

て出て来ず,

$$\eta \sim \eta_n (1 + O(\Delta^2))$$

の形になる。

$^3\text{He-A}$ での 2, 3 の問題

筑波大 宗 田 敏 雄

(1) 円筒容器中の $^3\text{He-A}$ の遅い回転

$^3\text{He-A}$ でオーダー・パラメーターより作られる軌道ベクトル ℓ が組織の様子をなしているが、軸対称な解として Mermin-Ho(M-H) と Anderson-Toulouse(A-T) の解があることが見出されている。

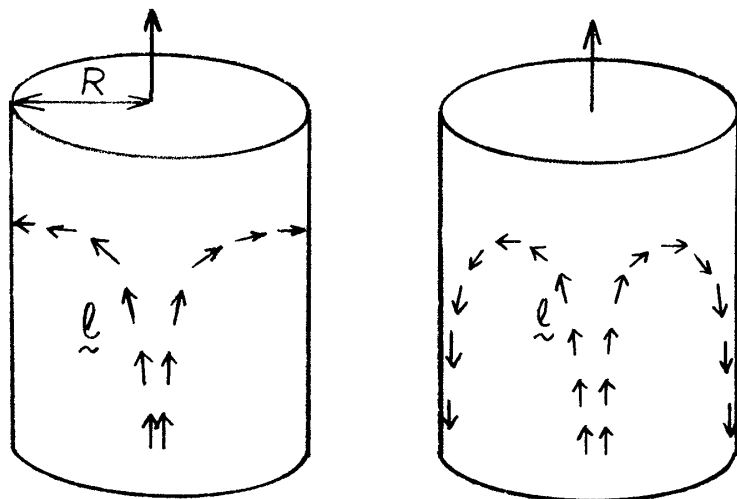
然しながら、この容器をゆっくり回転した時にどう云う ℓ の組織が出来るかが大変興味がある。

ここでは角速度 ω で回転してみて、自由エネルギー $F_{\omega=0} - L\omega$ を最低にする様に、

$$\begin{aligned} \ell = & \cos \chi(\rho) \hat{z} \\ & + \sin \chi(\rho) \hat{\rho} \end{aligned}$$

(1)

の $\chi(\rho)$ の形を求めて、角運動量や自由エネルギー



(a)

(a) M-H型組織

(b)

(b) A-T型組織

第 1 図

宗田敏雄

ギーを求める。 $F_{\omega=0}$ は (1) による ℓ の変形による回転しない時の自由エネルギーである。

計算の結果によるとゆっくり回すと M-H がまづ起り、そして ω の大きさによって円筒壁の所の $\chi(R)$ が M-H の $\pi/2$ より段々勾配が大きくなり、回転が速くなると A-T の解になる。その各々の臨界角速度は $\omega_{c,M-H} \simeq \frac{h}{mR}$ と $\omega_{c,AT} \simeq \frac{2h}{mR}$ で、これを回転角速度が越すと循環 $\frac{h}{M}$ の 2 倍の大きさで軸方向と ℓ が平行な vortex line が真中に一本出来ている状態に移行するのもかも知れない。この遷移の過程で 2 個の中心による軸対称組織と vortex line との競合状態も検討される必要がある。M-H と A-T 以外の円筒壁に於いて ℓ が角度 $\chi(R, \Omega)$ をなすもっと一般の軸対称組織が見出されたことに留意したい。また、vortex line の始まる臨界回転角速度 $\omega_{c,vortex} = 5h/m$ である。これ以上の高速回転になると、 ℓ が回転軸の方向に平行になって vortex line が格子組織をなすであろうと云う所の恒藤、藤田の研究につながると思われる。

(2) $^3\text{He-A}$ の超流動の機構と臨界速度

$^3\text{He-A}$ では ℓ による組織が現われて、 ^4He の場合に於けると類似な超流動の機構を研究されないといけな。細いチャンネルを流れる一様な $^3\text{He-A}$ の超流動流れについては ℓ による流れが加わるが、チャンネルの前と後の位相差の二乗の運動エネルギーと、流れを通そうとする流れの源の位相差に比例する結合エネルギーがあつて、その極小値の安定点を与える位相差を持って超流動流が流れることが示される。また軸対称組織、動径方向の ℓ の回位や、噴水（花束）とかの励起によるチャンネルの超流動流の臨界速度を Langer Fisher 型の議論をすると大きさがチャンネルの一次元的な大きさを R とするといずれも $v_c \simeq \frac{h}{mR}$ となって 1mm の細管で約 0.1mm/sec になって Adams らの実験と定量的に一致する。

(3) トーラスの壁面上の 2 個の噴水（花束）の間の引力と圧力

同じ大きさの循環で符号が同符号か異符号である 2 個の噴水型（花束型）の ℓ の流線の特異点の運動する方程式を複素ポテンシャルを用いて計算すると、それらの間の反撥とか惹き合つて循環を消し合うことが計算で示せるのではないかと思う。