6. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn. **17**, 1100 (1962).
7. K. Furutsu, J. Math. Phys. **17**, 1252 (1976).

液体 ^{4}He の動的構造因子

西 山 敏 之
渡 部 陽 一

δ－関数相互作用をもつ１次元Bose粒子系の高密度の極限における最低エネルギーおよび構造因子 S_k は，Lieb とLinigerが与えた厳密解から直接または間接的に求められることがわかっている。この結果は集団変数の理論を用いて導いたものと一致していることから，集団変数の理論は高密度 Bose 粒子系に対して正しい取扱い方を与えるものと考えられる。

また、集団変数の理論に関する疑問点として，ながらく残されていた発散項の処理，および密度の正準共役量の存在については，最近 Tsujii と著者の一人 (N) によって，一応解決されている。[1] 他方 ^4He の問題に広く応用されている Feenberg の相関基底関数法（*CBF*）は実験とかなりよく一致した結果を与えるという点で高く評価されているが，１次元系および charged Bose gasに適用したとき，構造因子の値が厳密な結果と一致しないことが指摘されている。[2] Berdahl [2] は *CBF* と集団変数の理論の結果との相違が，基準状態における密度のゆらぎの３体相関積分 $\langle \rho_{\vec{k}} \rho_{\vec{l}} \rho_{\vec{m}} \rangle_0$ にあることをつきとめ，*CBF* で使用されている相関積分を，集団変数の理論から求めたもので置き換えることによって正しい結果が導かれることを示した。この事実は構造因子に限らず，*CBF* ですでに得られている運動量分布や動的構造因子についても集団変数の理論を用いて再検討する必要があることを示している。

ここでは１次元のLieb-Liniger模型に対する動的構造因子の長波長の極限形を求め，それが厳密解と矛盾していないことを示す。[3] 次に *model independent* の方法を用いて ^4He に適用した結果について述べる。

まず高密度長波長の極限では，

$$S(k,\omega) = 2S_k\,\Gamma(k,\omega)\left\{\frac{1}{(\omega-Ck)^2+\Gamma(k,\omega)^2}+\frac{1}{(\omega+Ck)^2+\Gamma(k,\omega)^2}\right\} \tag{1}$$

となる。ここに $S_k = \frac{|k|}{2n\sqrt{\gamma}}(1+\frac{\sqrt{\gamma}}{4\pi})$, 音速 $C=2n\sqrt{\gamma}\,(1-\frac{\sqrt{\gamma}}{4\pi})$, $\Gamma(k,\omega)=|k|\omega^2/(32nC^2)$, $n=N/L$ (粒子数密度), γ はLieb-Linigerのパラメータであって$\hbar=2m=1$とおいた。この式は総和則を満足し, S_k と C はいずれも厳密解から得られるものと一致している。

同様の方法によって ^4He の動的構造因子を求めるために, Sunakawa 達[4], Carballo 達[5]と異なり, 観測された $S_{\vec{k}}$ を用いて *model independent* の方法に従い

$$S(\vec{k},\omega) = 2S_{\vec{k}}\frac{\hbar\Sigma''(\vec{k},\omega)}{[\hbar\omega-\varepsilon^F_{\vec{k}}-\Sigma'(\vec{k},\omega)]^2+\Sigma''(\vec{k},\omega)^2}$$

を数値計算によって解析する。$\Sigma'(\vec{k},\omega)$ は自己エネルギーの実部, $\Sigma''(\vec{k},\omega)$はその虚部である。$\varepsilon^F_{\vec{k}}$ は Feynman *energy* で $S_{\vec{k}}$ は観測値 (Achter and Mayer) を用いた。$\Sigma(\vec{k},\omega)$ の計算には著者の一人 (W) が開発したMonte Carlo 法に従い阪大教養部のTSS-NEAC-500 を用いて行った。計算の詳細は既発表の論文[6]および近く発表される論文[7]を参照されたい。計算は目下継続中であるが, 最も新しい結果は, $k=1.6\,\text{Å}^{-1}$, $2.0\,\text{Å}^{-1}$, $2.4\,\text{Å}^{-1}$ に対して求めたもので図1のようになりone-phonon peak は正しいエネルギー観測値と一致し 3.6 Å^{-1} ではほとんど完全に消失する。*multi-phonon peak* としては *two-maxon peak* (40〜55 K) と, 弱い *two-roton peak* (20K)が現われている。

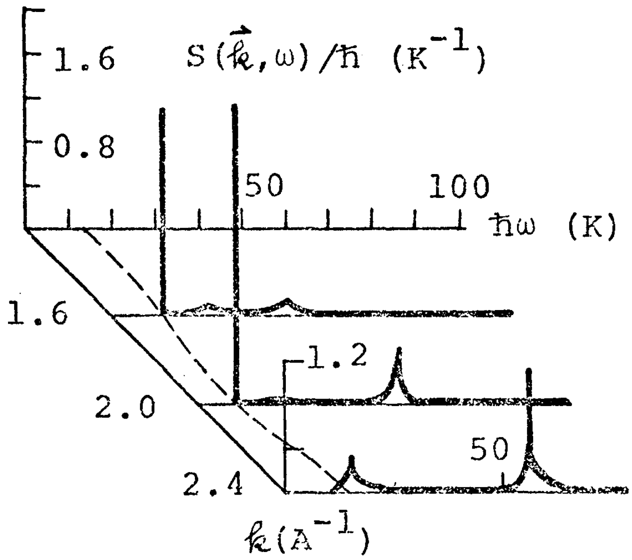

図 1.

励起準位に関するかぎり，集団変数の理由はかなり有効であるが，凝縮相の問題を取り扱うためには，低密度強結合における近似が必要となるであろう。

参考文献

1) M.Tsujii and T.Nishiyama, Prog. Theor. Phys. **57**(1977), No.1.
2) P.Berdahl, Phys. Rev. **10A**(1974), 2378.
3) M.Takahashi, Prog. Theor. Phys. **55**(1976), 33.
4) S.Sunakawa et al., Prog. Theor. Phys. **41**(1969), 919.
5) J.A.Carballo and J.Ruvalds, Phys. Rev. **11B**(1975), 4278.
6) T.Nishiyama and Y.Watanabe, Proc. LT14**(1975)**, 157.
7) T.Nishiyama and M.Tsujii, Prog. Theor. Phys. **57**(1977), No.2.

"Non-Newtonian Shear Viscosity of a Critical Fluid"

東大・理　小　貫　　明

臨界点近くの流体では大きなサイズ（$\sim\xi$）の液滴がゆらぎによってできている（寿命$\sim\xi^3$）。 高分子溶液と同じようにこの状態での流体は流れができると通常の流体と異質なふるまいをする。第一に線型応答の破れ（Non-Newton 効果）が大きくなる。

第二に境界の効果が流体の内部まで（$\sim\xi$）及ぶ（Boundary Effect ）。

第三に光散乱のcentral penkの巾が小さい波数で流れのshearに依存する。

流れの場が $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = Dy\,\mathbf{e}_x$ で与えられる場合（Couette Flow）を考えてみよう。Shear D の役割は液滴の形をゆがめ時間 D^{-1} 位でこわしてしまうことである。とくに Non-Newtonian Shear Viscosity の D–依存性は大体以下の式でわかる。