

となるので、結局

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu k^2\right) \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}) = -i \int d\mathbf{k}' (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')) \left[ \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}') - \frac{\mathbf{k}}{k^2} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}')) \right] \quad (5.70)$$

とまとめられる。この式は、波数  $\mathbf{k}$  の波は  $\nu k^2$  に比例する粘性による減衰を受ける他に、波数  $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$  の波と波数  $\mathbf{k}'$  の波との相互作用で生じることを示している。

### 5.6.3 エネルギー方程式

次に単位体積あたりの(運動)エネルギーを記述する方程式を導こう。エネルギー  $E$  は  $(1/2V) \int u^2 dr^\dagger$  で表されるが、これは  $\mathbf{u}$  のフーリエ成分  $\tilde{\mathbf{u}}$  によって

$$\begin{aligned} E &\equiv \frac{1}{2V} \int u^2 dr = \frac{1}{2V} \int d\mathbf{r} \mathbf{u}(\mathbf{r}) \left[ \int d\mathbf{k} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right] \\ &= \frac{1}{2V} \int d\mathbf{k} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}) \underbrace{\int d\mathbf{r} \mathbf{u}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}_{(2\pi)^3 \tilde{\mathbf{u}}(-\mathbf{k})} \\ &= \frac{(2\pi)^3}{2V} \int d\mathbf{k} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}) \tilde{\mathbf{u}}(-\mathbf{k}) \end{aligned}$$

と表現される。ここで

$$E(\mathbf{k}) \equiv \frac{(2\pi)^3}{2V} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}) \tilde{\mathbf{u}}(-\mathbf{k}) \quad (5.71)$$

とおくと

$$E = \int d\mathbf{k} E(\mathbf{k}) \quad (5.72)$$

であるから、 $E(\mathbf{k})$  は波数  $\mathbf{k}$  の波に伴うエネルギーであるエネルギースペクトル (energy spectrum) となる。

このエネルギーの時間変化を支配する方程式を導こう。(5.70) をテンソル表示で書くと

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu k^2\right) \tilde{u}_i(\mathbf{k}) = -i \int d\mathbf{k}' k_m \tilde{u}_m(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \left( \tilde{u}_i(\mathbf{k}') - \frac{k_i k_l}{k^2} \tilde{u}_l(\mathbf{k}') \right). \quad (5.73)$$

---

† いまは無限に広がる領域を考えているため、本当は  $V$  も  $\int u^2 dr$  も無限大になってしまう。したがって、厳密には有限の領域をとって  $(1/2V) \int u^2 dr$  を定義し、その  $V \rightarrow \infty$  の極限をとっていると考えるべきであろう。