



Title	± 方形波パルス列電圧印加時の絶縁液体中のTSCLC
Author(s)	中村, 岩美; 佐藤, 淳
Citation	北海道教育大学紀要. 第二部. A, 数学・物理学・化学・工学編, 33(1) : 29-35
Issue Date	1982-09
URL	http://s-ir.sap.hokkyodai.ac.jp/dspace/handle/123456789/6083
Rights	

± 方形波パルス列電圧印加時の絶縁液体中の TSCLC

中村岩美・佐藤 淳*

北海道教育大学岩見沢分校電気工学研究室

*岩手大学工学部電力工学研究室

Transient SCLC in Insulating Liquid under \pm Square Wave Pulses Voltage

Iwami NAKAMURA and Tadashi SATO*

Electrical Engineering Laboratory, Iwamizawa College, Hokkaido University of Education,
Iwamizawa 068

*Department of Electric Power Engineering, Iwate University,
Morioka 020

Abstract

We have previously reported with regard to the transient space charge limited current (TSCLC) phenomena in insulators on the numerical analysis method, which was to substitute charges in 2-dimensional distribution for charges in 3-dimensional distribution. In the present paper we report the calculating results of the current, the space charge distribution, the potential and the electric field when \pm square wave pulses voltage was added to the parallel plane electrodes in the insulating liquid.

If the ratio of the time of negative voltage application to the time of positive one was smaller than 0.75, a current peak was observed in the current-time curve. All charges backed to the injection electrode while the negative voltage was applied. Consequently, the value of the current peak was little and the time was late.

§ 1 緒 言

前報では、絶縁液体中に可動イオンがn種類存在する場合について、その電気伝導現象を「体積電荷を面電荷に置換するモデルによる TSCLC 数値解析法」を用いて解析した。

絶縁液体中に直流ステップ電圧を印加した場合、液体中に空間電荷を形成し、電界を歪ませる。この歪みが液体の絶縁破壊に影響を与える。Bragg 氏らはベンゼンに対し、電解質の水溶液をイオン放射電極（電荷注入源）とし、その水溶液の濃度を変えることにより、電界の歪度合と絶縁破壊

電圧の関係を調べている⁽¹⁾。著者らの一人はプラズマを電荷注入電極として方形波パルス列電圧印加時の破壊現象を調べている⁽²⁾。その他、空間電荷効果や可動イオンの振舞などについても不明な点が多く、色々な視点から研究が進められている^{(3)~(5)}。また、理論解析では、液体よりも固体中での電気伝導現象を解析している例が多いが^{(6)~(9)}、これらの計算における基本的な考え方の多くは液体にも適用できると考えられる。

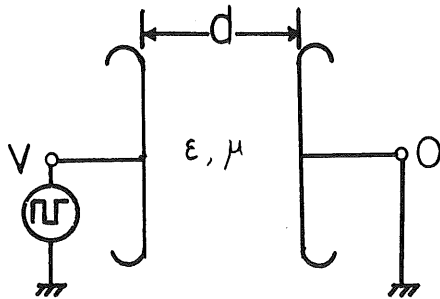
本論文では、これらの絶縁破壊および電気伝導機構解明の一考察として、±パルス列電圧を印加した場合の TSCLC 現象を前報と同一モデルを適用して数値解析し、過渡電流波形、電界および電位の経時変化、電荷の移動状態などについて計算結果を得たので報告します。

なお、±パルス列電圧印加時の電圧立上り時間および立下り時間における電荷注入電極側での可動イオンの挙動や集電極側に到達した時の可動イオンの挙動については、さらに検討を要することが多いと思われるので追って稿を改めて報告する。

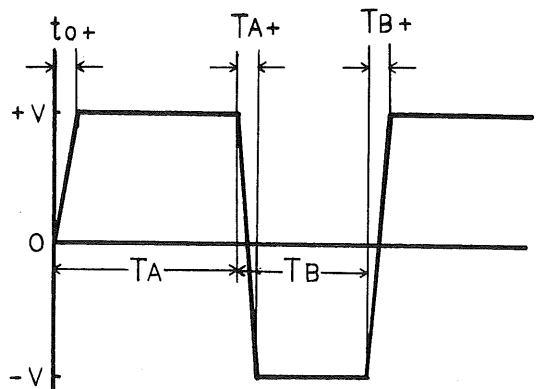
§ 2 過渡現象の簡易モデル

過渡現象のモデルは前報⁽¹¹⁾と基本的に同じであり、ここでは異なる部分についてだけ述べるので詳細は前報を参照されたい。

第1図のような二枚の平行平板電極間（一方の電極を単極性の電荷注入電極とする）に第2図のような±パルス列電圧を印加する。絶縁液体の誘電率を ϵ 、電極間距離を d とする。また、加える電圧は V とし、+電圧印加期間を T_A 、-電圧印加期間を T_B とする。電源投入時における $t = t_{0+}$ （+電圧の立上り時間）には電圧は 0 から $+V$ まで変化する。 T_A 時間後の $t = T_{A+}$ （-電圧の立下り時間）には電圧は $+V$ から $-V$ まで $-2V$ だけ変化する。さらに T_B 時間後の $t = T_{B+}$ （+電圧の立上り時間）には逆に $-V$ から $+V$ まで $+2V$ だけ変化する。これらの時間は極めて微小な時間 Δt であるとする。 $t = t_{0+}$ および $t = T_{B+}$ 期間には正の電荷注入が行われるが、これらは前報の電荷注入と同一手順が繰り返されることとする。 $t = T_{A+}$ 期間には両極性の電荷注入が可能であれば負の電荷注入が行われるが、今は単極性の電荷注入電極と仮定し、この間の電荷注入は起こらないものとする。したがって、 $t = T_{A+}$ 期間には各電荷層の電界は $-2Ea$ (Ea は印加電界) だけ加わることになり、 $t = T_{B+}$ 期間には $+2Ea$ だけ加わることとする。



第1図 電気伝導を求める回路図



第2図 印加電圧波形

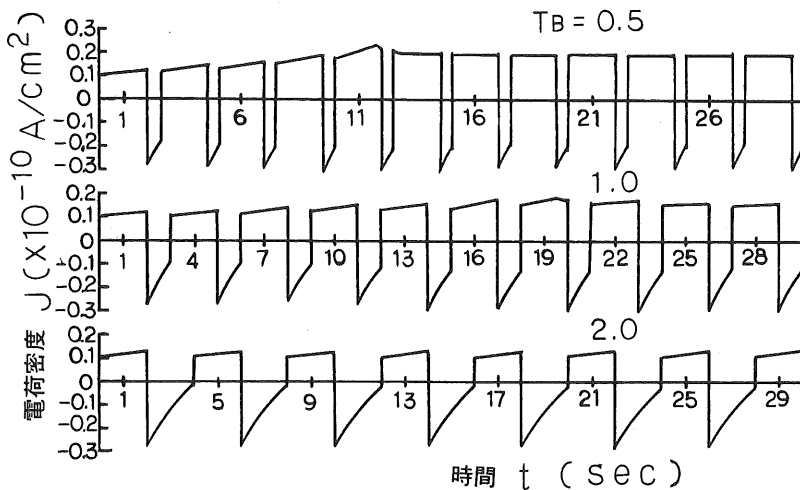
§ 3 計算結果および考察

計算における条件は、印加電圧 $V = \pm 1000$ (V)、電極間距離 $d = 1.0$ (cm)、絶縁液体の誘電率 $\epsilon = 2.0 \times 10^{-13}$ (F/cm)、電荷層の移動度 $\mu = 1.0 \times 10^{-4}$ (cm²/V·s) とした。絶縁液体中の残留導電率、キャリアの拡散等は無視した。また、電圧立上り時間および立下り時間に伴う電極の幾何学的静電容量を充電および放電する電流分は無視してある。

〈3. 1〉 電流波形

第3図は+電圧印加期間 $T_A = 2.0$ (sec) 一定とし、-電圧印加期間 T_B を変えた場合の電流波形である。 T_A に対して T_B が短いときは電流波形に極大現象がはっきり現われている。これは、直流電圧印加時と同様に±パルス列電圧を印加した場合も電極間に時間の経過とともに空間電荷を形成し、電界に歪みを生じているためである。しかし、 T_B を長くしていくと極大現象は弱まり、 $T_B/T_A = 0.75$ 以上になると極大現象は波形の上では現われなくなる。これは、 T_B を長くしていくと T_A 期間中に注入された電荷層の多くが T_B 期間中に注入電極側に逆もどりし、一部電荷層は注入電極に到達してしまい、電極間の電荷量が直流電圧印加時より減少するためと考えられる。-電圧印加期間中の電流波形は、この間の電荷注入が起らないために単なる減衰特性を示している。なお、絶縁体の印加電圧極性反転時には電流波形に極大現象が現われるという実験結果報告があるが^{(9),(10)}、これは集電極に電荷が蓄積するためと考えられており、本計算では集電極に到達した電荷層は電極間から消滅してしまうと仮定しているため極大現象は現われない。電荷蓄積については別に報告する予定である。

電流極大値 J_m 、電流初期値 J_0 、定常電流値 J_∞ および電流極大発生時間 T_m などの値を直流電圧や方形波パルス列電圧印加時の値と比較するためにそれぞれの値を $j = \epsilon\mu V^2/d^3 = 2.0 \times 10^{-11}$ (A/cm²)、 $\tau = d^2/\mu V = 10.0$ (sec) で規格化した場合の値を表1に示した。 J_0 はいずれの場合も 0.505 と変わらないが J_m 、 J_∞ は直流電圧、方形波パルス列電圧、±パルス列電圧の順に小さくなっている。



第3図 電流波形

T_m は±パルス列電圧, 直流電圧, 方形波パルス列電圧の順に短くなっている。これは, いずれの場合も注入された電荷層の波頭部分が集電極に到達したときに電流波形に極大現象が現われるが, 方形波パルス列電圧印加時には波頭部分が短絡期間中でも集電極に向かって進むために直流電圧印加時より時間が短縮されるためであり, また, ±パルス列電圧印加時には波頭部分が+電圧印加期間中に注入電極側に逆もどりするため直流電圧印加時より時間がかかるためである。

第4図は第3図の $T_A=2.0$ (sec) を一定とし, T_B の値を変化した場合の電流極大値 J_m がどのように変わるかを示したものである。ただし, $T_B=1.5$ (sec) 以上の場合は電流波形に極大現象は現われないため, 理論上の極大値として注入電荷層の波頭部分が集電極に到達した時の電流値をあてた。 J_m は $T_B=2.0$ (sec) までは T_B が長くなるにしたがってなめらかな曲線を描いて減少する。

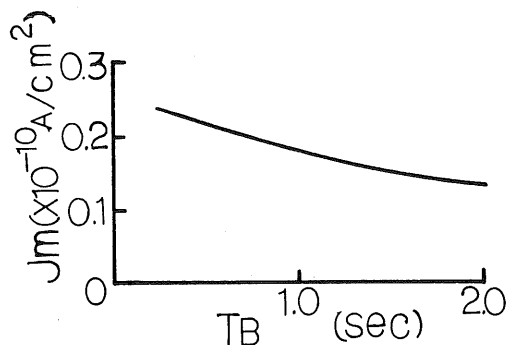
表1 JおよびTを $\epsilon\mu V^2/d^3$ および $d^2/\mu V$ で規格化した値

	直 流	パル ス 間 隔		一電圧印加期間	
		0.5 [sec]	1.0 [sec]	0.5 [sec]	1.0 [sec]
J_0 (初期値)	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52
J_m (極大値)	1.36	1.245	1.155	1.15	0.95
J_∞ (定常値)	1.105	1.05	0.98	1.00	0.80
T_m (極大発生時間)	0.79	0.93 (0.78)*	1.08 (0.78)*	1.17 (0.97)*	1.96 (1.36)*

* ()内は+電圧印加期間

〈3. 2〉 電荷層の移動状態

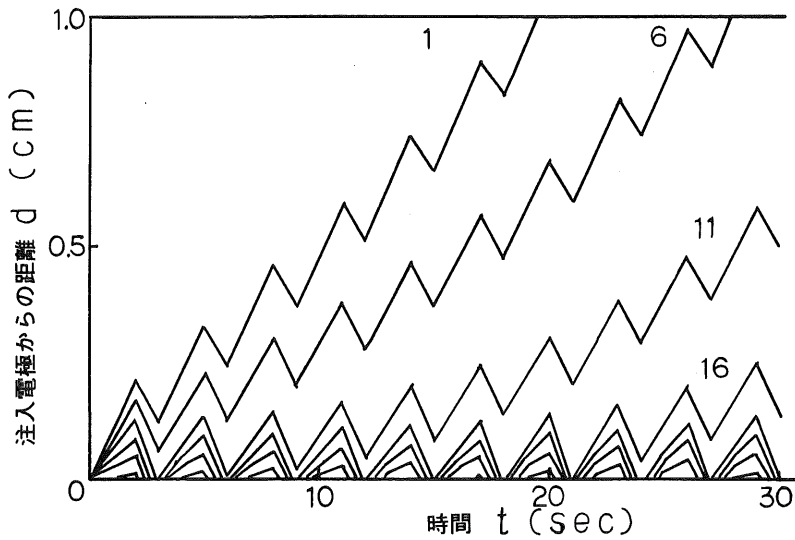
第5図は $T_A=2.0$ (sec), $T_B=1.0$ (sec) における注入された電荷層の移動状態を示したものである。図中の番号は注入された電荷層の順番を示しており, $t=t_0+$ 時には30層の電荷層が注入されている。図からわかる通り注入された電荷層は最初注入電極側に集中していたのが+電圧印加期間中にクーロンカによって反発し, 徐々に集電極に向かって進んでいく。また, 注入された電荷層は-電圧印加期間中には注入電極側に逆もどりし, 電極間から消滅してしまう(この計算では約7割となった)。これは, T_B が長ければ長い程多く, したがって第4図に見られるように T_B が長くなると J_m が小さくなるのは電極間に存在する電荷層の絶対量が少なく, 電荷層の多くは注入電極側に集中しているためである。いわゆる空間電荷効果が少なくなっていると言える。1層目の電荷層(この電流の波頭部分)が集電極に到達する時間 $T_m=19.6$ (sec) に電流波形に極大現象が現われているのは先に述べた通りである。



第4図 T_B-J_m 特性

〈3. 3〉 電位の経時変化

第6図は $T_A=2.0$ (sec), $T_B=1.0$ (sec) の場合における+電圧印加期間における電位の経時変化を示したものである。 $t=0$ で示しているのは+電圧投入時の電位傾度で, 空間電荷効果のない, 印加電圧のみによる電位である。最初のうちは電荷層が注入電極側に集中しているため電位傾度の

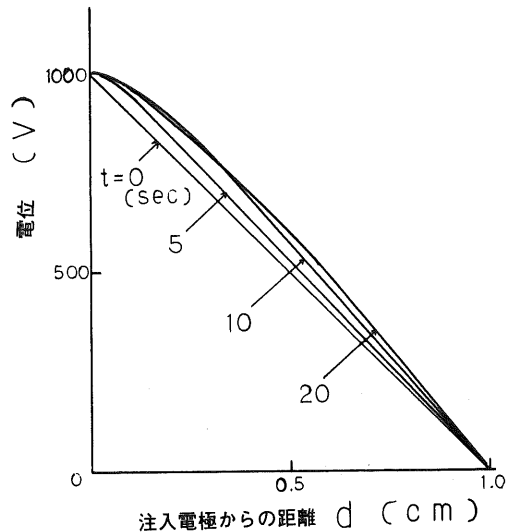


第5図 電荷層の移動状態

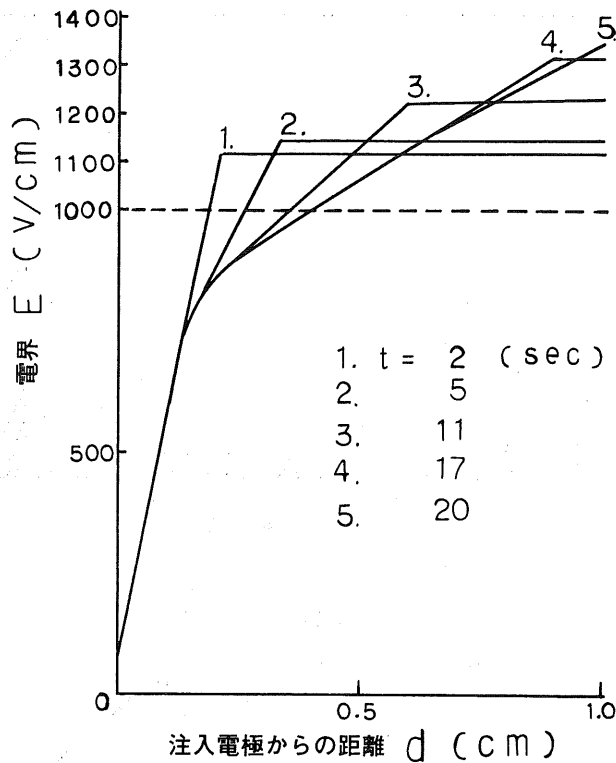
ふくらみも注入電極側にかたよっているが、時間の経過とともに電荷層は集電極側に分散し、電位傾度のふくらみも集電極側に進んでいく。やがて、電流波形に極大現象が現われるとき集電極側の最高電位傾度も極大を示す。この電位傾度のふくらみは空間電荷効果により生じるものであるが、電流極大値 J_m および定常電流値 J_∞ の値が印加電圧のちがいに、直流電圧、方形波パルス列電圧、±パルス列電圧の順に小さくなっていたのと同様にこのふくらみも同じ順に小さくなっている。

〈3. 4〉 電界の経時変化

第7図は第6図と同じ条件における電界の経時変化を示した。点線は+電圧投入時の電界分布で歪みが生じていない。 $t = 2$ [sec] までは電荷分布が注入電極から $d = 0.21$ [cm] までほぼ一様に分布しているため電界傾度も直線的に変化し、 $d = 0.21$ [cm] から集電極までは空間電荷が存在しないため一定値を示している。 $t = 5$ [sec] では、電荷分布がアンバランスに分布するため電界分布に歪みを生じ曲線となる。 $t = 20$ [sec] では、電荷が電極間全体に分布するようになるため電界分布も全体的に曲線となる。この分布曲線は $d = 0.15$ [cm] のところで折れ曲ったようになっているが、これは、 $t = 5$ [sec] 以後では注入電極から $d = 0.15$ [cm] に多くの電荷が集中し、 $d = 0.15$ [cm] から集電極までの電荷分布とに差が生じているためである。



第6図 電位の経時変化



第7図 電界の経時変化

§ 4 ま と め

±パルス列電圧印加時の絶縁液体中の電気伝導現象を「体積電荷を面電荷に置換するモデルによる TSCLC 数値解析法」を用いて解くことができた。そして電流波形を解析するとともに空間電荷の挙動や空間電荷効果などについても理解することができた。本研究で明らかになった部分を述べると次のようになる。

- 1 ±パルス列電圧を印加した場合でも、-電圧印加期間 T_B と +電圧印加期間 T_A の比 T_B/T_A が 0.75 以内であれば電流波形に極大現象は現われる。
- 2 方形波パルス列電圧印加時には、短絡期間中に波頭部分の電荷層は集電極に向かって進んでいたが、±パルス列電圧印加時には電極間の全電荷層が注入電極側に逆もどりする。そのため、電流極大発生時間 T_m を比較すると方形波パルス列電圧、直流電圧、±パルス列電圧の順に短かくなっている。
- 3 電流極大値 J_m が直流電圧および方形波パルス列電圧印加時に比べて小さくなるのは電極間に存在し得る電荷の絶対量が少ないためである。
- 4 電界分布の歪みは $d=0.15$ [cm] のところで折れ曲ったような曲線となっている。

稿を終るにあたり、本学学生川崎勉君に協力いただいたことを感謝します。又、計算には北大大型計算機センターを利用させていただきました。

文 献

- (1) Bragg et. al : *J. Appl. Phys.*, 25, 382 (1954)
- (2) 佐藤・類家 : 放電研究会資料, ED-78-54, 昭和 53 年 6 月
- (3) 中島 : 電気試験所集報, 24, 801, 昭和 35 年
- (4) 鐘ヶ江・宮本 : 電学論 A, 95, 372 (昭和 50 年 9 月)
- (5) KWAN, C. KAO : *IEEE. Trans. Elec. Insul.*, Vol. EI-11, 121, 1976
- (6) A. Many・Rakavy : *Phys. Rev.*, 126, 1980 (1962)
- (7) A. G. Tangena. et. al : *J. Appl. Phys.*, 49, 2876 (1978)
- (8) M. Zahn : *IEEE. Trans. Elec. Insul.*, Vol. EI-11, No. 4, 1976
- (9) 岩本・日野 : 電学論 A, 100, 361 (昭和 55 年 6 月)
- (10) 家田・篠原 : 電学誌, 79, 843 (昭和 34 年 7 月)
- (11) 中村 : 北教大紀要第二部 (A), 昭和 54 年 9 月