



Title	60CoおよびAm-Be線源照射下のiso-octane中の電離電流の飽和特性について
Author(s)	沢村, 晃子; Sawamura, Teruko; 山崎, 初男 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 76, 127-138
Issue Date	1975-08-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41294
Type	departmental bulletin paper
File Information	76_127-138.pdf



^{60}Co および Am-Be 線源照射下の iso-octane 中の 電離電流の飽和特性について

沢村 晃子* 山崎 初男** 小澤 保知**

(昭和 49 年 12 月 25 日受理)

On the Saturation Characteristics of Ionization Current in Iso-octane Irradiated by ^{60}Co and Am-Be

Teruko SAWAMURA Hatsuo YAMAZAKI Yasutomo OZAWA

(Received December 25, 1974)

Abstract

The saturation characteristics of ionization current produced in a liquid chamber, filled with iso-octane, was studied. The chamber was first exposed to ^{60}Co γ ray and Am-Be neutrons. There are a few known theories of the initial recombination which are applied for explaining the current-field strength dependence in ionized liquids. Regarding this problem Jaffé's theory or Onsager's theory is considered as basic. Our experimental results were discussed using these theories. It was noted that Onsager's theory for the explanation of initial recombination in ^{60}Co γ irradiation was satisfactory and Jaffé's theory was applicable to Am-Be neutrons. Several parameters of ionized phenomena were derived from the application of these theories and were then compared with each other.

1. 序 論

絶縁性の高い液体を動作体とする電離箱にはガス電離箱とは異なった特性があるが、中でも注目すべき特徴は、電離電流の飽和特性に関するものである。ガス電離箱にあっては、動作体ガス圧が高い場合以外は無視しうる初期再結合効果が、液体電離箱ではその飽和特性を決定する主な要因となっているため、電離電流—電界強度特性が両者間で異なっている。液体電離箱のこの特性を利用し、入射放射線の線質を決定しようとする試みがなされている^{1)~4)}。即ち、電離電流—電界強度特性の直線部の延長線が電界強度軸を切る点が入射放射線の線量、電離箱の形状等に依らず一定点に収束し、その値が入射放射線の線質のみに依存することが実験的に示されており、その収束点の電界強度の値をもって線質の評価を行なおうとするものである。又、その直線部の延長線が電離電流軸を切る点の電流値(直線外挿された無電界時の電流値)と、入射放射線の線量率との比の値が線質係数により定まることを示しているものもある⁵⁾。これ等のことに対する理論的説明として、入射放射線が γ 線のような低 LET 放射線の場合には Onsager 理論⁶⁾の有効性が言われているが、 γ 線以外のより高 LET の放射線の場合については、その特性の理論的

* エリアモニタ施設

** 原子工学科

裏付けはなされていないように思われる。しばしば柱状再結合に関する Jaffé 理論⁷⁾が、例えば飽和特性から飽和電流値を推定するために用いられているが、その適用の妥当性については留意されていないように思われる。更に、液体中の初期再結合に関する理論に Jaffé 理論を修正した Kramer の理論⁸⁾があり、Gerritsen⁹⁾がこの理論に関し実験的検討を行なっているが、Kramer 理論は何らかの方法で電離イオン対の収集効率(実測電流値/飽和電流値)の値を知らねば適用できないので、(例えば Gerritsen⁹⁾は気体の時と液体の時の電離電流の比からその値を定めている。)飽和電流値の推定が困難な液体電離箱ではこの理論を適切に評価することは難しい。

本文は ^{60}Co γ 線源及び Am-Be 中性子源照射下の iso-octane 中の電離電流の飽和特性を印加電界 60 kV/cm まで測定し、初期再結合の特性に関し検討するものである。iso-octane を用いたのは後に述べるように *n*-hexane, *n*-pentane 等に比較し、同一線量率に対し大きな電離電流値を示すため、中性子照射時に精度よい測定が可能であったという理由による。

ここでは iso-octane につき ^{60}Co γ 線照射時における飽和特性から Onsager 理論の有効性を明らかにし、更に中性子照射時の実験結果について Jaffé 理論に基づき検討する。またその理論から導びかれる入射放射線に関する物理量、例えば、入射放射線の飛跡に沿っての荷電粒子の密度、空間的拡がりに関するパラメータ等について、両者の比較を行ないながら議論する。特に γ 線と中性子線を採り上げたのは、 γ 線については或る程度 Onsager 理論の有効性が実証されていること、一方中性子線については何ら理論的取り扱いがなされていない故、両者の比較から後者の特質がより明確になるものと考えられたからである。また、簡単に中性子線の線質、線量当価を評価する方法の確立されていない現在、上記のような特性から線質の評価が可能であるとするならば、保健物理学上非常に有意義であると思われたからである。

2. 初期再結合に関する理論

初期再結合に関する基本的理論には、前述 Onsager 理論と Jaffé 理論、Jaffé 理論を修正した Kramers 理論とがある。Kramers 理論は、Jaffé 理論と同一つの電荷の輸送方程式から出発し、Jaffé 理論が拡散を主体とした取り扱い法を展開したのに対し、液体—特に低温の液体—の場合の状況を考慮して、再結合を主体としてその方程式を近似的に解いたものであるが、その理論と実験値との比較を行なうためには飽和電流値が知られていることが必要である。それ故、本実験結果からこの理論について検討することは困難である。(未知パラメータが多くなり過ぎ、推定の際の任意性が大きくなる。)

本実験結果については Onsager, Jaffé の二理論によって考察を行なうこととし、ここではこの二理論につきその結論だけを簡単に述べることにする。

2.1 Onsager 理論⁶⁾

Onsager は初期再結合の過程を収集電界と、親イオンとのクーロン力下での一粒子のブラウン運動の問題として取り扱った。この理論は親イオンと相互作用する一粒子—孤立したイオン対—に対するものであるから一クラスター中のイオン対のうち、たかだか一個のイオン対が再結合を逃れる場合のみそのまま適用することが可能である。クラスターが互いに重なり合うような高密度電離を行なう高 LET 放射線への適用は妥当ではない。

この理論によると、初期再結合を逃れる確率はイオン間距離の分布が球対称の場合、

$$\phi(E, r, r_c) = \phi_0 \left[1 + f(E, r, r_c) \right] \quad (1)$$

E : 収集電界強度, r : 熱平衡状態におけるイオン間距離, r_c : 臨界距離

となる。臨界距離 r_c は、

$$r_c = \frac{e^2}{\epsilon kT} \quad (2)$$

ϵ : 液体の誘電率, k : ボルツマン定数, e : 電子の電荷, T : 液体の温度

$f(E, r, r_c)$ は ψ の E 依存性を表わす項である。 $E=0$ の時は、

$$\psi(0, r, r_c) = \psi_0(r, r_c) = \exp(-r_c/r) \quad (3)$$

$f(E, r, r_c)$ は Terlecki 等¹⁰⁾ により計算されているが、 E 及び r があまり大きくない時は E に関する一次の項で近似できて、

$$\psi(E, r, r_c) \simeq \psi_0 \left\{ 1 + r_c \cdot \frac{eE}{2kT} \right\} \quad (4)$$

となり、これから電離電流—電界強度特性の直線部が電界軸を切る点 $-E_0$ が

$$E_0 = \frac{2kT}{er_c} \quad (5)$$

で与えられる。 E_0 はイオン間距離には依存せず、液体の誘電率と温度のみで定まることになり、入射放射線の線質に無関係になる。

2.2 Jaffé 理論^{7),11)}

この理論は柱状再結合と呼ばれる再結合過程に対するもので、Jaffé が加圧ガス中の電離収集過程について議論したものである。入射放射線の飛跡に沿う電離イオンの分布を半径方向にガウス分布する柱状の分布とし、これを初期条件として電荷輸送方程式が解かれ、電荷収集効率が求められ、 α 粒子のような重い荷電粒子が入射した時のイオン対の収集過程をよく説明することができた¹²⁾。

この理論によると円柱状初期分布から逃れるイオン対の割合は、

$$y = \frac{i}{I_\infty} = \frac{1}{1 + gf(x)} \quad (6)$$

i : 測定電流, I_∞ : 飽和電流

$$\left. \begin{aligned} g &= \frac{\alpha N_0}{8\pi D} \\ x &= \left(\frac{b\mu}{2D} E \sin \phi \right)^2 \\ f(x) &= e^x \frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(ix) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここで α : 再結合係数, D : イオン拡散係数, μ : 正負イオンの平均移動度, N_0 : イオン対の飛跡に沿っての線密度 (pairs/cm), b : 初期分布の平均二乗半径, ϕ : 飛跡と収集電界 E (V/cm) とのなす角, $H_0^{(1)}(x)$ は Hankel 関数である。

$f(x)$ を x について展開すると⁹⁾,

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \left(1 - \frac{1}{8x} + \frac{9}{128x^2} \dots \right)$$

x が充分大きければ, ($D = (\mu/e) kT$, $\alpha = 8\pi\mu e$)

$$y = \frac{1}{1 + g \sqrt{\frac{\pi}{2x}}} = \frac{1}{1 + \frac{\sqrt{2\pi} e N_0}{b} \frac{1}{E \sin \phi}} \quad (8)$$

(6)式を書き改めると¹³⁾,

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{I_\infty} + \frac{gf(x)}{I_\infty} \quad (6')$$

また(8)は,

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{I_\infty} + \frac{\sqrt{2\pi} e N_0}{b \sin \phi} \frac{1}{E} \quad (8')$$

となり、 i^{-1} と E^{-1} は直線的になり、 $E^{-1} \rightarrow 0$ の時 $i^{-1} = I_\infty^{-1}$ から飽和電流 I_∞ の値を推定することができる。

誘電液体の場合、 (α/μ) について Debye の理論¹⁴⁾を適用すると、

$$\frac{\alpha}{\mu} = \frac{8\pi e}{\epsilon} \quad (9)$$

ϵ : 液体の誘電率

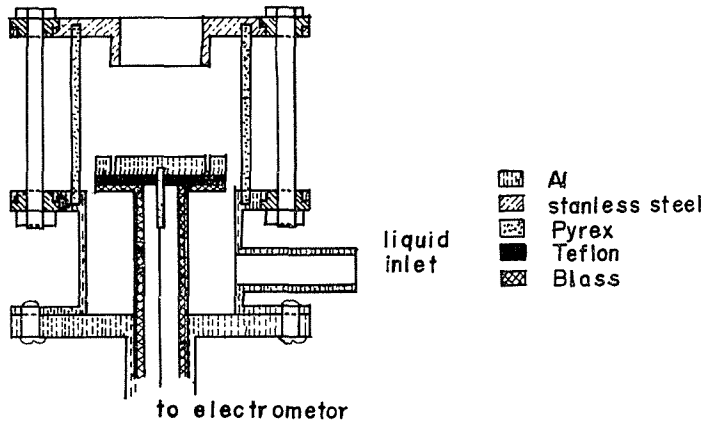
この関係を用いると、

$$\left. \begin{aligned} g &= \frac{e^2 N_0}{\epsilon k T} = r_c N_0 \\ x &= \left(\frac{\epsilon r_c}{2e} b E \sin \phi \right)^2 = \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \\ E_0 &= \frac{\epsilon r_c}{2e} b \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

となる。

3. 実験及び結果の検討

実験に用いた電離箱を第1図に示す。集取電極はAl製で、面積 2.27 cm^2 である。高圧電極は 0.1 mm 厚のステンレスで入射窓を兼ねている。電極間隔は可変であるが、実験は 0.5 mm , 1 mm , 1.5 mm , 2.0 mm で行なった。封入する動作液体には、Merck社スペクトロスコピー用試薬の iso-octane (C_8H_{18} , 密度 0.726 , 誘電率 $1.94^{20^\circ\text{C}^{15)}$ を化学的操作を行なうことなく、そのまま用いた。電界を加えると漏洩電流が流れるが、その値は数十分後にはほぼ一定値に落ち着く¹⁶⁾。その値は $d=0.5 \text{ mm}$, $E=60 \text{ kV/cm}$ で $\sim 5 \times 10^{-14} \text{ A}$ であった。照射温度は 26°C である。



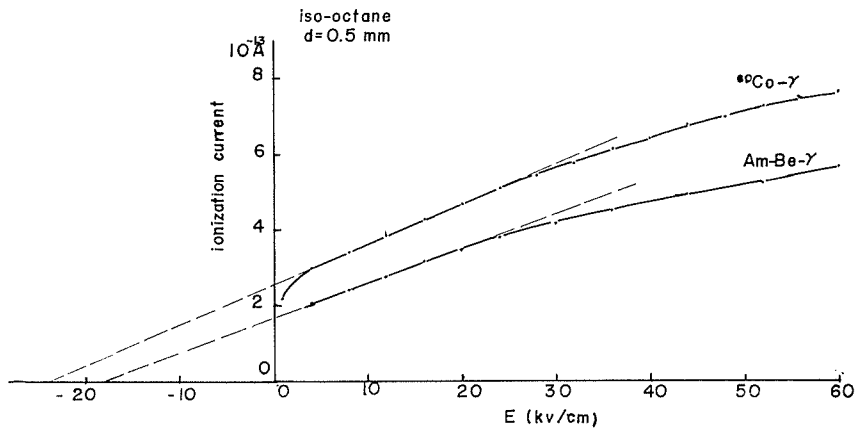
第1図 電離箱

^{60}Co , Am-Be 線源は円形電極の中心軸上, 入射窓より約 6 cm 離れた点に設置した。高圧電源には John Fluke 社製 2466, 電離電流の測定にはタケダ理研 TR-84 M 振動容量型電位計を用いた。

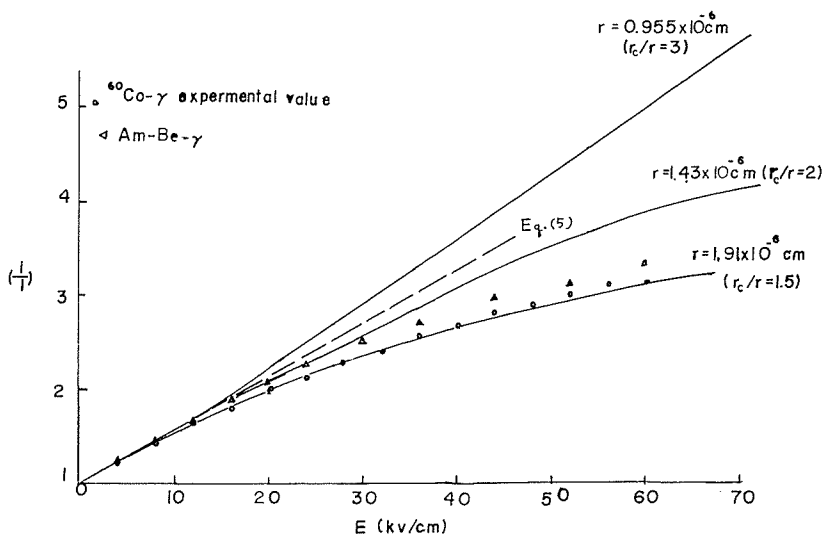
3.1 ^{60}Co γ 線源による実験

^{60}Co γ 線, 或いは比較的高エネルギーの X 線のような低 LET 放射線を照射した場合の初期再結合特性に対しては, Onsager 理論の適用が妥当であると言われ, *n*-hexane についての実験結果がその理論で説明されているが^{10),17)}, 我々は iso-octane について検討してみた。

第 2 図に電極間隔 0.5 mm 時の iso-octane の ^{60}Co (0.4 mCi) 照射の場合につき, その飽和特性を後に述べる Am-Be- γ 線の場合と共に示す。印加電界 $E \sim 20$ kV/cm 程度までは電離電流は E に比例して増加するが, 電界強度が更に増すと直線からずれることが分かる。直線部分を外挿し, E 軸を切る点は -24 kV/cm である。 $T=26^\circ\text{C}$ として iso-octane について臨界距離 r_0 を求



第 2 図 ^{60}Co および Am-Be γ 線照射時の飽和特性



第 3 図 Onsager 理論による iso-octane 中の $(i/I)-E$ 特性。初期イオン間距離 r をパラメータとして示す。(O, Δ : ^{60}Co および Am-Be γ 線照射時の実験値)

表—1

液 体 名	1cc当りのHの数	密 度	$E=0$ 時の電流 (相 対 値)	G 値 ^{23°C23)}
iso-octane	6.89×10^{22}	0.726	1	0.332
n-hexane	6.44×10^{22}	0.659	0.382	0.131
n-pentane	6.27×10^{22}	0.626	0.275	0.145

めると $r_0 = 2.87 \times 10^{-6}$ cm になる。近似式 (5) を用いると $-E_0 = 18$ kV/cm となり、この値と上記第 2 図から求められる値は一致しない。しかし、Onsager 理論のもっと高次の項まで考慮してみよう。第 3 図に Terlecki¹⁰⁾ により計算された表を用い $T = 26^\circ\text{C}$ の iso-octane について $(i/I) - E$ の関係を示す。ここで I は電界が印加されていない時の初期再結合を逃れる確率と飽和電流値との積、または $E \rightarrow 0$ 時の電流値を意味している。実測値は $r = 1.91 \times 10^{-6}$ cm の時の理論値によく一致している。なお、近似式 (4) は r が大きくなると ~ 10 kV/cm 程度でもよい近似でないことが分かる。

初期再結合を逃れる確率は、 $r = 1.91 \times 10^{-6}$ を実効距離として (3) によって求めると $\phi_0 = 22\%$ 、 $E = 60$ kV/cm では $\sim 70\%$ となる。 n -hexane を X 線で照射した場合につき Terlecki¹⁰⁾ は $r = 1.21 \times 10^{-6}$ cm、 $\phi_0 = 8\%$ としており、ここで得られた iso-octane についての値の約 1/3 としている。

次に n -hexane、 n -pentane について $E = 30$ kV/cm まで飽和特性を測定し直線外挿より $E = 0$ 時の電流値を求めたものを iso-octane を基準にして表 1 に示す。入射放射線量を正確に評価することができなかつたので G 値は得られなかつた。Schmidt¹⁸⁾ 等により得られている G 値を併わせて示す。

上述の n -hexane と iso-octane の ϕ_0 の差は、両者について W 値が同一であると仮定すると、頂度両者間の G 値の差に対応しており、 n -hexane と共に iso-octane についても ^{60}Co 照射の場合には Onsager 理論を適用する妥当性を示すものであると考えられる。

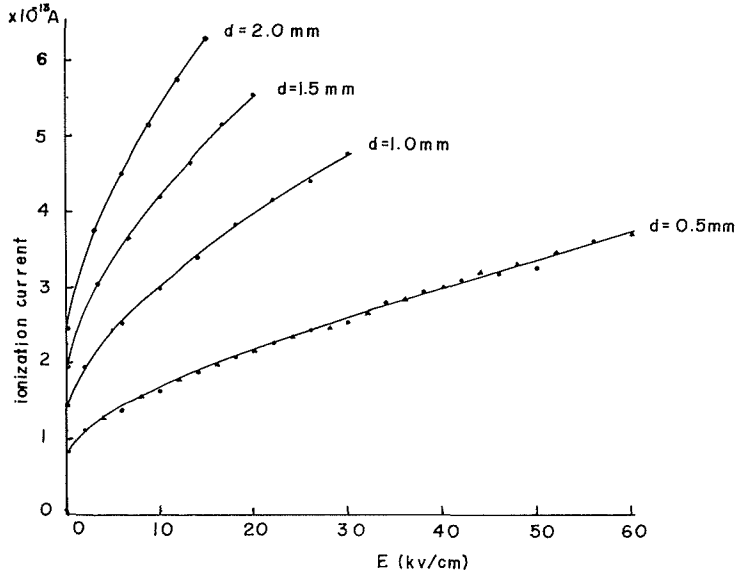
3.2 Am-Be 線源による実験

実験に用いた Am-Be 線源は、強度 $5C_i$ 、中性子束 1.35×10^7 n/s で、中性子エネルギーは 11 MeV 以下の連続スペクトル¹⁹⁾ を有する。この線源はエネルギー 60 keV 以下の γ 線を伴うので、この γ 線を遮蔽するため、線源を 0.2 mm 厚の鉛板で覆った。この鉛板により電離箱に入射する γ 線強度は鉛板無し時の約 0.4% まで減少し、中性子線に比べ無視し得るようになった。

第 4 図に中性子照射時の iso-octane 中の電離電流の飽和特性を電極間隔 d をパラメータとして示す。

中性子照射の場合、電離電流は主に動作液体中の H と中性子との衝突による反跳陽子により形成されるものと考えることができる。電離電流値は動作液体中の H の数に比例するであろう。表 1 から iso-octane は初期再結合を逃れる確率、単位体積当りの H の数、共に大きく中性子照射に対しても大きな電離電流を示すことが予想された。実験を行なってみると、中性子照射による電離電流値はこの線源強度では iso-octane において $\sim 10^{-13}$ A で、 n -hexane、 n -pentane では更に少なくなり十分な測定精度が得られなかつたので、iso-octane についてのみ実験を行なった。

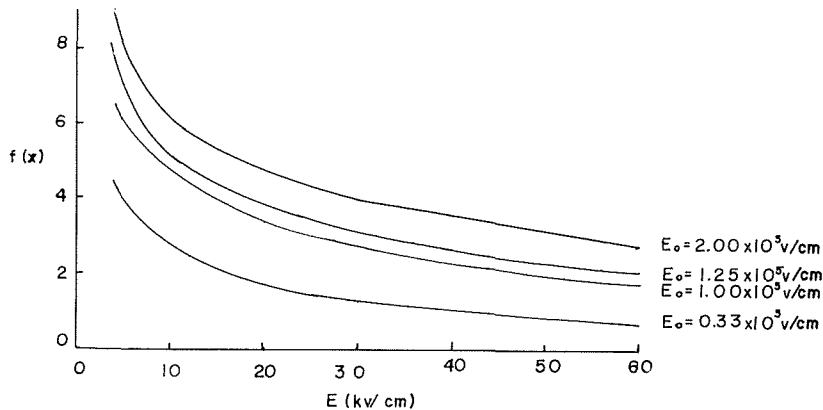
中性子に対する飽和特性に関しては、 n -hexane について Blance¹⁾ 等が 14 MeV 中性子、Ladu 等^{2), 20)} が Am-Be、Po-Be 中性子照射時における測定を行なっているが、印加電界は数 kV/cm および、10 数 kV/cm までの測定で、両者共体積再結合が無視し得る領域では、電離電流は印加電



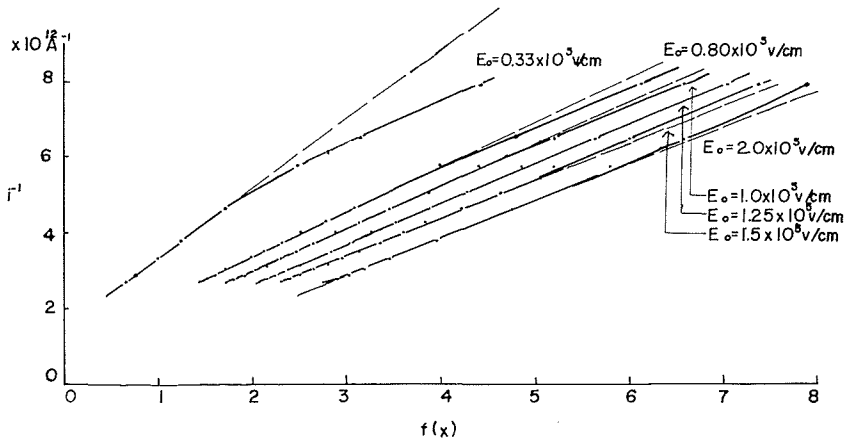
第4図 Am-Be 中性子照射時の飽和特性。電極間隔 d をパラメータとして示す

界強度に比例すると述べられている。しかし第4図は、電離電流と電界強度は数 kV/cm 程度でも直線関係から少しずれており、このずれは ~ 20 kV/cm 以上の電界強度領域では一層顕著であることを示している。この特性から中性子照射時の飽和特性を説明するのに Onsager 理論は適切でないように考えられるので、Jaffé 理論を用いてみる。Jaffé 理論によれば(6')から i^{-1} と $f(x)$ は直線的になり、 $f(x)=0$ の時 $i^{-1} = I_{\infty}^{-1}$ から飽和電流値が、また $i^{-1}=0$ の時 $f(x) = -g^{-1}$ からパラメータ g の値が夫々求められる。 x が充分大きければ(8')により、 $i^{-1} \propto E^{-1}$ となり、 I_{∞} 、 $(N_0/b \sin \phi)$ 等の値が得られるが、 b 、 N_0 の値が知られていないので x が充分大きいという条件を満たす電界強度が予測できない。それで、ここでは(6')の関係を用いることにする。

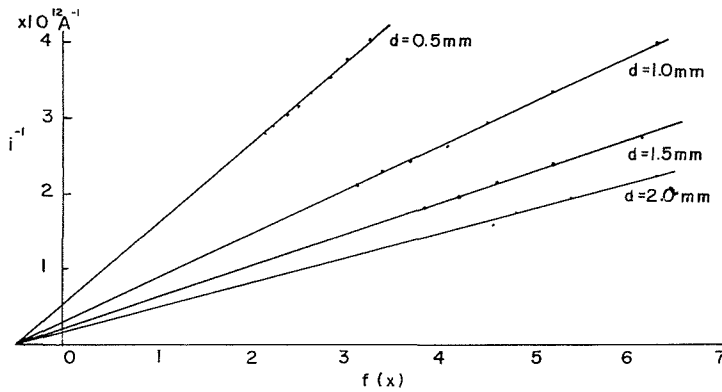
$f(x)$ は Zanstra¹³⁾ により詳細に計算されている。(10)式 $x=(E/E_0)^2$ の E_0 をパラメータとして Zanstra のグラフより求めた $f(x)$ と印加電界強度 E との関係を示す。第5図と第4図とにより $d=0.5$ mm 時の実測値 $i^{-1}(E)$ と $f(x)$ との関係を示す。 $E_0 = 1.25 \times 10^5$ V/cm の時、実測値 i^{-1} は $f(x)$ に対し最も直線的になることが示された。 E_0



第5図 Jaffé 理論における $f(x)$ - E 特性



第6図 Am-Be 中性子照射時の電離電流 i^{-1} と $f(x)$ の関係。
 E_0 をパラメータとして示す

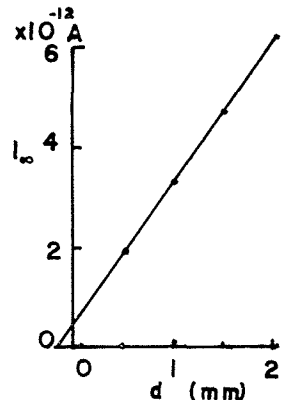


第7図 $E_0 = 1.25 \times 10^5$ V/cm とする時の Am-Be 中性子照射時の
電離電流 i^{-1} と $f(x)$ の関係。 d をパラメータとして示す

がその値より大きくても小さくても、 $f(x)$ 大なる領域で (E が小さい領域で) 直線からずれている。次に $E_0 = 1.25 \times 10^5$ V/cm として $d = 0.5 \sim 2.0$ mm の時の $i^{-1} - f(x)$ 特性を第7図に示す。この図中の直線群の $f(x)$ 軸上の収束点から $g = 2.0$, $f(x) = 0$ の時の $i^{-1} = I_{\infty}^{-1}$ から各 d についての飽和電流値が推定される。第8図にこのようにして求めた飽和電流値と電極間隔 d との関係を示す。 $I_{\infty} - d$ 直線が0点を通らないのは、電極から放出される二次電子の影響と考えられる²¹⁾。

$E_0 = 1.25 \times 10^5$ V/cm の場合、 $x > 10$, 或いは $(E/E_0)^2 > 10$ が成立するのは、 $E > 3E_0 = 3.75 \times 10^5$ V/cm で印加電界が 375 kV/cm 以上にならなければ $i^{-1} \propto E^{-1}$ の関係は成立せず、それ故 $i^{-1} \propto E^{-1}$ の関係を用いて飽和電流値を推定することはできないのである。

さて、ここで得られたパラメータ $g = 2.00$, $E_0 = 1.25 \times 10^5$ V/cm について検討してみる。 $r_0 = 2.87 \times 10^6$ cm と $g = 2.00$ とから (10) を



第8図 電極間隔と Jaffé 理論から求めた飽和電流値との関係

表-2

物理常数	算 出 値	算 出 方 法
比誘電率 ϵ	1.95 (26°C)	$1.94^{15)} (20^\circ\text{C}) + (d\epsilon/dT)^{15)} \times 6$
臨界距離 r_c	2.87×10^{-6} cm	$r_c = (q^2/\epsilon kT)$
粘 度 η	0.15×10^{-2} pois	iso-octane の値は不明なので (octane の値 $0.542) \times 0.936^{15)}$
移 動 度 μ	0.57×10^{-3} $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$	$\mu = (\mu_+ + \mu_-)/2$ $\mu_{\pm} = A\eta^{-k} \quad k=1.5 \text{ for } \mu_+^{22)}$ $k=1 \text{ for } \mu_-^{22)}$ $\left. \begin{aligned} \mu_+ &= 1.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1} \\ \mu_- &= 0.69 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1} \end{aligned} \right\} \text{ for } n\text{-hexane}^{21)}$ $\mu_{\text{iso-octane}} = \mu_{n\text{-hexane}} \left(\frac{\eta_{\text{iso-octane}}}{\eta_{\text{hexane}}} \right)^{-k}$ $\eta_{\text{hexane}} = 0.33 \times 10^{-2} \text{ pois}^{15)}$
再結合係数 α	4.0×10^{-10} $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	$\alpha = B\eta^{-1.5 \ 21)}$ $B = 1.44 \times 10^{-13}$
拡散係数 D	1.8×10^{-5} $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$	23) の n -octane に対する測定値

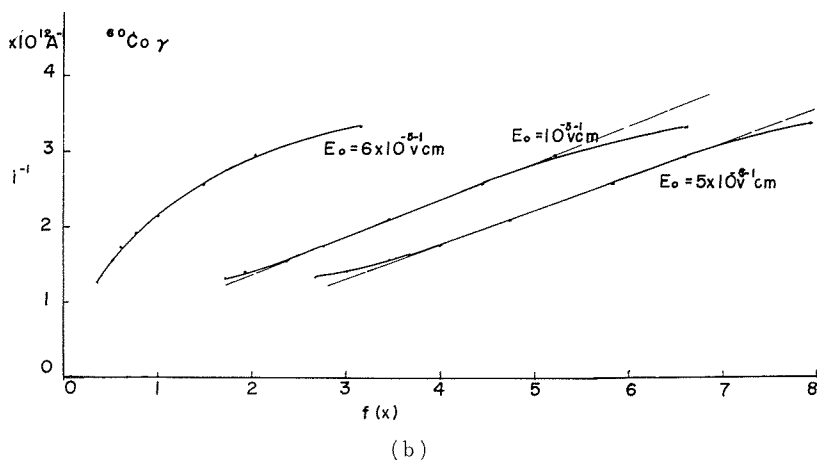
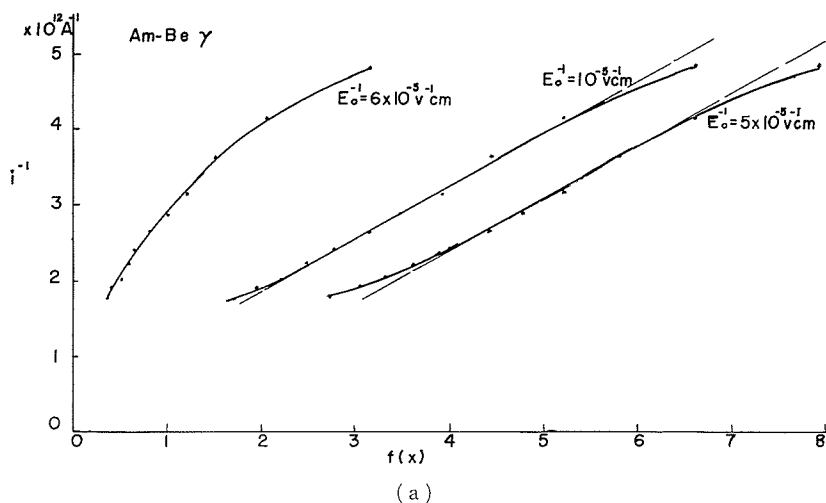
用いて $N_0 \sim 7 \times 10^5/\text{cm}$ が得られるが、この値は Am-Be 中性子の LET $\sim 30 \text{ keV}/\mu$ と W 値 $\sim 30 \text{ eV}$ から得られる値 $(30 \text{ keV}/\mu)/300 \text{ eV} \sim 10^7/\text{cm}$ よりも可成り小さい。表 2 にこれまで iso-octane を含む種々の飽和炭化水素系液体について測定された幾つかのパラメータから iso-octane に対して推定したものをまとめておく。表中の値を採用し、(10) によらず (7) に従って N_0 を求めると $N_0 \sim 2.3 \times 10^6/\text{cm}$ となり、(10) から算出した値よりも、LET から予測される値に近づく。

$E_0 = 1.25 \times 10^5 \text{ V/cm}$ から b を推定することができる。 $\overline{\sin^2 \phi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^2 \phi^2 d\phi = 0.785$ として (10) から b を求めると $b = 5.2 \times 10^{-7} \text{ cm}$ となる。(10) によらず (7) から求めると $b = 6.4 \times 10^{-7} \text{ cm}$ となり、少し大きな値になる。

次に第 2 図に示されている Am-Be γ 線照射の場合について検討してみる。Am-Be γ 線による電離電流は Am-Be 線源を鉛で遮蔽しない時と遮蔽した時の電離電流の差として得られた。 ^{60}Co γ 線の場合と同じように電離電流-電界強度特性は $\sim 20 \text{ kV/cm}$ まで直線的で、直線部の E 軸を切る点は -19 kV/cm である。同じく第 3 図の Onsager 理論による $(i/I)-E$ 特性に $\sim 20 \text{ kV/cm}$ までの特性が一致するように実測値をプロットしてみると、 ^{60}Co の場合とは異なり高電界側で計算値と著しいずれを示すことが明きらかとなった。また、前述の中性子照射の場合と同じように $i^{-1}-f(x)$ 特性を調べてみると第 9 図 (a) のようになり、パラメータ E_0 を変えても低 E 及び高 E 領域で $i^{-1}-f(x)$ 特性は Jaffé 理論とは合わないことが示された。参考のために (b) に ^{60}Co の場合につき $i^{-1}-f(x)$ 特性を示しておく。この場合も Am-Be γ の場合と同様な結果が示されている。

3.3 ^{60}Co 照射時と Am-Be 照射時との比較

放射線の線質を示すパラメータとして LET (Linear Energy Transfer) を考えてみる。Am-Be 中性子は iso-octane 中で主に H と衝突し運動エネルギーの一部を反跳陽子に与え、反跳陽子は二次電子を形成しながら減速してゆく。中性子が入射する空間領域は今の場合平均自由行程に比較すると小さいので、中性子は電離箱動作領域内で一回だけ衝突すると考えてよい。その時の反跳陽子のエネルギースペクトルは $U(E_n - E_m)$ (U : ステップ関数, E_n : 中性子エネルギー)



第9図 ^{60}Co および Am-Be γ 線照射時の $i^{-1}-f(x)$ 特性。パラメータ: E_0

ギー, E_p : 陽子エネルギー)となる。陽子の阻止能は Bethe により与えられ, Am-Be 中性子スペクトルを考慮して平均 LET を求めると $\sim 30 \text{ keV}/\mu$ となる。これに対し γ 線の場合は光電効果及びコンプトン効果によって形成せられる二次電子がエネルギー損失過程に主要な寄与をなし, ^{60}Co γ 線では LET は $\sim 0.5 \text{ keV}/\mu^{24}$, Am-Be γ 線は γ 線の最大エネルギーが 60 keV であることを考えると, $> 3.0 \text{ keV}/\mu$ となる。高 LET 放射線である Am-Be 中性子が Jaffé 理論, 低 LET 放射線である ^{60}Co γ 線が Onsager 理論によって夫々の飽和特性が説明されることは, 両理論の基本的モデルを考慮すると妥当であると言えようが, しかし $\sim \text{keV}/\mu$ オーダーの LET 放射線についてはどちらによっても説明され得ず, この辺りが両理論の適用限界かと思われる。

Am-Be 中性子の飽和特性の $E < 16 \text{ kV}/\text{cm}$ の部分に注目し直線近似を行なってみると, 直線が E 軸を切る点は $-18 \text{ kV}/\text{cm}$ となる。この値を ^{60}Co - γ の $-24 \text{ kV}/\text{cm}$, Am-Be- γ の $-19 \text{ kV}/\text{cm}$ と比較すると確かに LET の順序に並ぶことになる。(Am-Be 中性子の場合には, 直線近似する E 領域をもっと低い方にとれば E 軸を切る点は更に小さくなるだろう。) Jaffé 理論においてイオン対収集効率の E に対する公配が N_0 が大きくなる程大きいという状況は (E がある程度以上高

い領域で) 上の事実を定性的に説明するものである。また, Onsager 理論で一次近似では E 軸を切る点は線質に依存しないが高次まで考慮すると, 初期イオン間距離 r が大きい程 E 軸を切る点が大きく観測されるということも, 同様な説明を与えるものとみなすことができよう。

次に ^{60}Co γ 照射時と Am-Be 中性子照射に時得られたパラメータについて比較してみよう。Onsager 理論と Jaffé 理論のモデルを考慮すると, Jaffé 理論に於ける b は Onsager 理論の r と同程度かそれ以上大きいものと考えられる。さて, ここで得られた値は $r=1.91 \times 10^{-6}$ cm, $b=6 \times 10^{-7}$ cm であった。この値の差異については次のように考えることができる。炭化水素系液体の初期再結合を逃れる確率は炭素原子の構造に依存し, 例えば neopentane はその確率が他の炭化水素に比べ非常に大きいことが知られている。このことを考慮すると, 構造に由来する逃れやすさは, Onsager 理論を適用する際 r の増加という形でとり入れられることになる。物理的に定まる r は電子の減速過程に依存し, それ故液体の密度 ρ に関係するであろう。 n -hexane と iso-octane を比べると iso-octane の方が ρ 大であるが, r は大きくなっており, このことは電子の減速過程のみを考えることによって理解され得ない。それ故物理的パラメータと解される b と, Onsager 理論の適用により導出される r が上記程度異なることは妥当でないとは言難い。

以上より, g 値から導びかれる N_0 が予想される値よりも小さい事以外は ^{60}Co γ 照射の場合に比べ, Am-Be 中性子照射による iso-octane 中の電離電流の飽和特性は Jaffé 理論により説明されると考えることができる。 N_0 が小さいことを説明するひとつの方法は Jaffé により取り扱われている初期状態に至る前に再結合により或る割合でイオン対が失なわれ, その後 Jaffé の輸送方程式により記述される状態に到ると解することである。その場合は真の初期再結合を逃れる確率はその割合だけ——今の場合は $\sim 1/5$ ——小さいことになる。

4. 結 言

^{60}Co および Am-Be 線源照射時における iso-octane 中の電離電流の飽和特性を, 印加電界強度 60 kV/cm まで測定し検討した。その結果液体の初期再結合に関し, ^{60}Co γ 線照射の場合は従来言われているように Onsager 理論が有効であること, 一方 Am-Be 中性子照射の場合は高 LET 放射線に適用される Jaffé 理論によってよく説明されること, Jaffé 理論を適用することにより Am-Be 中性子の線質に関するパラメータ g , b 等を導出できること等が示された。また, これまで実験的に認められてきた, 飽和特性の直線部の延長線は電離箱形状に依らず, 電界強度軸上の一点に収束し, 収束点が LET の順序に並ぶということについても, 上記の理論から或る程度定性的な説明を行なうことができた。しかし, このことを線質評価の定量的目安とすることは, これまでの議論より難点があり, むしろその線質に適合する理論的取り扱いによって, 線質に関するパラメータを明きらかにすることから, 線質評価の可能性を見い出してゆくのが合理的と思われる。しかしながら, 例えば Am-Be γ 線の場合のように両理論に適合しないものもあり, 取り扱い方法の適用限界を明らかにすること, 更には統一理論の確立等が今後必要と思われる。

謝 辞

実験中, 終始御協力下さった中性子増倍装置研究室東海林功氏に感謝する。電極の取り扱い等につき種々御教示頂いた原子炉材料講座水野忠彦氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) Blanc, D., Mathieu, J. and Torres, L.: Nucl. Instr. and Meth., **27** (1964), p. 353.
- 2) Ladu, M. and Pelliccioni, M.: *ibid*, **39** (1966), p. 339.
- 3) Charalambus, S.: *ibid*, **48** (1967), p. 181.
- 4) Nakayama, T. and Kawano, M.: *ibid*, **85** (1970), p. 77.
- 5) Terlecki, J.: Nucleonika, **14** (1969), p. 165.
- 6) Onsager, L.: Phys. Rev., **54** (1938), p. 554.
- 7) Jaffé, G.: Ann. Phys., **42** (1913), p. 303.
- 8) Kramers, H. A.: Physica, XVIII (1952), **10**, p. 665.
- 9) Gerritsen, A. N.: Physica, XIV (1948), **6**, p. 381.
- 10) Terlecki, J. and Fiutak, J.: Int. J. Radiat. Phys. Chem., **4** (1972), p. 469.
- 11) Attix, F. H. and Roesh, W. C. ed.: Radiation Dosimetry 2nd ed., Vol. 2, Chap. 9, Academic Press.
- 12) Jaffé, G.: Phys. Zeitschr, **30** (1929), p. 849.
- 13) Zanstra, H.: Physica II (1939), p. 817.
- 14) Debye, P.: Trans. Electrochem. Soc. **82** (1942), p. 265.
- 15) CRC Handbook of Chemistry and Physics, 52 ed. (1971).
- 16) Ladu, M., Pelliccioni, M. and Roccella, M.: Nucl. Instr. Meth., **37** (1965), p. 318.
- 17) Hummel, A. and Allen, A. O.: J. Chem. Phys. **46** (1967), **5**, p. 1602.
- 18) Schmidt, W. F. and Allen, A. O.: J. Phys. Chem., **72** (1968), **11**, p. 3730.
- 19) Thompson, M. N. and Taylor, J. M.: Nucl. Instr. Meth. **37** (1965), p. 305.
- 20) Ladu, M. and Pelliccioni, M.: *ibid*, **53** (1967), p. 35.
- 21) Hummel, A. and Allen, A. O.: J. Chem. Phys., **44** (1966), p. 3426.
- 22) Adamczewski, I.: Brit. J. Appl. Phys., **16** (1965), p. 759.
- 23) Douglass, D. C. and McCall, D. W.: J. Chem. Phys., **62** (1958), p. 1102.