

ネマチック液晶ハイブリッド配向セルの 分子配向と位相変調特性

関本哲也* 那波信彦**

1. はじめに

液晶は外部電界により容易にその光学的性質を変化させることができるため、今日表示装置として広く普及している。表示装置においては液晶の光強度変調特性が利用されている。一方、液晶素子をホログラム記録¹⁻⁴⁾や光演算⁵⁾のようなコヒーレント光学処理に応用しようとする試みもなされている。この場合には、液晶の位相変調特性が重要になってくる。

近年、誘電率異方性が正のネマチック液晶を封入したツイストネマチック配向セルあるいはホモジニアス配向セルを用いた位相変調素子が報告されている⁶⁻⁸⁾。しかしながら、これらのセルでは、あるしきい電圧を越えないと位相変化が生じないうえに、ツイストネマチックセルでは、位相変化量が小さく、ホモジニアスセルでは位相変化が急峻で制御が難しいという欠点がある⁶⁾。一方、平行配向処理基板と垂直配向処理基板を組み合わせたハイブリッド配向ネマチック (HAN) セルには分子配向変化に対する明確なしきい電圧が存在しないと報告がある⁹⁾。したがって、HANセルに適切な液晶材料を組み合わせることにより、上に述べたような問題点を解決することができると考えられる。しかしながら、HANセルにおける電圧-位相変調特性について言及した論文は未だ報告されていない。

以上のことから、本報告ではコヒーレント光学系でHANセルが位相変調素子として使われる場合を考慮し、その位相変調特性を明らかにすることを目的とする。併せて、HANセルの諸性質について紹介する。

2. HANセルの分子配向

液晶の分子配向方向を表す単位ベクトル \mathbf{n} をダイレクタ (director) と呼ぶ。ダイレクタが空間的に不均一な場合、すなわち、配向場にひずみがある場合、ネマチック液晶の自由エネルギー密度 f は連続体理論により次のように表される¹⁰⁾。

$$f = \frac{1}{2} \cdot \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} \{ \mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{n}) \}^2 + K_{33} \{ \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n}) \}^2 \right] \quad (1)$$

1式の各項はそれぞれ拡がり (splay)、捩じれ (twist)、および曲り (bend) のモードと呼ばれる (Fig. 1)。 K_{11} 、 K_{22} 、 K_{33} は弾性定数である。

*理工学部物理学科研究生 物理光学

**理工学部物理学科教授 物理光学

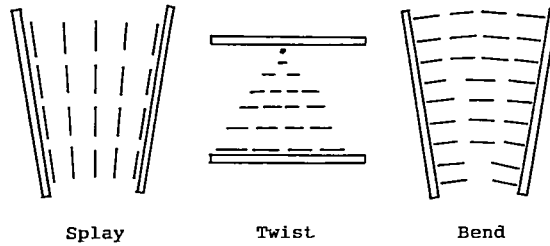


Fig.1 The three principal types of deformation occurring in nematics.

HANセルでは、 x 軸方向とダイレクタとのなす角 θ_0 は z 方向に 0° から 90° まで連続的に変化している (Fig. 2(a)). 境界面 ($z=0, z=d$) で分子は動かないとし、連続体理論を適用すると、このようなセルの配向場は次のように決定される。

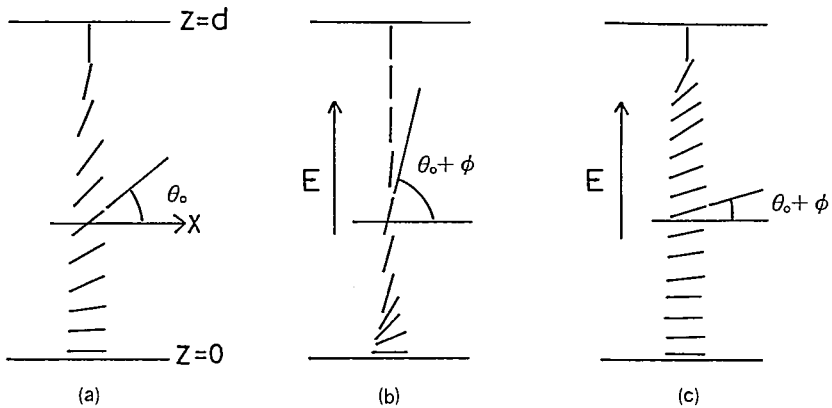


Fig. 2 Schematic representation of the nematic director orientation in a hybrid cell that has parallel and perpendicular boundary conditions at $z=0$ and $z=d$, respectively. (a) Initial state, (b) field-on state in case of positive anisotropy, (c) field-on state in case of negative anisotropy.

ダイレクタは $\mathbf{n} = (\cos \theta_0, 0, \sin \theta_0)$ で与えられるので、1式から自由エネルギー密度 f は

$$f = \frac{1}{2} \cdot (K_{11} \cos^2 \theta_0 + K_{33} \sin^2 \theta_0) \left(\frac{d\theta_0}{dz} \right)^2 \quad (2)$$

となる。したがって、厚さ d のセルの xy 面の単位面積あたりの自由エネルギー F は

$$F = \int_0^d f dz \quad (3)$$

で与えられる。3式を最小にする条件、すなわちオイラー・ラグランジュ方程式は θ_0 の満たすべき方程式

$$(K_{11} \cos^2 \theta_0 + K_{33} \sin^2 \theta_0) \left(\frac{d^2 \theta_0}{dz^2} \right) = \sin \theta_0 \cos \theta_0 (K_{11} - K_{33}) \left(\frac{d\theta_0}{dz} \right)^2 \quad (4)$$

となる。4式から得られる解は第2種楕円積分で表現され、 θ_0 を解析的に求める事が難しい。そこで、ネマチック液晶では K_{11} と K_{33} の値が同程度であることに注目し¹¹⁾、 $K_{11} = K_{33} = K$ と近似 (一弾性定数近似) すると、4式からただちに

$$\theta_0 = \frac{\pi z}{2d} \tag{5}$$

が得られる。

次に、しきい電圧の存在の有無を調べるために、 z 軸方向に電界 E が印加された場合を考えてみる。液晶と電界の誘電的相互作用の自由エネルギー密度 f_e は

$$f_e = -\frac{1}{2} \cdot \Delta\epsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \tag{6}$$

で与えられる。ここで、 $\Delta\epsilon$ ($=\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$) は誘電率異方性である。初期変形 θ_0 に加えて誘電的トルクにより ϕ なる変形が加わるため、 $\Delta\epsilon$ が正の液晶では Fig. 2 (b)、負の液晶の場合には Fig. 2 (c) のようなひずみが生じる。電界が印加されたときの自由エネルギー密度は 2 式の θ_0 を θ ($=\theta_0 + \phi$) に置き換えたものと 6 式の和となる。再び、 $K_{11} = K_{33} = K$ と近似して、オイラー-ラグランジュ方程式を解き、 ϕ は十分小さいとして境界条件 $\phi(0) = \phi(d) = 0$ を考慮して積分を行うと、

$$\phi = \frac{\Delta\epsilon E^2}{2K} \left(\frac{d}{\pi}\right)^2 \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \tag{7}$$

を得る。 E の小さな領域では ϕ は E の自乗に比例する。この結果は、一弾性定数近似が成立する液晶では、HANセルの分子配向にしきい電圧が存在しないことを示している。

3. 実験

垂直配向処理（東レ、AY43-021の塗布）を施したITO基板と、平行配向処理（S i O の斜め蒸着）を施したITO基板で厚さ $12.5\mu\text{m}$ のHANセルを作成した。誘電率異方性が正あるいは負の液晶を用いると、HANセルでは液晶分子の可動範囲が約半分になることが予想される（Fig. 2）。そこで、交差周波数（ f_c ）を境として、誘電率異方性が正から負に変化する誘電分散型液晶（LIXONDF-01XX、チッソ）を試料として用いた¹²⁾。この液晶の交差周波数は 25°C のとき 13kHz である。本実験では $\Delta\epsilon > 0$ の領域では 5kHz を、 $\Delta\epsilon < 0$ の領域で 20kHz の交流電界（三角波）を使用した。

セルの配向状態を調べるために、直交偏光状態の偏光板の間にセルをはさみ電気光学効

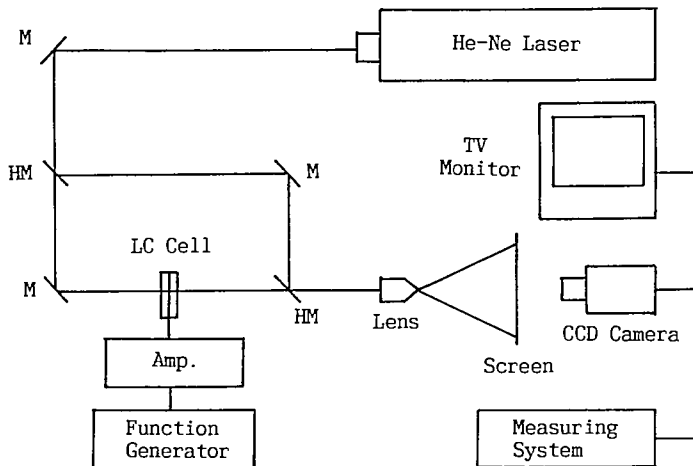


Fig. 3 Schematic optical system used for measuring phase change.

果を測定した。入射光の波長は633nmである。次いで、マッハツェンダー干渉計の一方の光路にセルを置き、スクリーン上に形成される干渉縞の位置変化をTV装置 (CN-401、エルモ) で測定して位相変化量を求めた (Fig. 3)。さらに、スクリーン面上にフォトダイオード (受光面積5.3mm²) を設置し、位相変化の時間的な応答特性をオシロスコープで測定した。

4. 結果と考察

4-1 電気光学効果

HANセル中の光の伝播は屈折率楕円体により説明される (Fig. 4)。ここで n_e はダイレクタと平行に振動する光 (異常光線) に対する屈折率、 n_o はダイレクタに垂直に振動する光 (常光線) に対する屈折率である。光の伝播方向とダイレクタのなす角が $\pi/2 - \theta$

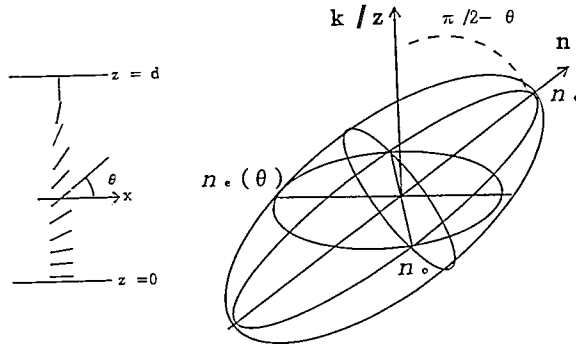


Fig. 4 Index ellipsoid of a liquid crystal molecule. n :director, k :wave vector, θ :angle between director and x axis, n_e , n_o :extraordinary and ordinary refractive indices, $n_e(\theta)$:effective refractive index.

のとき、異常光に対する実効的な屈折率 $n_e(\theta)$ は

$$n_e(\theta) = \frac{n_e \cdot n_o}{[n_e \sin^2 \theta + n_o \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}} \quad (8)$$

で与えられる。したがって、HANセルの実効的な複屈折 Δn^{eff} は

$$\Delta n^{eff} = \frac{1}{d} \cdot \int_0^d [n_e(\theta) - n_o] dz \quad (8)$$

となる。複屈折は、ダイレクタと x 軸のなす角 θ 、すなわち電圧に依存する。

セルに 5 kHz (実線) あるいは 20 kHz (点線) の交流電圧を印加したときの透過光強度の変化を Fig. 5 に示す。いずれの周波数に対しても 20 V 以下の電圧領域で透過光強度に類似の振動が観察される。この振動構造はセルの複屈折変化に対応している。異なる周波数の印加電圧に対して、セルの複屈折が変化することから、セル内では Fig. 2 (a) に示される分子配向が実現されていると考えられる。

電圧を印加すると透過光強度はただちに変わるので、HANセルにはしきい電圧が存在しないこともわかる。この結果は、一弾性定数近似を用いた連続体理論から導かれた結論と一致する。

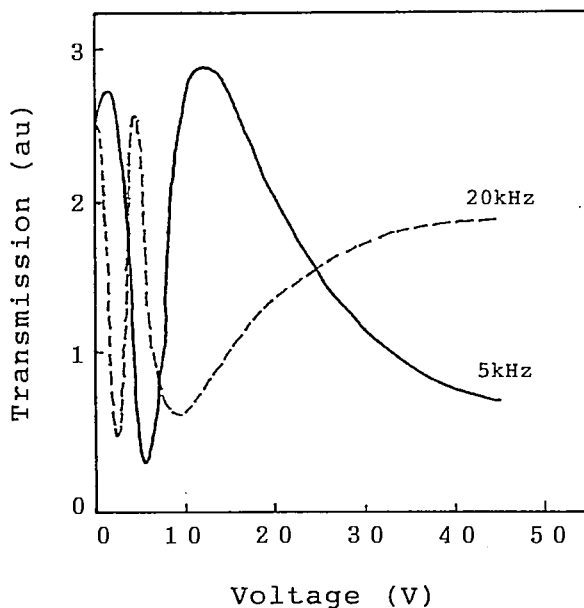


Fig. 5 Light transmission of a hybrid-aligned nematic cell ($12.5 \mu\text{m}$) as a function of applied voltage of AC 5kHz (solid curve) and AC 20kHz (broken curve). Crossed polarizers with a red filter (633nm) are used.

4-2 位相変調特性

複屈折が印加電圧により変化するので、セルを通過する光の光路長、すなわち位相を変化させる事ができる。この位相変化はマッハツェンダー干渉計において、基準波面とセルを透過した波面を干渉させる事により測定できる。ただし、セルに入射するHe-Neレーザ ($\lambda = 633\text{nm}$) の偏光方向は入射側基板 ($z=0$) のダイレクタに平行である。

マッハツェンダー干渉計で観察される干渉縞のTV画像の例をFig. 6に示す。中央の輝線は変位量測定のためのものである。セルに5 kHzの交流電圧を印加すると、干渉縞全体

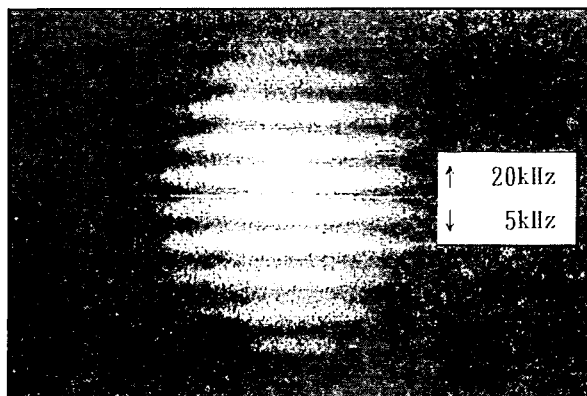


Fig. 6 Typical interference fringes observed by a Mach-Zehnder interferometer. Arrows indicate a moving direction of interference fringes. The cell thickness is $12.5 \mu\text{m}$.

が下方に (\downarrow)、20 kHzの交流電圧を印加すると上方に (\uparrow) 移動した。5 kHzの電圧を印加すると、異常光に対するセルの実効的な屈折率は減少する。したがって、この場合、位相は初期状態に比べ進むことになる。一方、20kHzの場合、実効的な屈折率が増加するので、逆に位相は初期状態に比べ遅れることになる。

干渉縞の中心線の変位量から導出した位相変調特性をFig. 7に示す。セルに十分大きい電圧を印加すると、ダイレクタは基板に垂直 (5 kHz) あるいは、平行 (20kHz) になる。このとき、異常光に対する実効的な屈折率は n_o から n_e まで変化する。我々の実験では、ダイレクタの稼働範囲で位相を -3π から 3π まで変化させることができた。

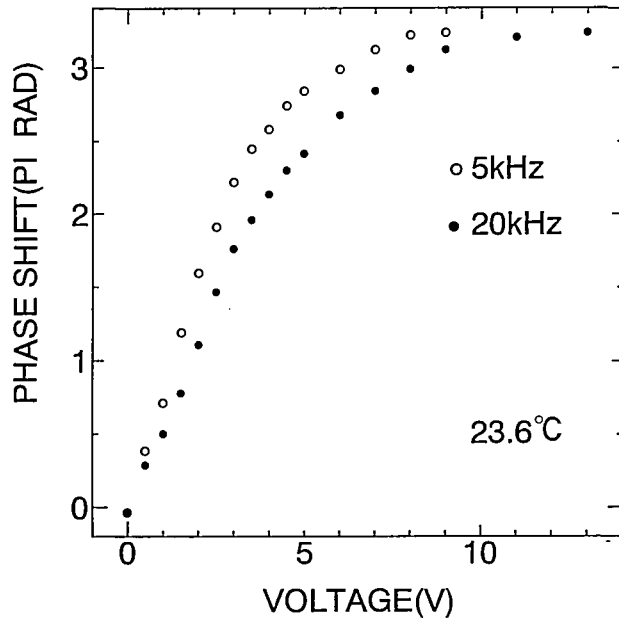


Fig. 7 Phase modulation characteristics of a hybrid-aligned nematic cell at 23.6°C (12.5 μ m).

位相変化は5 kHzの場合の方が20kHzの場合 (変化量は負) に比べて、より低い電圧で飽和値に達している。液晶の弾性係数は電界の周波数に依存しないと考えられるので、上述の結果は5 kHzの場合の方が誘電率異方性が大きいためであると考えられる。試料の誘電分散特性¹³⁾を考慮し、適当な周波数を選択すれば、位相変化の急峻さを調節することができる。誘電分散特性は温度に依存し、交差周波数 f_c は温度が低下すると減少する。セルの温度と印加電圧の周波数を適当に選ぶと、 $-\pi$ から $+\pi$ の範囲で位相を直線的に変化させることができる (Fig. 8)。

つぎに位相を $\pm\pi$ 変化させるのに要する時間を知るために、セルに電圧を印加あるいは除去した際のスクリーン上の光強度変化を測定した。Fig. 9 (a)は20kHzの時の、Fig. 9 (b)は5 kHzの時の測定結果である。測定箇所干渉縞が暗線 (無電圧時) から明線 (電圧印加時)、あるいは明線から暗線に変わっていることがわかる。Fig. 9 (a)の立ち上がり時間は0.42 s、立ち下がり時間は0.90 s、Fig. 9 (b)ではそれぞれ0.50 s、0.81 sである。

本実験で用いた12.5 μ 厚の試料では位相変化量が -3π から 3π であるが、位相変調素

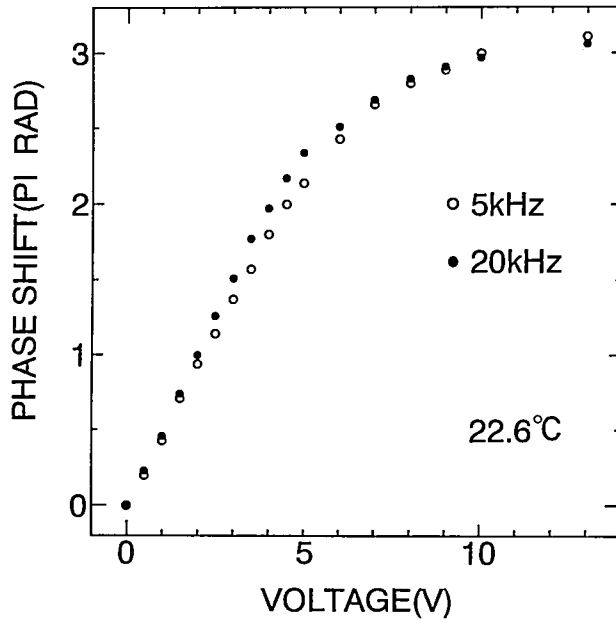


Fig. 8 Phase modulation characteristics of a hybrid-aligned nematic cell at 22.6°C (12.5 μm).

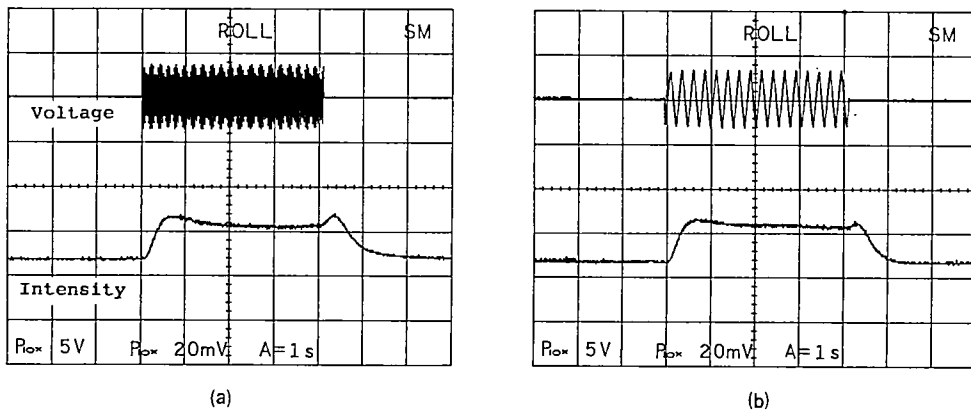


Fig. 9 Examples of applied field waveform and resultant light intensity corresponding to the pi shift of interference fringes. (a) : 20kHz, (b) : 5kHz. The cell thickness is 12.5 μm.

子の位相は $\pm\pi$ 変化すればよい。したがって、セル厚は6 μm程度あれば十分であると考えられる。ネマチック液晶の立ち上がりおよび立ち下がり時間は d^2 に比例するので¹⁴⁾、セル厚を薄くすることにより時間的な応答を改善できるが、ネマチック液晶の応答速度は数十msに制限される。

5. 結論

HANセルが空間変調素子として使われるときに重要な位相変調特性に注目し、基本的な解析と実験を行い、次の結論を得た。

1. 連続体理論により、HANセルにはしきい電圧が存在しないことが導かれる。この結果は、液晶の電気光学効果を測定することにより確認することができる。
2. HANセルと誘電分散型液晶を組み合わせると、セルの実効的な屈折率は n_o から n_e まで変化する。このとき、位相を $-\pi$ から $+\pi$ の範囲で連続的にコントロールすることができる。
3. さらに、誘電分散型液晶を駆動する電界の周波数を選択することにより、印加電圧に対する位相変化を穏やかにすることができる。周波数に加えてセルの温度を調節することにより、 $-\pi$ から $+\pi$ の範囲で位相変化をほぼ線形にすることが可能である。

問題点としては、誘電分散型ネマチック液晶の応答速度が十分でないこと、誘電分散特性が温度に大きく依存することなどがあげられる。

謝辞

本研究は一部明星大学特別研究費（1995年度）によって行われたことを記し謝意を表する。卒業研究の課題として実験に協力していただいた内海亮介、勝間田淳（1993年度）、千葉直樹、根岸徹（1994年度）の諸君に感謝する。物理学科鈴木昇助手には光検出回路の作成に協力していただいたことを感謝する。

参考文献

1. T. H. Barnes, T. Eiju, K. Matuda and N. Ooyama : Appl. Opt. **28** (1989) 4845.
2. J. Amako, H. Miura and T. Sonehara : Appl. Opt. **32** (1993) 4323.
3. N. Hashimoto and S. Morokawa : J. Electronic Imaging **2** (1993) 93.
4. J. Chen, T. Hirayama, G. Lai, T. Tanji, K. Ishizuka and A. Tonomura : Opt. Rev. **2** (1994) 304.
5. T. H. Barnes, K. Matumoto, T. Eiju, K. Matsuda and N. Ooyama : J. Mod. Opt. **37** (1990) 1840.
6. M. Yamauchi and T. Eiju : Opt. Rev. **2** (1995) 24.
7. W. Klaus, N. Hashimoto, K. Kodate and T. Kamiya : Opt. Rev. **1** (1994) 113.
8. H. Asuma, X. Lu, T. Honda and N. Ohyama : Kogaku **20** (1991) 98 [in Japanese].
9. S. Matumoto, M. Kawamoto and K. Mizunoya : Oyo Buturi **45** (1976) 853 [in Japanese].
10. P. G. de Gennes : The physics of Liquid Crystals (Clarendon Press, 1993) p. 102.
11. G. Pelzl : Liquid Crystals, ed. H. Stegemeyer (Springer, 1994) p. 78.
12. N. Nawa : Res. Bull. of Meisei Univ. Phys. Sci. & Eng. **28** (1992) 27 [in Japanese].
13. M. Schadt : Mol. Cryst. Liq. Cryst. **89** (1982) 77.
14. E. Jakemann and E. P. Rayens : Phys. Lett. **39A** (1972) 69.