

論 文

帶電流体注入空間の電場数値解析

山根 健次*, 吉田 紘二郎*, 綾 威 雄*
(1992年5月12日受理)

Numerical Analysis of Electric Field in a Closed Space
Injected with Charged Fluid

Kenji YAMANE,* Kojiro YOSHIDA* and Izuo AYA*

(Received May 12, 1992)

The electric field in a closed space, where the existing fluid is replaced by inflow of charged fluid, is sometimes of great importance in safety. The past method might bring a large error in the safety evaluation, since the method assumes the homogeneous distribution of electric charge and does not take into consideration its heterogeneity due to the charge transport by convection in the closed space. In order to get the precise electric field considering this effect, it should be necessary to comprehend the flow field in the space. In this study, keeping in mind the steam cleaning of cargo-holds of a tanker, the flow field in a rectangular space was numerically calculated using several flow models. Then the unsteady electric field considering the mobility of charge was obtained numerically and compared with the data of experiment conducted by the authors. As a result, it was cleared that the mobility of charge is an important factor to determine the electric field in the closed space and the accuracy of the safety evaluation for the electrostatic accidents could be improved by considering the effect.

1. 緒 言

帶電した流体が密閉空間に流入し、時間とともに既存液体と入れ代わる際の空間内電場が安全上問題となる場合がある。一例として、タンカーでは荷揚げ後の壁面付着残液除去の目的で蒸気をタンクホールド内に注入する場合があり、噴出する蒸気は電荷を帯びた帶電ガスとなってホールド内を流動することから、タンク内に残留あるいは蒸気加熱によって発生する可燃性ガスに対して静電気的引火危険性のあることが指摘されている。

従来、これらの危険度を推定する場合には、当該タンクホールド内に一様な電荷密度を持つ誘電体が充満すると想定し、その際ホールド内に形成される静電界の最大値、あるいは最大電位を安全性評価の目安としてきた。一様な電荷密度の誘電体として、注入する流体の実測電荷密度を使った解析値は、タンク壁面近傍で実測した電界値に比べて桁違いに大きく安全性評価に大きな誤差を

与えてしまう。これはタンクホールド内に流体を注入する過程において帶電流体自らが作る電界によって壁面方向に電荷を失っていく電荷漏洩の効果を考慮していないためである。

電荷漏洩を考慮した帶電流体注入時の電荷密度は、タンク内に注入される電荷が瞬時に混合して均一になると、瞬時混合モデル（点モデル）を使えば、注入電荷密度、注入流量と電荷緩和係数の関数として近似的に求められる¹⁾。しかし、この方法における電荷緩和係数はタンク内の流動状態やタンクの寸法といったさまざまな条件の影響が含まれたものであり、実験体系に依存するものと考えられる。また、電荷密度を均一分布と仮定することは、電荷注入部近傍での電荷遍在の効果を評価できない。

瞬時混合モデルより一般性の高い電場解析を行うには電界と流れによる電荷移動を分離し、電荷密度分布を考慮する必要がある。筆者らは流れを考慮した電場解析の手始めとして注入流体を渦無しのポテンシャルフローとして扱った場合の数値解析を試みた²⁾。しかし、自然界に起こる流れはほとんどが渦を伴う乱流であり、ポテンシャルフローとして取り扱える場合は限られている。一方、乱流三次元流れ場の数値解析は主に計算速度の面か

キーワード：帶電流体, $k-\epsilon$ 乱流モデル, 電界数値解析, 静電気障害

* 船舶技術研究所大阪支所 (576 大阪府交野市天野が原町 3-5-10)

Osaka Branch, Ship Research Institute, 3-5-10, Amanogahara, Katano, Osaka, 576 Japan

ら小型のコンピュータでは不可能であったが、近年、コンピュータハードウェアの発達に伴いCFD(計算流体力学)計算がデスクトップ型でもある程度可能となつた³⁾。このような状況を踏まえ、現実に近い渦ありの流れ場が扱えるk-ε乱流モデル(以下単にk-εモデルと言う)を使い、実験との整合性を確認できる矩形ホールドを解析対象として、電荷移動を考慮した非定常電場の数値解析を行った。

2. 解析モデルと解析方法

流れ場を求めるための方程式として、渦なし流れであるボテンシャルフロー方程式と、渦(乱流)を扱うものとしてはナヴィエ・ストークス方程式(以下N-S式と呼ぶ)をモデル化したk-εモデルを使う。この二つの方程式を使って帶電流体が注入される流れ場の違いが空間電場に及ぼす影響を調べた。

N-S式は連続体の流れに関するすべての記述がなされており、乱流もモデル化することなく解析対象の流体が持つ動粘性係数を使って直接解が求められる完全な方程式である。しかし、現実には流体の動粘性係数で決まる渦の大きさが計算機が対象とする差分法や有限要素法といった空間メッシュに比べて余りにも小さいため、ある種の空間的時間的平均操作を施してやる必要がある。この平均操作としては様々な方法が提案されてきたが、中でもSpaldingらが渦影響因子と実験値との整合性を検討することにより開発したk-εモデル⁴⁾は流れ場解析に広く使われている。モデル名の由来になっているkは乱流運動エネルギー、εは乱流エネルギーの散逸率であり、渦の生成消滅を特徴づける物理量である。kとεはそれぞれ平均流速等からなる輸送方程式を持ち、各タイムステップごとにこの非線形方程式を解く必要があることから相当面倒な計算となる。しかし、工学的にはこのモデルが多く専門家に支持されており二次オーダ乱流モデルの代表格となっている⁵⁾。

k-εモデルから求められる流れ場は、眞の流体分子の運動ではなく流体の平均的運動を表すことになるが、各計算要素への電荷輸送量を求めるために使われる本静電場の解析においては妥当な流れ場と考えられる。

以下に流れ場と電場および帶電ガスの移動に伴う電流を支配する基礎方程式を示す。まず、渦なし流れ場は勾配ベクトルP、速度ポテンシャルφ_Fを使って

$$\nabla^2 \phi_F = 0 \quad (1)$$

で表される。この方程式に解析対象とする流れ場の境界条件を代入し、求められる各位置での速度ポテンシャルの勾配は流速と線形関係にあることから、注入流量等で規格化すれば流れ場が求められる。

渦ありのN-S式では、連続の式と運動量保存式は、速度ベクトルu、液体の密度ρ_F、圧力p、流体の動粘性係数ν、時間tを使ってそれぞれ

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (2)$$

$$\partial u / \partial t + (u \cdot \nabla) u = -(1/\rho_F) \nabla p + \nu \nabla^2 u \quad (3)$$

で与えられる。工学的に普及している乱流計算は、この方程式の速度ベクトルuを平均流速Uと変動速度成分u'で表す平均操作(u=U+u')を行って得られるレイノルズ方程式を解く方法である。平均操作後の運動量保存式は、非圧縮性流体では平均圧力P、アンサンブル平均<>を使って

$$\partial U_i / \partial t + \partial (U_i U_j) / \partial x_j = -(1/\rho_F) \partial P / \partial x_i$$

$$+ \partial <-u_i' u_j'> / \partial x_j$$

$$+ \nu \partial^2 U_i / \partial x_j \partial x_j \quad (4)$$

となる。ここで、x_iは位置ベクトルのi成分、添字i,jはベクトルのi,j成分を表す。右辺第2項に変動速度成分の相関項が未知項として現れる。この項はレイノルズ応力項とよばれ、古典的な粘性応力からの類推により、乱流粘性(渦動粘性係数)ν_tという疑似的な粘性を与え、主に平均流速の勾配(滑り)との積で表現する。さらにこの乱流粘性は次元解析によってkとεの関数として表現され、方程式系は閉じられる。kおよびεの方程式は多くの経験定数を含むことから、詳細は末尾の参考文献5, 6)を参照されたい。

電界Eを求める方程式(ポアソンの方程式)は、電荷密度ρ、誘電率ε₀を使えば次式で表される。

$$\nabla \cdot E = \rho / \epsilon_0 \quad (5)$$

流れ場における单極イオンの電流密度Jを求める式は、電界による電流密度と対流による電流密度の和で表される。前者は電界と電荷密度の積に比例する^{7,8)}と考えられ、比例定数としての電荷移動度μが定義され、

$$J = \rho (u E + u) \quad (6)$$

が与えられる。

解析の手法はすべて差分法を使い、不等法差分メッシュの扱いは文献9)を参考にした。

解析対象ホールドと流れ場および電場を求める際に使った差分のメッシュ分割を図1に示す。蒸気の注入口を天井面の中心線上に1か所、出口を天井面隅の4か所に設けていることから、対称性を仮定し半分の容積について解析を行った。

解析の流れを図2に示す。解析を進める手順として、まず、流れをボテンシャルフロー(渦なし流)として取り扱った場合、入口から出口までの全要素について流れ場速度ポテンシャルを求める。つぎに、帶電流体がその流線に沿って流入していく過程で帶電ガスが作る電場を求めていく。流体を渦ありの粘流体として取り扱った場

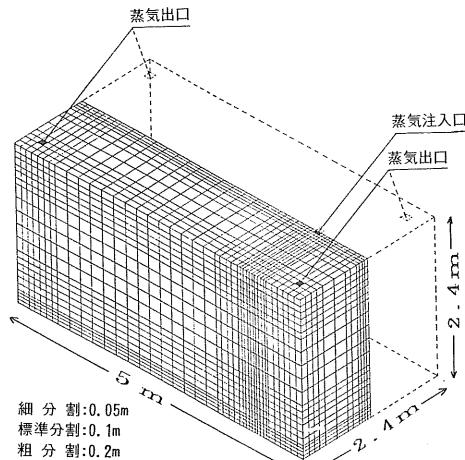


図1 タンクホールド計算格子

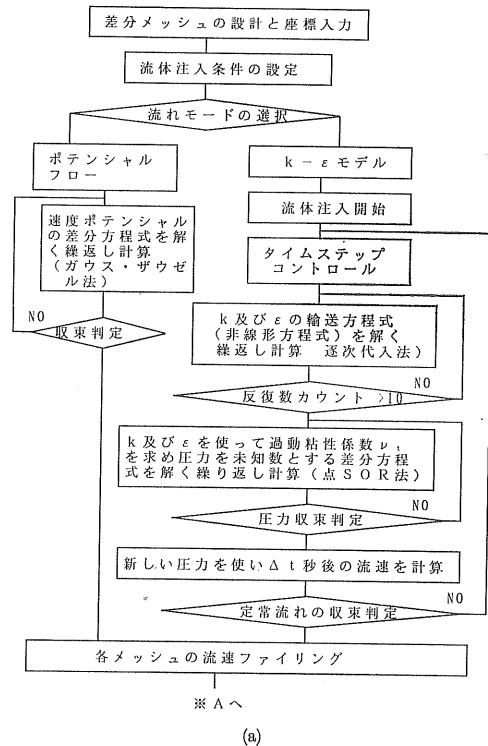
Fig. 1 Grid of numerical calculation.

合についても同様に定常解の流線に沿って電荷を運ばせることとした。実際の注入開始直後の流れは加速体系であり上記の方法は現実と異なるが、流れが定常値に近づく速度は帶電ガスの分布が定常状態になっていく速度に比べて十分速く、解析の対象である電場の経時変化を求める際の精度に与える影響は小さいと考えた。

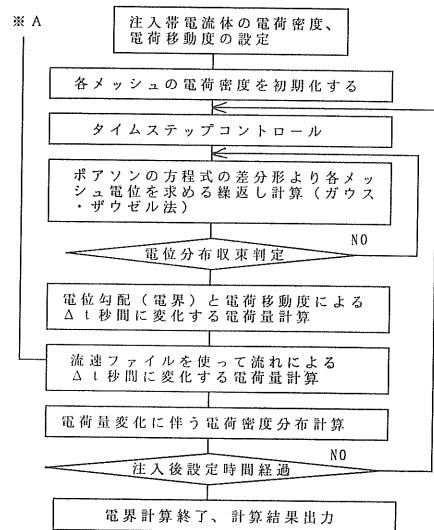
各要素内において1タイムステップ内で起こる電荷密度の変化は、注目する要素に隣接する要素の境界面から流入する電荷の総量を要素容積で除した値とする。要素内外を流れによって移動する電流として、風上要素の電荷密度と境界面流入量の積から風下に流れ出る電流(自らの電荷密度×境界面流出量)を差し引いた値を使う。また、電界によって移動する電流としては、それぞれの境界面電界に帶電ガス電荷移動度と電位の高い要素の電荷密度の積を総計した値を使う。さらに、これら移動する電荷量は独立に加え合わせることができ、壁面および出口到達後は電荷を失うものとする。

本数値解析では、電荷密度分布に影響を与える力場として流れ場と電場を考慮するが、次時刻における電荷密度を求めるための計算はすべて陽的に行っている。この場合の数値安定性はいわゆるクーラン数に支配($1 \geq u\Delta t / \Delta x$)されることから、注入流速を考慮して、タイムステップを十分小さく(0.005~0.01秒)する必要がある。このため、計算時間との兼ね合いで注入開始直後の解析精度を多少犠牲にするが、電荷移動の計算に必要な電場の再計算は、10~100タイムステップごととした。

$k-\epsilon$ モデルによって流れ場を解く一連の手法は SIMPLE 法⁵⁾に準じて行い、 k 方程式、 ϵ 方程式中の各種経験定数は文献 6) に記載されている値を使用した。 $k-\epsilon$



(a)



(b)

図2 計算の流れ
 (a) 流れ場
 (b) 電場

Fig. 2 Procedure of calculation.
 (a) Flow field.
 (b) Electric field.

モデルを使って乱流計算を行う場合、壁近傍では壁モデルに代表される特別の扱いによって解析精度が高められている^{10,11)}。しかし、今回対象とする流体は蒸気であり

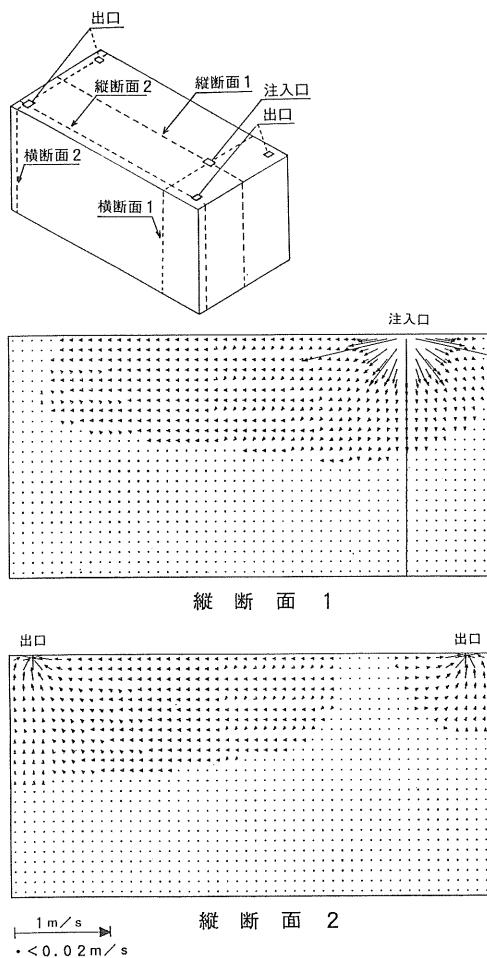


図3 ポテンシャルフローの速度ベクトル

Fig. 3 Flow vectors for potential flow model (at two vertical planes including an injection nozzle).

壁近傍での相変化が单相流の壁モデルに与える影響が不明であること、および壁近傍の取扱いが電荷移動の計算精度に大きな影響を与えないと考え⁷⁾、 k 、 ϵ とも free-slip として扱った。各タイムステップ内で k と ϵ の非線形方程式を解く方法は逐次代入法を使うが、この際必要となる減速緩和係数は 0.8 とし、反復レベルは 10 回とした。 k と ϵ を求めることにより渦動粘性係数 ν_t が求まりレイノルズ方程式は圧力だけを未知数とする連立一次方程式に帰結できる。この圧力方程式をすべての要素で加速緩和係数一定とする点 SOR 法で解いた。繰り返し回数 500 回までは加速緩和係数として 1.5 を使い、その後は加速なしの繰り返し計算によって解を収束させた。各タイムステップ内での収束判定はすべての要素が繰り返しによる圧力変化が絶対精度 0.5×10^{-8} Pa 以内

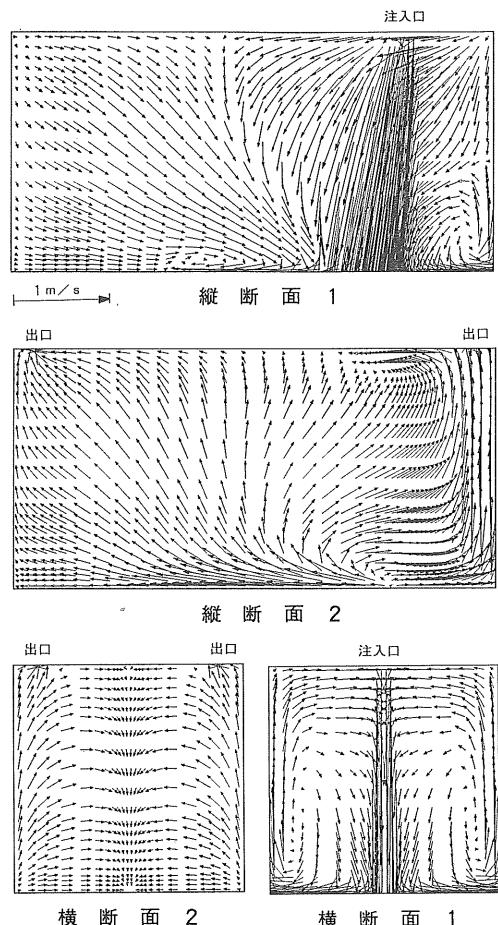
図4 k - ϵ モデルによる速度ベクトル

Fig. 4 Flow vectors for k - ϵ turbulent model.

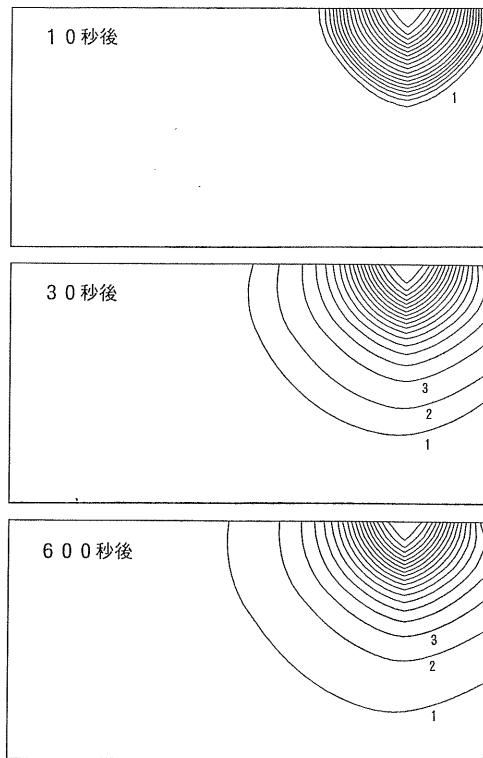
で、なおかつ最低繰り返し回数を 1,000 回とした。タイムステップは注入開始 10 秒後までは 0.005 秒とし、その後は 0.05 秒とした。流れの定常状態の判定は、タイムステップごとにグラフィックス化した流速分布が数秒経過後も事実上変化が見出せなくなるまでとした。

各時刻における電場解析の数値計算は、ポアソンの方程式を差分化し、電位に関する連立一次方程式としたものを、加速緩和係数を使用せず、純粋な緩和法により行った。この場合の収束判定は、100 回の繰り返し計算ごとを行い、100 回前との比較で相対精度 10^{-4} 以内とした。電場の定常判定は行わず、各ケースとも 600 秒までとした。また、流体の比誘電率を 1.0 と置いたほか、すべての変数は有次元のまま計算した。

3. 解析結果

3.1 流れの解析結果

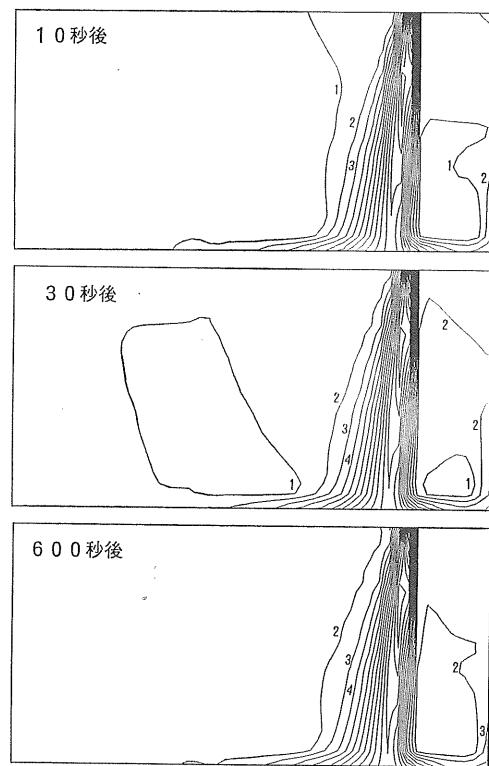
図3にポテンシャルフローとして計算した場合の流体

注入電荷密度: $3 \times 10^{-6} \text{ C/m}^3$ 各等高線電荷密度: $1.5 \times 10^{-7} \text{ C/m}^3$ ステップ図 5 ホールド内電荷密度分布 (ポテンシャルフロー)
Fig. 5 Charge distribution by potential flow.

注入口と出口をそれぞれ含む縦断面内の流れ場速度ベクトルを示す。図4は、注入面積 0.01 m^2 、流速 12 m/s で蒸気を注入した際の $k-\epsilon$ モデルで求めた定常流速分布を示すが、流れが複雑なため図3に示される縦断面と横断面各2枚を使って表現している。三次元場の乱流計算で得られた結果を平面上に表現することは困難である¹²⁾が、速度ベクトルを注意深く組み立てることにより二次元渦流れの延長からは予測の難しい、複雑かつ合理的な流れ分布が見えてくる。これらの図から特徴的に言えることはポテンシャルフロー、 $k-\epsilon$ モデルとも注入口と出口での速度は同一であっても、 $k-\epsilon$ モデルではホールド内を循環する大きな渦によって大部分の場所で 0.1 m/s 以上の流れが存在するが、ポテンシャルフローでは大部分の場所で 0.02 m/s 以下の流れとなっている。

3.2 ホールド内電荷密度分布

図5、図6は電荷密度が $3 \times 10^{-6} \text{ C/m}^3$ で電荷移動度 $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$ を持つ流体を図3および図4の流れに乗せて注入した場合のホールド内電荷密度分布を示す。図は注入開始からの経過時間をパラメータに中心部縦断面での等高線を示している。

注入電荷密度: $3 \times 10^{-6} \text{ C/m}^3$ 各等高線電荷密度: $1.5 \times 10^{-7} \text{ C/m}^3$ ステップ図 6 ホールド内電荷密度分布 ($k-\epsilon$ モデル)
Fig. 6 Charge distribution by $k-\epsilon$ turbulent model.

ポテンシャルフローでは流れの特徴から電荷が静かに広がるイメージとなっている。

$k-\epsilon$ モデルを使った解析結果は流体注入部での噴流の効果が顕著に見られるほか、注入開始 30 秒後の結果はホールド内を回流する流れに乗って電荷が運ばれることにより壁面近くの方が中央部より電荷密度が高い一種の空洞現象が見られる。噴流部で特徴的なことは、側壁に近い側の噴流部が反対側に比べて電荷密度の勾配が急峻となっている。これは、図4の速度ベクトルに見られるように、噴流直下の底面にぶつかった強い流れが側壁に沿って回りこみ、噴流に対して横なぐりのような流れとなって合流するため、噴出直後の電荷密度の大きい流れと壁に沿って流れてきた電荷密度の小さい流れの衝突によって起こる。

3.3 ホールド内電位分布

図7、図8に $3 \times 10^{-6} \text{ C/m}^3$ の電荷密度を持つ帶電蒸気を図3および図4の流れに乗せて注入した場合の電位分布の結果を示す。図は、横方向に注入開始からの経過時間、縦方向には電荷の移動度をとり各条件における中心部縦断面の等電位線を示している。 $k-\epsilon$ モデルを使っ

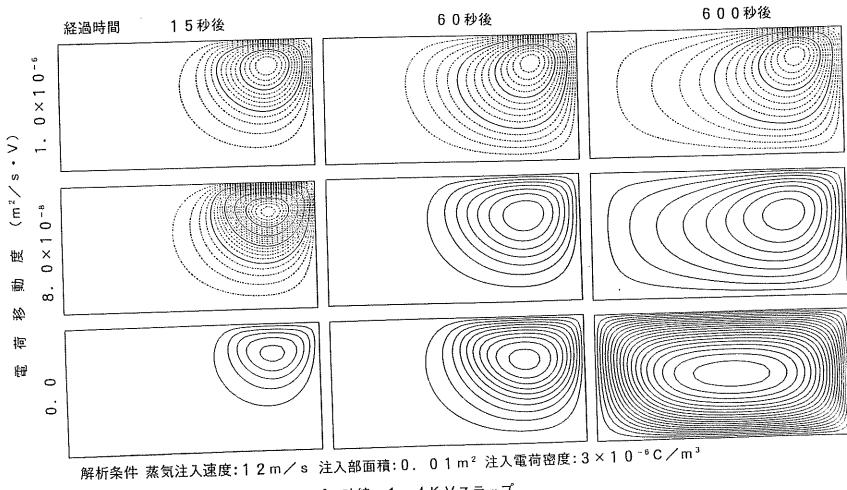
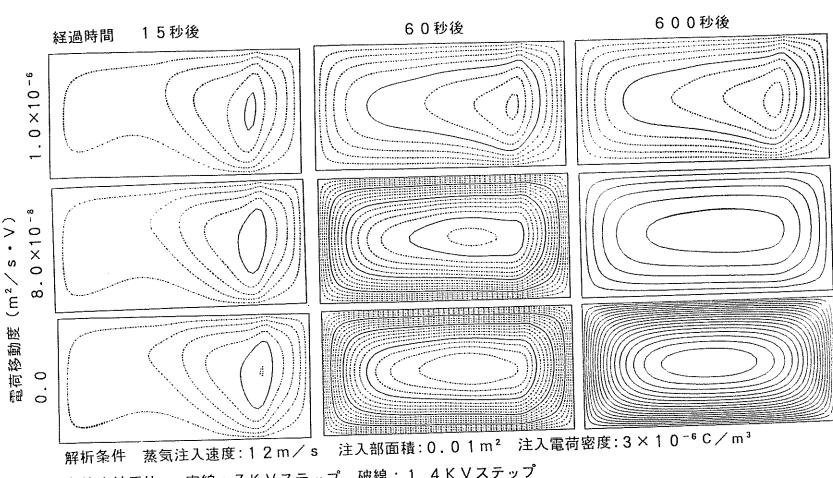


図7 ホールド内電位分布(ボテンシャルフロー)

Fig. 7 Voltage distribution by potential flow.

図8 ホールド内電位分布($k-\epsilon$ モデル)Fig. 8 Voltage distribution by $k-\epsilon$ turbulent model.

た解析結果は流体注入部で電荷密度分布に比べて顕著ではないが噴流の影響が見られる。

図中には電荷移動度が零という架空の流体を注入した場合の計算例を示している。この場合、経過時間を十分にとって定常になるまで計算すればホールド内電荷密度を一定と置いた解析結果と一致することになる。一定電荷密度に対する上記条件における解析結果は中央部最大電位が 140.2 kV であり 600 秒経過後の結果はボテンシャルフローでは 138 kV, $k-\epsilon$ モデルで 124 kV とそれぞれ定常解の約 98% と 88% となっている。この差はボテンシャルフローでは流体が注入口から出口に向ってところてん式に一様に押し出されていくのに対し, $k-\epsilon$ モ

デルでは壁に沿う高速流れに乗った帶電流体が出口から次々に排出されるため、ホールド中央部が帶電流体と置き替わるのにボテンシャルフローより長時間が必要となると考えられる。

3.4 壁面電界強度の実験値との比較

図 9, 図 10 に 3.2 節の解析条件における中心部縦断面での壁面電界強度分布を示す。

図 11 は、図 3~10 と電荷密度、流入量、注入流速が同程度の蒸気を注入した場合の壁面電界を回転セクタ型電界計により計測した結果の一例である。計測位置は、図 9, 図 10 に示されるように、天井面中心 A, A' と注入口に遠い側壁までの中間点 A', A' と注入口の中間点

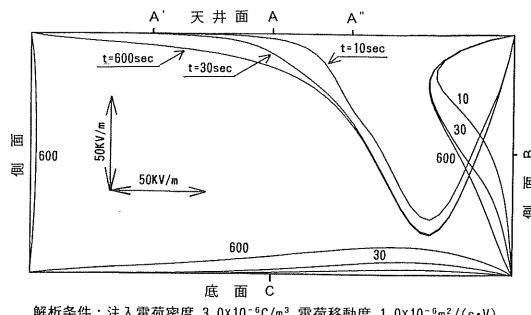
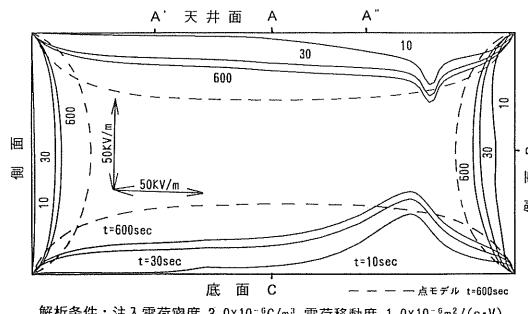
解析条件：注入電荷密度 $3.0 \times 10^{-6} \text{C/m}^3$ 電荷移動度 $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$

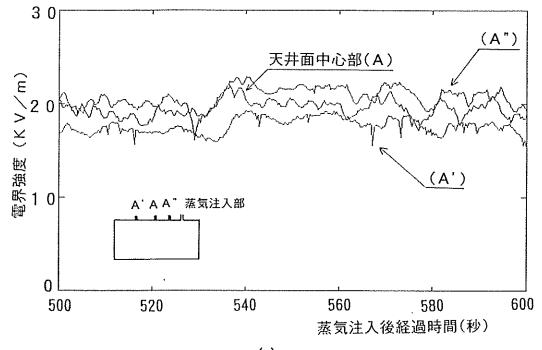
図 9 壁面における電界分布（ボテンシャルフロー）

Fig. 9 Field intensity distribution by potential flow.

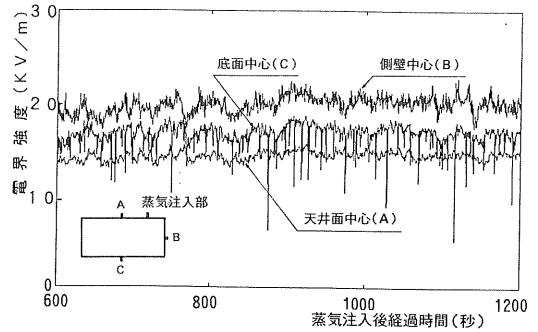
解析条件：注入電荷密度 $3.0 \times 10^{-6} \text{C/m}^3$ 電荷移動度 $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$ 図 10 壁面における電界分布 ($k-\epsilon$ モデル)Fig. 10 Field intensity distribution by $k-\epsilon$ turbulent model.

A'', 注入口に近い側壁面中心B, 底面中心Cである。電界計の個数の制約から同時に行なった実験ではないが図11(a)にはA', A, A''点、図11(b)にはA, B, C点での電界計測値を示す。図11(a)では注入開始後500秒から600秒まで、図11(b)では600秒～1,200秒までの計測値が示されている。注入開始直後ではホールド内温度が低いことや安定した電荷密度の蒸気を発生させることができたため、流れの非定常効果を見ることのできる電界データは得られなかった。

天井面の三点A', A, A''における電界強度の実験値には大きな差は見られないが、注入部に近い側が多少大きな値となっている傾向がある。これに対し、ボテンシャルフローでは注入部に大きな電界のピークが現れ、実験値の傾向と一致しない。このことは、高速注入(注入流速12 m/s)における流れ場をボテンシャルフローで扱うことは困難であることを意味している。 $k-\epsilon$ モデルを使った天井面三点の位置での解析結果は実験値の傾向と一致している。側壁面Bや底面Cにおいても $k-\epsilon$ モデルを使った解析値はボテンシャルフローに比べて実験データとの整合性に優れている。これは、ボテンシャルフローでは表現できない、ホールド内を回流する渦流が $k-$



(a)



(b)

図 11 壁面各部における電界計測値

(a) 天井面三点

(b) 天井面、側面、底面

Fig. 11 Measured electric field intensity at typical points on walls.

(a) Three points on the ceiling.

(b) Ceiling, side and bottom.

ϵ モデルでは適切に再現できることによるためである。

3.5 瞬時混合モデル（点モデル）との比較

渦流れによる電荷攪拌効果が電界による電荷移動に比べて十分大きいときには、帶電流体の注入と同時にホールド内が均一電荷分布になると仮定する瞬時混合モデル（点モデル）で扱うことができる可能性がある。点モデルにおけるタンクホールド内への電荷の入りは注入流量と注入電荷密度の積、出は平均壁面電界、壁面積、電荷移動度と平均電荷密度の積および流出流量と平均電荷密度の積の和で表される。この電荷の出入りを時間で積分すれば各時刻における平均電荷密度が求められる。図10中の破線は $k-\epsilon$ モデルと同じ電荷移動度 $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$ を使った場合の600秒後の点モデル解析結果を示している。この結果から、点モデルでは注入部でボテンシャルフローや $k-\epsilon$ モデルより小さくなるものの、天井面Aなど平均的には最も大きくなることが分かる。

図12に、注入条件を3.1節と同じとした場合の注入電荷密度と天井面中心Aにおける電界強度の関係を、解

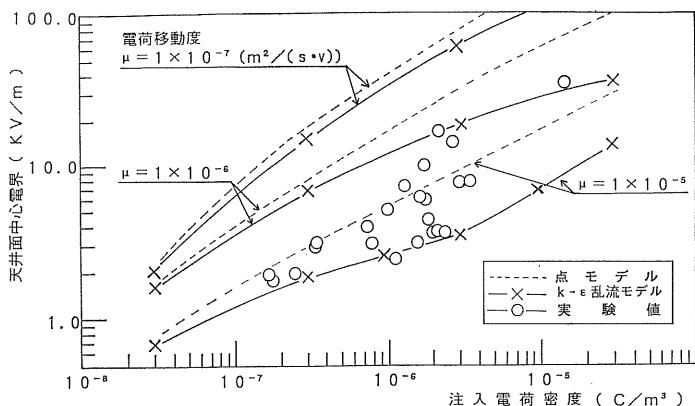


図 12 注入電荷密度と電界強度

Fig. 12 Density of injected charge and field intensity.

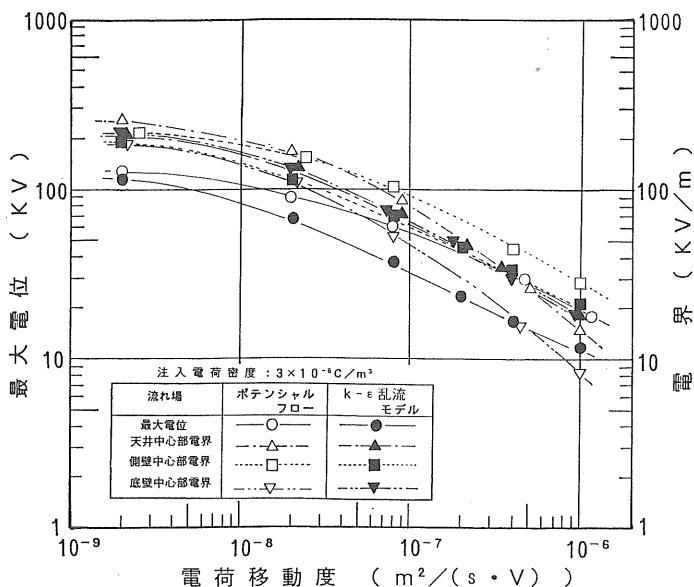


図 13 電荷移動度と最大電位および各部電界

Fig. 13 Effect of charge mobility on the maximum voltage and electric field.

析値と実験値の比較で示す。図中の実線および破線は電荷移動度をパラメータにそれぞれ $k-\epsilon$ モデル、点モデルを使って求めた蒸気注入開始後 600 秒経過時の解析値であり、○は注入後 500~600 秒間の実験値の平均である。注入流量が一定であるにもかかわらず注入電荷密度の実験値が $10^{-7} \sim 10^{-5}$ C/m³ と大きく変化しているのは、注入電荷密度が蒸気の湿り度に依存するためである¹⁾。電荷移動度を $k-\epsilon$ モデルとの対応から評価すると、 $1.0 \times 10^{-6} \sim 1.0 \times 10^{-5}$ m²/(s·V) の間にあることが分かる。実験値の傾向として注入電荷密度が大きくなると電荷移動度が小さくなっている。蒸気の湿り度が大きいときに電荷発生が増すという文献 1) のデータから、湿り度が大

きになると帶電水粒子の質量が大きくなるため移動度が小さくなると考えれば、本実験値の傾向を説明することができる。電荷移動度 1.0×10^{-5} m²/(s·V) で、10 kV/m の電界中にあるときの電荷移動速度は 0.1 m/s となる。この値はこれまでの解析で用いた注入速度 12 m/s に比べて十分小さく、注入部付近の電荷密度分布が流れ場によってほとんど決まることを意味している。

3.6 電荷移動度の影響

図 13 に電荷移動度と、ほぼ定常状態と見なせる 600 秒経過時の電界強度（実験と同じ場所）およびホールド内最大電位の関係を示す。最大電位は、図 12 の電界実験値の中でも小さい電荷移動度に対応する 1.0×10^{-6}

$\text{m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$ を蒸気の電荷移動度としても、移動度を考慮しない解析値の $1/10$ 程度となっている。ポテンシャルフローに特徴的に見られる傾向として、電荷移動度が小さくなるに従い最大電位の位置が流体注入部付近からタンク中央部に移っていくため、天井部と側壁部の電界の強さなどに非線形性が認められる。

4. ま と め

流れ場および電荷移動度を考慮した帯電流体の電場数値解析を行い以下の結果を得た。

1) 流れ場をポテンシャルフローで求めた場合、現実の流体に生じている渦によるホールド内循環流を表現できないため、電荷が注入部に偏在し、電界強度分布の実験値との整合性が十分でない。

2) $k-\epsilon$ 乱流モデルを使った解析は、渦流れに伴うホールド内乱流攪拌をほぼ再現できるため、精度の高い電場解析に用いることができ、また、瞬時混合モデルでは困難であった注入部近傍の電荷密度の評価にも有用である。

3) 帯電流体の電荷移動度は密閉空間内の電界強度を支配する大きな因子である。帯電蒸気の場合、注入電荷密度との相関があり、その値として $1.0 \times 10^{-6} \sim 1.0 \times$

$10^{-5} \text{ m}^2/(\text{s}\cdot\text{V})$ を使えば実験値との整合性が良い。

この数値解析法を利用すれば、例えばタンカーカーゴホールド内蒸気洗浄に伴う静電気危険度の評価精度を大きく向上させることができる。

参 考 文 献

- 1) 吉田紘二郎、山根健次、綾 咲雄：静電気学会講演論文集, p. 391 (1989)
- 2) 山根健次、吉田紘二郎、綾 咲雄：第55回船研講演集, p. 95 (1990)
- 3) 児玉良明：第58回船研講演集, p. 33 (1991)
- 4) D.B. Spalding : *GENIMX—A General Computer Program for Two-Dimensional Parabolic Phenomena*, Pergamon Press, Oxford (1977)
- 5) 前川 勇：単相流熱流動数値解析法の基礎と応用, p. 21, テキスト, 原子力学会 (1987)
- 6) 村上周三、加藤信介、須山喜美：生産研究, 38 (1986) 15
- 7) 河野照哉、宅間 董：数値電界計算法, p. 189, コロナ社 (1980)
- 8) 須永孝隆：静電気学会誌, 8 (1984) 110
- 9) R.W. Hornbeck : *Numerical Marching Techniques for Fluid Flows with Heat Transfer*, NASA. SP-297 (1973)
- 10) 吉澤 徹：日本原子力学会誌, 32 (1990) 780
- 11) 春美一佳：船研報告, 28 (1991) 322
- 12) 桑原邦郎：静電気学会誌, 14 (1990) 113