

PIV 計測による白波砕波上の気流の剝離特性

水谷夏樹*・佐藤裕司**・橋本典明***

白波砕波を伴うような強風下における水面上の気流の分布を高精度 PIV を用いて直接計測を行った。白波砕波の波頂部の風下側に特徴的に現れる気流の剝離現象に着目し、特に気流の主流方向とは逆に流れる分布を持った剝離現象について検討した。それら逆流を伴った剝離現象は、主に波浪が砕波する瞬間から若干砕波が進行するまでであり、白波砕波が進行しつつある状況ではほとんど生じないことが分かった。本研究では、それらが発生する頻度は僅か 6% 程度であり、既存の研究結果とは著しく異なる結果を得た。また、上層の平均風速と風波の波面の前後における局所的な気流の速度分布について比較・検討を行い、その特性を明らかにした。

1. はじめに

外洋における白波砕波は、外力となる沖波の波浪諸元を決定する重要な役割を担っているほか、近年の炭酸ガスの海洋吸収に対してもその重要性が指摘されている。しかし、海岸における砕波帯内の砕波に比べてその詳細は驚くほど分かっておらず、合理的な物理モデルの構築はほとんどなされていない。その原因として実際に白波砕波を駆動する海面上の気流の特性がほとんど解明されていないことが挙げられ、いくつかの可視化手法を用いて計測が試みられているものの、従来はセンサー計測による平均風速の鉛直分布が議論の中心となってきた。

海洋表面に接する領域の気流の計測は、計測点に液相と気相が時間的に交互にやって来るため、従来型の点センサーでは計測が困難であった。この領域について最初に計測を試みたのは Banner・Melville (1976) である。彼らは水路内に流れを発生させ、水中に没水した円柱によって水表面に定在波を発生させた。その波に対して風を作用させることで定在波上の気流の剝離特性について論じている。彼らの実験は風波を取り扱ったものではないが、砕波や砕波に近い状態において波頂部の風下側に気流の剝離する領域が存在することを示している。

次に、風波上の気流の可視化計測については Kawai (1982) が先駆的な成果を上げている。彼は気流中に亜鉛の金属粉末を流し、1 フレーム中にライトを 3 回点灯させて金属粒子の軌跡を追跡することで気流の流速分布を算出している。その結果、波頂部から始まる気流の剝離の様子とその頻度、波形勾配との関係などについて言及しているが、最大風速が 7 m/s 程度であることに加え、吹送距離が 370 cm と短いことから白波砕波には至っておらず、微小砕波の状態を取り扱っている。

また、Reul ら (1999) は砕波上の気流の剝離特性について PIV を用いた計測を行っている。しかし、彼らの用いた波浪は風波ではなく、機械的に造波された深海砕波に対して風を作用させることで気流の剝離を再現している。

さらに竹原ら (2000) や福津ら (2001) も同様の問題を取り扱っているが、いずれも水深が浅く、吹送距離も短いことから気流の剝離特性については言及していない。

以上を踏まえて、本研究では白波砕波を伴うような強風下における水面上の気流について PIV を用いた直接計測を行った。その結果、波頂部の風下側に特徴的に現れる気流の剝離現象について着目し、その特性を検討するとともに白波砕波との関係について述べる。

2. 実験手法の概要

実験は風洞水槽 (長さ 28.5 m × 幅 1.5 m × 高さ 1.3 m) を用い、水深を 53 cm とした。風速は送風機の回転数を 300 Hz とし、送風口 ($X=0.0$ m) に最も近い $X=1.4$ m において流入平均風速の鉛直分布を計測するとともに PIV 計測点である $X=23.23$ m において水面変位と平均風速の鉛直分布の計測を行った。

PIV 計測は、図-1 に示すように 120 mJ のダブルパルス Yag レーザー (New Wave 製) 及び 1008 × 1018 pixel の高解像度デジタルカメラ (Kodak 製) を用いた。トレーサーには工業用超音波加湿器 (ニッポー電気製) を 2 台用

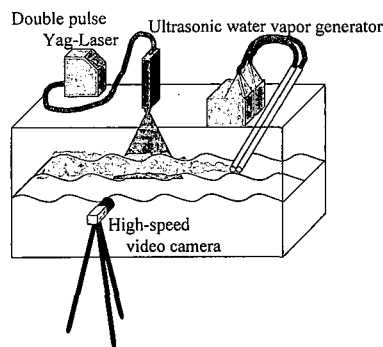


図-1 PIV 計測の概要

* 正会員 博(工) 国土技術政策総合研究所沿岸海洋研究部沿岸システム研究室
** 国土技術政策総合研究所港湾研究部港湾施設研究室
*** 正会員 工 博 (独法) 港湾空港技術研究所海洋・水工部海洋水理研究室長

いて十分な流量の水蒸気を発生させた。可視化用レーザーは水路中央部において上方より鉛直下向きに照射し、デジタルカメラを水路側方に設置した。この時、レーザー面より手前に存在する波がカメラに写ることを避けるため、カメラは水平より 16° 下向きに傾け、撮影範囲が約 10×10 cm となるように設置した。また、水蒸気は計測点よりおよそ 60 cm 上流部より直径 12φ のパイプ 2 本を用いて気流中に挿入した。

本研究で用いた風速条件は計測点での平均風速の最大値がおよそ 10.8 m/s であり水面付近は約 8 m/s であったことから、撮影範囲と気流の速度を勘案してレーザーのパルス間隔を $100 \mu\text{s}$ とした。また、本研究で用いたデジタルカメラは 1 秒間に 30 フレームを最大撮影速度としていることから、PIV 解析のために $100 \mu\text{s}$ 間隔の 2 枚一組の画像を 1 秒間に 15 組撮影することができる。これらの条件でメモリ上最大の 750 枚、すなわち 25 秒間の連続撮影を行ったが、この撮影時間では撮影される波の数が 50 波程度となってしまったため、同一条件で合計 10 ケースの計測を行った。なお、先に述べた水面変位の計測とは別に、画像の撮影と同時計測で 25 秒間の水面変位の計測を行った。但し、画像の撮影に支障の無いようにレーザー面から横断方向に約 10 cm 離れた点での計測となるため、撮影された画像での水面変位とは必ずしも一致しなかった。

3. 風波の統計的特性

実験に用いた風波の状態を確認するため、図-2 に平均風速の鉛直分布を示すとともに、図-3 に PIV 計測点における水面変位のパワースペクトルをそれぞれ示す。

まず平均風速の鉛直分布を見ると、流入風速 ($X=1.40$ m) の水面極近傍 ($z=3$ mm 以内) を除いてどちらも水面に近いところから対数則分布を示している。PIV 計測点 ($X=23.23$ m) においては、水面及び上部からの乱流境界層がかなり発達しており、鉛直方向に一樣な風速分布は現れていない。また、対数則分布から求まる摩擦速度は、 $X=1.40$ m 地点で 30.7 cm/s、 $X=23.23$ m では 47.2 cm/s であった。

次に風波の発達状況であるが、 $X=1.40$ m では風波はほとんど生じておらず、その結果として $z=1$ mm での気流の平均速度が計測可能であった。しかし、 $X=23.23$ m では有義波高、有義波周期がそれぞれ、 5.3 cm、 0.53 s であり、図-3 のパワースペクトルを見ても高周波側の勾配がほぼ f^{-4} なることから十分に発達した風波であることが分かる。目視で確認した状況では、PIV 計測点の前後ほぼ全域に渡って砕波となっている状態であり、波頂部からの飛沫の飛散は認められないものの、数秒に 1 回程度の割合で水中への気泡の混入も確認している。

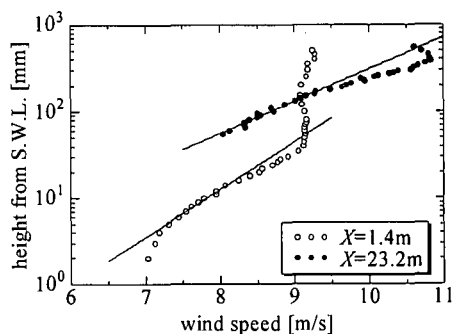


図-2 平均風速の鉛直分布

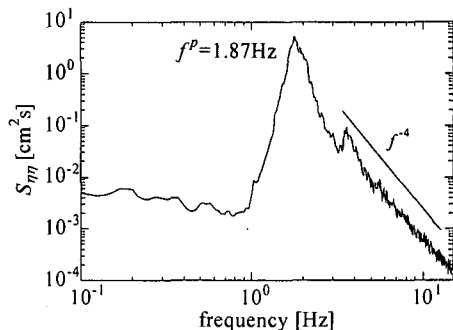


図-3 PIV 計測点における水面変位のパワースペクトル

以上のことから、本研究で用いられた風波の状態は十分に発達し、かつ白波砕波を伴った状態であると言える。

4. PIV 計測の精度検証

図-4 は前述の PIV システムによって撮影された画像の一例であるが、レーザーのパルス間隔 $100 \mu\text{s}$ を隔てた 2 枚の画像を重ね合わせて表示したものである。画像中央より右側に見えるのが風波の波頂部である。波と気流は右から左へ流れており、波頂部から左斜め下に向かって自由水面が明瞭に写っているのが確認できる。また、自由水面の上層には気流中に挿入された水蒸気の一粒一粒が明瞭に捉えられており、解析に対して有効な画像の撮影に成功した。波頂部の上層付近では $100 \mu\text{s}$ を隔てた水蒸気の移動が捉えられている。一方、波頂部の風下側では波頂部の遮蔽効果によって気流の速度が低下しており、水蒸気の移動量は僅かである。また、水面を含む波の部分の移動を見ると、 $100 \mu\text{s}$ ではほぼ完全に静止している。本実験で用いられた風波は有義波周期が 0.53 s であることから、線形理論を適用すれば波速は 0.83 m/s となり、パルス間隔 $100 \mu\text{s}$ での波の移動量は僅か 0.83 mm である。

次に PIV 計測結果の検証について示すが、本研究が対象としている領域は気相と液相が時間的に交互に存在する領域であり、LDV 等の従来型の計測機器での検証が不



図-4 撮影された波頂部付近の画像（拡大図）

可能である。本研究では異なるアルゴリズムを用いた PIV 法を用い、双方を比較することで間接的ではあるが PIV 計測結果について信頼性を付加することとした。

図-5 は PIV 計測結果の検証のために異なるアルゴリズムの PIV 法によって計測された例である。(a) は差分法により計測された結果であり、(b) は FFT 濃度相関法により算出された結果である。両者とも 64×64 (7×7 mm) の捜査領域を設定し、 40×40 の速度ベクトルを算出したものである。両者を比較すると細部に異なる点はあるものの、波頂部から気流が剝離する高さ、剝離渦の径や逆流ベクトルの位置及び方向など、主要な部分についてはほぼ一致している。ベクトルの絶対値についてもほ

ぼ全領域で一致することから、本研究で得られた結果は信頼性があるものとして取り扱うことができる。なお、以下の解析では画素単位以下の精度で速度計算が可能であり、より信頼性が高いとされる FFT 濃度相関法を用いた結果を用いるものとする。

5. 気流の剝離特性

5.1 逆流を伴う波頂部からの気流の剝離特性

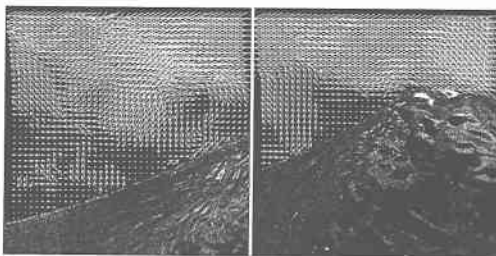
図-6～8 は、白波砕波上の気流分布を PIV を用いて直接計測した例である。図-6 は砕波する瞬間に相当するものであり、図-7 は若干砕波が進行して波頂部が崩れている例である。また図-8 は白波砕波によって波頂部を越えた水塊が前面に大きく飛散している例である。各図とも (a)～(c) は同一地点において $\Delta t = 1/15$ s 隔てて時間的に連続的に計測されたものであり、空間的には接続していないことに注意されたい。

逆流を伴って波頂部から気流が剝離するパターンはこの 3 例のみである。そのうち、ほとんどが今まさに砕波しようとする瞬間(図-6)から若干砕波が進行して波頂部が前方に盛り上がり前面の波面に不連続点が生じるまで(図-7)である。砕波がさらに進むと波頂部を越えて前方へ崩れた水塊は、小規模な乱れを伴いながら波頂部全体を覆い、波頂部近傍の局所的な水面勾配を緩和する方向に作用する。こうなると波頂部から気流が剝離することはほとんどなく、唯一例外として波頂部を越えて前方へ崩れた水塊の規模が大きく、海岸近くで見られるような形態の砕波となった場合(図-8)にのみ逆流を伴った気流の剝離が見られる。しかし、こうしたケースはまれであり本実験では数ケースしか確認できなかった。

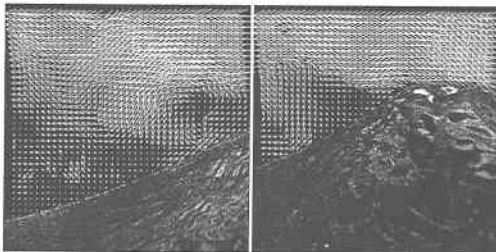
波頂部から逆流を伴って気流が剝離する頻度を調べると、計測点を通過する波のほとんどが白波砕波かそれに近い状態になっているにもかかわらず、計 10 ケース行った結果では全 486 波のうち 30 波でしか確認することができなかった。この割合は僅か 6% 程度でしかない。Kawai (1982) は逆流を伴った波頂部から気流の剝離が起こる頻度を全 79 波のうち 21 波であると報告している。この割合は 26% を越えており、本研究結果とは著しく異なる結果となっている。

次にそれぞれの例に見られる気流の剝離特性について述べる。いずれの図も波頂部から気流が剝離し、風下側に波頂部へ向かう逆流を伴った流れの存在が確認できる。特に図-6 では、風下側に明瞭な剝離渦の形成を見ることができる。このケース以外にもいくつかこうした大規模な剝離渦の形成を確認することができたが、いずれも渦のサイズは波高の $1/2$ 程度であり、波長に拘束されるような大規模な組織渦の存在は認められなかった。

一方、波頂部の風上側では波の背面に沿って上昇する



(a) 差分法による PIV 計測の一例



(b) FFT 濃度相関法による PIV 計測の一例

図-5 異なるアルゴリズムによる PIV 計測結果の比較

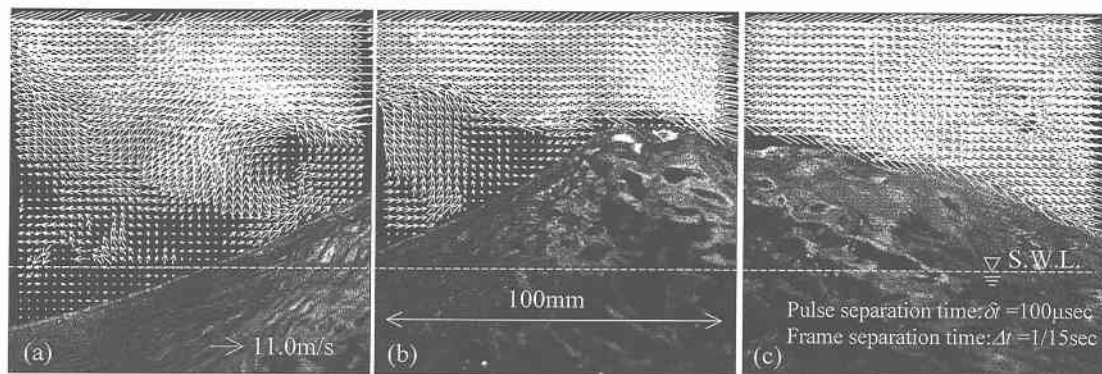


図-6 風波が砕波する瞬間における波頂部から剥離する気流の分布

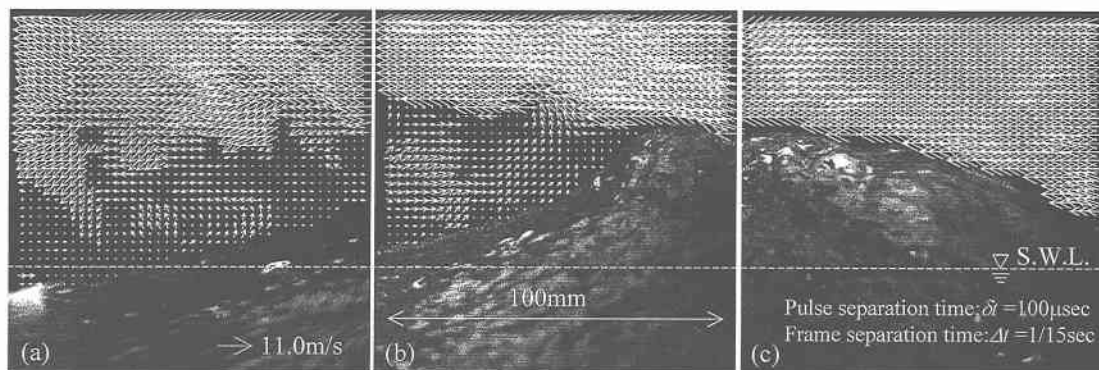


図-7 砕波が若干進行した場合の波頂部から剥離する気流の分布

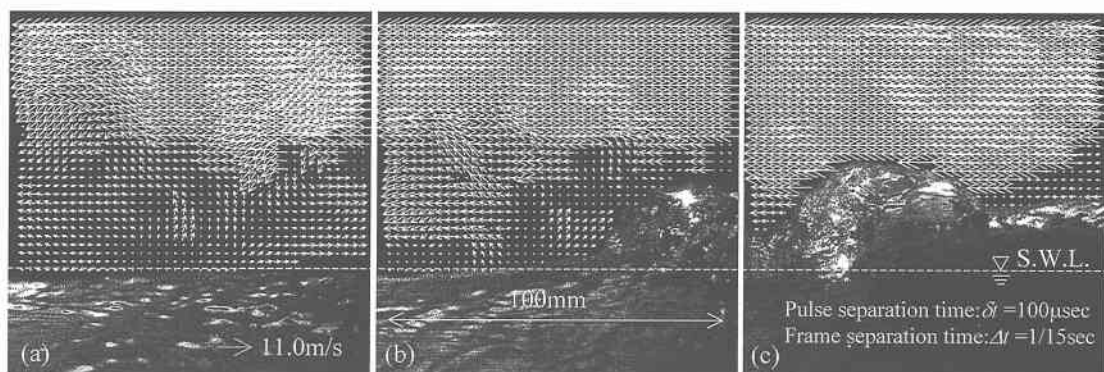
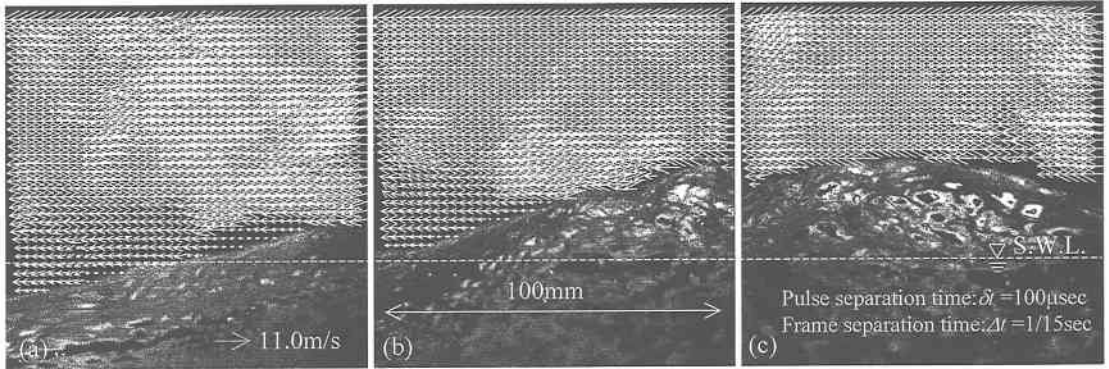


図-8 砕波によって前方へ大きく水塊が飛び出した場合の波頂部から剥離する気流の分布

気流が存在する。これらの気流は波を背後から押し上げる効果をもたらすことから、せん断力に加えて面圧力も作用していると考えられる。この領域における水面に最も近い気流のベクトルの値は図-6, 7ともに5.5~8.5 m/sであり、どちらも波頂部へ向かうほど高速になる傾向があった。点センサーで計測された最下層の平均風速が8 m/s程度であることを考えればほぼ同程度の値であると言える。これに対して、(a)~(c)の図の中で最も気流が加速する領域は、図-6, 7ともに波頂部の若干前

方、気流の剥離渦が形成されるあたりの上部である。図-6においては10.8 m/sであり、図-7では10.5 m/sであった。こちらは平均風速が8 m/sに対して30%以上も加速された値となっている。

また、各図とも波頂部から剥離した気流は風下側で複雑な流れを形成しており、上空の高速流が波谷部へ向かって流れることや、一部が波面風下側に形成される組織渦となるほか、他の一部は再び上層の流れに取り込まれていく。この時、波頂部の高さを超えて上昇する気流



図一9 進行しつつある白波砕波の前面途中から緩やかに剝離する場合の気流の分布

が認められる（例えば図一6 (a)）。これらの上昇気流は波面風上側から生じるものではなく、風下側の剝離流れから生じている。

以上の例から波頂部からの気流の剝離が生じる最も大きな要因は、波高や波形勾配ではなく波頂部周辺の局所的な水面の傾きにあると考えられる。本研究においても波高の大きな波において必ずしも剝離が生じているわけではなく、図一7に見られるように、波の前面の水面勾配がそれほど急でなくても波頂部周辺の水面が局所的に前方へ傾いている場合には波頂部からの気流の剝離が生じている。こうした波頂部付近の局所的な水面勾配には、白波砕波の影響が強く現れることから、波頂部からの気流の剝離と白波砕波の密接な関係があると推測できる。

5.2 逆流を伴わない気流の剝離特性

計測点を通過する波浪のうち、最も頻度が多いのは図一9に示すように白波砕波が進行しつつある状態である。それらの波は全体に波形勾配が小さく、波頂部近傍の水面の傾きも小さい。結果として波頂部からの気流の剝離もなく、逆流を伴うような剝離渦の形成も認められない。図一9では波頂部付近の水面の傾きに沿って気流が分布しており、波谷部へ向かう流れが形成されている。しかし、不明瞭ではあるが波頂部から若干下がった点から高速な気流が波面から剝離している様子も確認できる。剝離点に剝離のきっかけとなるような明確な波面形状の特徴はないが、おそらく気流の速度と波面の傾きによって剝離する点が上下に移動するものと思われる。観測されたケースでは、波頂部から緩やかに剝離するケースから、全く剝離しないケース、水面付近の気流が乱れて明確なパターンが確認できないケースなど様々であった。今後、気流と波浪の関係をモデル化する際には、気流速度と波面形状との関係についてさらに検討する必要があると考えられる。

6. ま と め

本研究は、白波砕波を伴うような強風下において、水面に接する領域の気流分布のPIVによる直接測定を行った。その結果、波頂部の風下側に形成される気流の剝離とその特性について明らかにし、波面周辺の局所的な気流の速度について上層の平均速度と比較を行った。

実験に際して気流の剝離が生じることは従来の研究成果から予想されたが、上流から挿入する水蒸気についても剝離流に乗ってしまい、うまく波面の風下側に分布されない例も多数存在した。また、砕波に伴う気泡の生成がレーザーに対して極めて強い散乱光を頻繁に発生させた。こうした発光は波頂部近傍の速度計測を不可能にするだけでなく、デジタルカメラのCCD素子を焼いてしまうほどの強い発光であった。こうした点についてはさらなる工夫が必要であり、今後は必要な改良を加えて水面近傍の乱流場の時空間特性について明らかにするとともに、水面下の水流の速度分布と併せて白波砕波のメカニズムの解明を行っていく予定である。

謝辞：本研究は、科学技術振興調整費若手任期付支援研究費による成果であることを付記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 竹原幸生・江藤剛治・前田崇雄・相武克彦 (2000): PTVによる風波発生時の水表面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 101-105.
- 福津家久・牛島 省・吉田圭介 (2001): 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, Vol. 684/II, No. 56, pp. 69-80.
- Banner, M. L. and W. K. Melville (1976): On the separation of air flow over water waves, J. Fluid Mech., Vol. 77, part 4, pp. 825-842.
- Kawai, S. (1982): Structure of air flow separation over wind wave crests, Boundary Layer Meteorology, 23, pp. 503-521.
- Reul, N., H. Branger and J.-P. Giovanangeli (1999): Air flow separation over unsteady breaking waves, Physics of Fluids, Vol. 11, No. 7, pp. 1959-1961.