く阪府大ソリトン研究グループの諸先生に深謝申し上げる．

参考文献

1) M. J. Ablowitz and H. Segur, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1103.
2) M. Tajiri and S. Kawamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **51** (1982) 1678.
3) H. T. Davis, *Introduction to Nonlinear Differential and Integral Equations* (Dover, New York, 1962) p. 495.
4) J. Weiss, M. Tabor and G. Carnevale, J. Math. Phys. **24** (1983) 522.
5) W. H. Steeb, M. Kloke, B. M. Spieker and D. Grensing, Prog. Theor. Phys. **73** (1985) 344.
6) M. D. Kruskal, Lecture Notes in Physics **38** (1975) 310.
7) M. Wadati, K. Konno and Y. H. Ichikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **47** (1979) 1698.
8) J. Weiss, J. Math. Phys. **24** (1983) 1405.
9) Y. Ishimori, J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981) 2471.
10) S. Kawamoto, to be published in J. Phys. Soc. Jpn.

電離波における包絡ソリトンの観測

名工大　大　江　一　行

1. はじめに

電離波は数Torr程度の直流グロー放電陽光柱に発生する波動である．この場合，プラズマは電離度が10^{-4}～10^{-5}の弱電離プラズマである．従って，一般のプラズマ波とは異り，電離に伴って発生する波動で，電離波（又は電離波動）と呼ばれている．希ガスの陽光柱に励振される波の線形の性質はよく研究されていて，典型的には後進波特性をもつ強分散波である．今回は電離波の包絡ソリトンの観測結果を報告する．

2. 実験とその結果

長さ150cm，内径1cmのガラス製の放電管を用い，気体はHeを使用した．放電管の陰極から約10cmの所にグリッドを設け波を励振した．波の検出は放電管の外部から光の変動により行った．Fig. 1には，浅い振巾変調の加えられた連続波を励振するとき，グリッドからの距離xが大きくなるにつれて変調度が深くなることが示されている．$x=115$cm以上では，包絡線

がパルス状になっている．これは群速度で伝搬する．Fig. 1は変調不安定により振巾変調の変調度が深くなり，ついには包絡ソリトンが形成されたことによる．なお，このとき小振巾波ではFig.1の様な結果にはならない．次に，振巾の比較的大きい波原をグリッドから励振したときの波原の伝搬の様子をFig.2に示す．この場合波原は$x=90$ cm以上では，三つの波原に分裂する．分裂した三つの波原は群速度で伝搬する．また，波原の振巾が小さいときは分裂せず，線形理論[1]に従って広がる．振巾の大きいときの波原の分裂は包絡ソリトンの形成による．これらの結果は深水波の場合[2]と類似している．

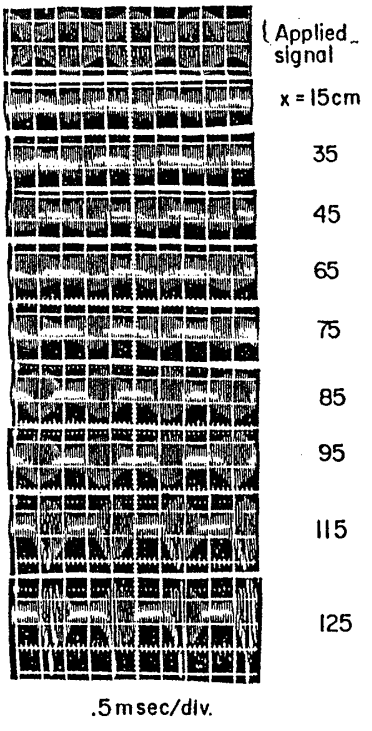

Fig.1　変調波の伝搬の様子
放電電流 $I_d=27$ mA,気圧 $p=2.16$ Torr.

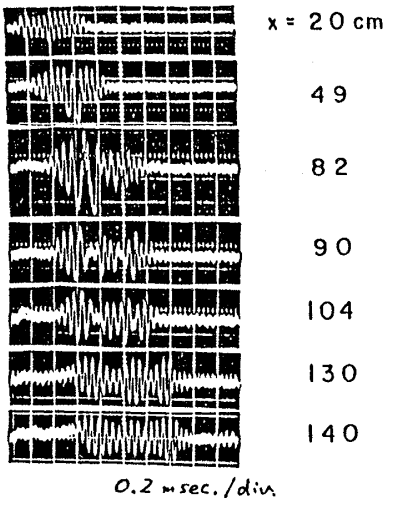

Fig. 2　波原の伝搬
$I_d=16$ mA,　$p=2.48$ Torr.

3. 検討とむすび

変調不安定ないしは包絡ソリトンは非線形シュレデンガー方程式で記述される．[3]

$$i\frac{\partial\phi}{\partial\tau}+p\frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2}+q(|\phi|^2-|\phi|_0^2)\phi=0 \tag{1}$$

ここで，ϕは波動関数，$p=\frac{1}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial k^2}$，$q=-\frac{\partial w}{\partial|\phi|_0^2}$，$\tau=\tau$，$\zeta=x-v_g t$である．(1)は$pq>0$のとき，

$$\phi=\sqrt{\frac{2v}{q}}\,\mathrm{sech}\left[\frac{\nu}{p}(\zeta-V\tau)\right]\exp\left[i\left\{\frac{V}{2p}\zeta-\left(\frac{V^2}{4p}-\nu\right)\tau\right\}\right], \tag{2}$$

のソリトン解をもつ．ここで，ν，Vは定数である．従って，$pq>0$であることが示されれば変調不安定ないしは包絡ソリトンが形成されることが期待される．

希ガスの電離波の分散式はごく簡単には次式で近似される．

$$\omega = \frac{A}{k}, \tag{3}$$

ここで，Aは定数である．従って，$p>0$となる．次に，波の振巾に伴う周波数シフトを求める．Fig.1およびFig.2を詳細に観測すると振巾が大きくなるにつれて，キャリア波の周波数は低くなっている．従って，$q>0$となる．以上より，$pq>0$となり，包絡ソリトンが形成されることが期待される．Fig.1およびFig.2の結果は変調不安定および包絡ソリトンが形成されることによると推論される．

参考文献

1) N. L. Oleson and A. W. Looper, Adv. Electron. Electron Phys. **24** 155 (1968).

2) V. I. Karpman, *Nonlinear Waves in Dispersive Media* (Pergamon, Oxford, 1975) p106.

3) M. Y. Su, Phys. Fluids **25**, 2167 (1982).

非線型Schrödinger方程式の量子論
－Gel' fond-Levitan方程式と古典ソリトン解－[1)]

東大教養　国　場　敦　夫，小　西　哲　郎，和　達　三　樹

非線型Schrödinger方程式

$$i\phi_t + \phi_{xx} - 2\kappa\phi^+\phi\phi = 0 \tag{1}$$

は逆散乱法により解くことができる．[2),3)] 完全可積分性のあらわれとして，この方程式には無限個の保存量が付随し，引力型（$\kappa<0$）の時，ブライトソリトン解[2)]，斥力型（$\kappa<0$）の時，ダークソリトン解[3)]を持っている．

この系を量子化すると[4)]，デルタ関数で相互作用するボーズ粒子系となるが，この量子化されたモデルにおいても無限個の保存量が存在する．即ち(1)は量子論的にもソリトン系である．我々は(1)で$\kappa<0$（引力型）の場合に量子逆散乱法[5)]をapplyした．この方法の一つの特徴は，(1)を考える代わりにそれと等価なLax-pairを用いて場の理論を展開する所にある．即ち，(1)のfield ϕをpotentialとするspectrum parameter λの線型補助問題を考え，その補助場（ヨスト演算子）の遠方での極限として散乱データ演算子$A(\lambda)$，$B(\lambda)$を定義すると$A(\lambda)$は保存し，