0$ として、

$$v(\bar{x}) = Q A \bar{x}^{1/2} I_1[A \bar{x}^{1/2}] + B A^2 \bar{x} \dots \dots \dots (18)$$

$$A^2 = \frac{4c}{A_h m}, \quad B = \frac{1}{4} g r^2 \cdot \sin \alpha_b \cdot \cos \alpha_b \cdot \frac{m^2}{c A^2}$$

積分定数 P, Q は碎波線 ($\bar{x} = \bar{x}_b = x_b + x_s$) で $v(x), dv(x)/dx$ が連続という条件から決まる。さらに、

$$\theta = \frac{4ch_b}{A_h \cdot \tan^2 \beta} = \lambda^2 x_b = A^2 \bar{x}_b (1-K)^2 \dots \dots \dots (19)$$

とおけば碎波帯外の沿岸流速は、

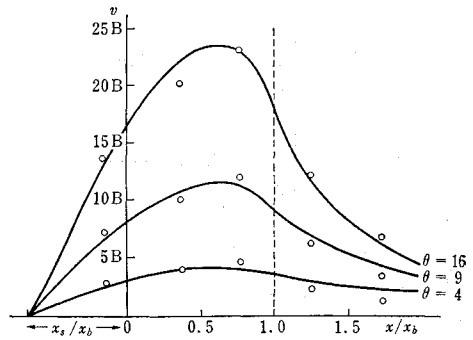
$$v(x) = P \cdot \left(\theta \frac{x}{x_b} \right)^{1/2} K_1 \left[\left(\theta \frac{x}{x_b} \right)^{1/2} \right] \dots \dots \dots (20)$$

で与えられ、 x/x_b の関数としての v の減少率から θ が推定でき、 h_b および $\tan \beta$ は簡単に測定できるから、式(19)より c/A_h が求まる。

次に Galvin と Eagleson (1965) の実験結果を用いて理論式を検証し、 K および θ の値を推定する。実験では $\alpha_b \approx 5^\circ, r \sim 1.2+$ であるから、式(14)より $K \approx 0.4$ 、図-2 には $\theta = 4, 9, 16$ の三つの値に対する流速分布の計算値が示されている。 θ の増加すなわち碎波帯の幅 x_b の増加につれて、碎波帯内の沿岸流速の大きさは増加し

図-2 沿岸流の流速分布 ($K=0.4$)

理論値 0: 実験値 (Galvin と Eagleson)



ているが、碎波波高との関連で考えれば、これは物理的にも意味づけられる。碎波帯内では流速分布の形状は相似であるが、外では流速の減少率が θ とともに増加し、全体の分布形状としてはかなり異なる。流速分布の測定値を理論曲線と比較するためには、実験における B の値が不明なので碎波点における両者の流速値が一致するように縦軸のスケールを変えて実験値をプロットする。碎波帯の内側では実験値と理論値の一致は θ の値によらず良いが、碎波帯外では $\theta \approx 12$ 程度にとることによって実験の流速分布が再現できるようである。また $x_b = 33$ cm, $\tan \beta = 0.1$ であるから、 $A_h = 0.01 \text{ cm}^{-1}$ となる。流速の一致条件から B の値が決まり、式(18)から $c = 0.20 \text{ cm/sec}$, $A_h = 20 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と求まる。

以上のように、 A_h と c を定数とおいた比較的単純なモデルによって、観測された状況がかなり良く再現できる。しかしながら、沿岸流速がもっと大きい ($30 \sim 60 \text{ cm/sec}$) 場合の Galvin らの実験値をみると、流速の最大値はこのモデルよりもっと岸近くに生じる。このような場合は ⑤ の仮定はもはや成立せず、波と沿岸流の相互干渉も考慮しなければならないものと思われる。

(委員 渡辺 晃)

第1回土木計画学シンポジウム	B 5 判	134 頁	定価 700 円	送料 70 円
第2回土木計画学シンポジウム	B 5 判	120 頁	定価 700 円	送料 70 円
第3回土木計画学シンポジウム	B 5 判	132 頁	定価 700 円	送料 70 円
土木計画学講習会テキスト 1	B 5 判	122 頁	定価 800 円	送料 70 円
土木計画学講習会テキスト 2 (新刊)	B 5 判	152 頁	定価 1200 円	送料 80 円

上記図書購入ご希望の方は代金に送料をそえて土木学会へお申込み下さい。