

无碰撞等离子体的相干重整化理论

章 扬 忠

(中国西南物理研究所)

1981年1月7日收到

提 要

本文提出对 Власов-Poisson 方程进行微扰处理的一种重整化方案。利用图形展开方法证明了该理论到任意阶微扰的可重整化性质。给出了重整化传播量的一般形式。分析了相干项和绝对非相干项的物理意义。给出了重整化介电函数的正确表示,并对它的意义做了讨论。通过和以往重整化理论的比较,指出这种重整化方案是一种真正的完全重整化。

一、引 言

等离子体弱湍流理论的主要困难之一是由于 Власов 方程的裸传播量因子 $(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^{-1}$ 在高级微扰中引起久期困难。为了克服这种困难, Dupree 在 1966 年提出用重整化的传播量 $(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\delta)^{-1}$ 来代替裸传播量 $(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^{-1}$ ^[1],其中 $i\delta$ 代表湍性场对粒子轨道的扰动效应。但由于在 Dupree 的简单处理中忽略了受扰动粒子对湍性场的反作用,因而使理论遇到一些困难,如在湍性水平较低时不能回到弱湍流的合理理论^[2,3]。自此之后,很多作者以不同的方法和考虑来推广 Dupree 的简单共振加宽理论。尽管所有这些做法在某种程度上取得一定成功,但仍然没有能够给出一套完整的叠代程序以把所有高级项都考虑进去并证明理论的可重整化性质^[2-6]。这种情况之所以持续了较长的时间,很可能是由于许多作者认为等离子体强湍流理论的主要问题应当是找出其中最富有代表性的物理特征,而不是去追求一种完美的重整化理论。比如,有相当一部分工作集中在寻求 Марков 过程中强湍流理论的一般形式以及有限的非 Марков 修正效应^[5,7,8],寻求 Gauss 过程中强湍流理论的一般形式^[9],寻求在重整化准线性理论中包括非平稳随机过程和多粒子效应的一般形式^[5,10]。所有这些处理中由于加入了统计概率模型或其他的统计性假设,可以使理论得到较大的简化。但这种情况在近年来开始发生了某些变化,这很可能与 Dupree 发现当把以往普遍采用的重整化介电函数应用于无剪切磁场漂移波问题时将会出现能量不守恒困难这一事实有关^[4]。Dupree 采用了新的微扰叠代方法在下一级近似下得到了重整化介电函数新的表达式,从而证明了能量守恒。这实际上涉及到重整化介电函数定义的问题。换句话说,对于非线性的 Власов-Poisson 方程来说,区分非线性源和非线性介电函数的原则是什么,直到目前为止还是不清楚的。以往朴素的处理方法,即在弱湍流理论中把线性响应作为媒质性质而把非线性响应作为源;以至后来的共振加宽理论中把共振加宽后形式上的线性响应作为媒质性质而把其余部分作为源的做法,

看来缺乏理论根据也会在实际问题中引起一定的困难。鉴于这种情况,近年来开始有人讨论如何能寻求一种完全重整化的系统理论并由此找到一种区分重整化介电函数和源效应的判据。

Horton 曾经讨论过如何由 Власов 方程的微扰叠代来寻求完全重整化传播量的问题^[6]。这时他得到了“完全重整化”传播量所满足的一个非线性方程。尽管这已经从理论结构上向前推进了一步,但由于在叠代中舍去了一些项, Horton 的“完全重整化”传播量实际上并不是完全的。在后面将会看到, Horton 的“完全重整化”传播量仅是本文所引入的相干重整化传播量的最低级近似。

另一方面, Krommes 等人试图从较为严格的 MSR 体系出发^[12], 利用量子场论中格林函数生成泛函的一套理论来建立 Власов-Poisson 方程较为严格的展开理论^[13,14]。Krommes 的工作意图和本文的工作意图相当接近。他认为只有从较为严格的形式体系出发才能找到有关重整化介电函数的合理定义, 并建立起合理的微扰展开理论。但是 Krommes 仅采用了 MSR 体系中的最低级近似, 即直接相互作用近似 (DIA)。虽然由 DIA 导出了较为合理的重整化介电函数(这也包括其他作者直接由 DIA 出发所做的讨论^[15]), 但是目前尚不能证明整个 DIA 满足漂移波能量守恒。把整个 MSR 体系完整地应用于 Власов-Poisson 系统还有待今后进一步努力。

本文试图建立一种完全重整化的 Власов-Poisson 系统的微扰理论。如同所有的奇异微扰理论一样, 中心的问题在于如何选择微扰叠代的方式。本文提出这样一种思想: 微扰叠代的方式将满足在同一级微扰的项应分为相干项, 绝对非相干项和抵消项。而三者的混合项应属于下一级微扰。由于这个缘故, 我们把这种重整化方案称为相干重整化。这样, 利用自能图全部被抵消的概念可以得到重整化传播量的各级微扰表示, 并证明理论的可重整化性质, 还能把可重整化性作为重整化介电函数正确形式的理论基础。这里, 仅是各级的相干项代表了媒质性质而绝对非相干项代表了非线性源, 即所谓“凝团”分布函数^[17]。

二、图形规则

为了便于说明问题, 先来考虑没有外部磁场的 Власов 方程并仅考察静电扰动。

$$[\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla + (e/m)\mathbf{E} \cdot \partial]f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) = 0. \quad (2.1)$$

引入四维傅里叶变换及 $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, 则有

$$(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})f_k = \sum_{k'} \phi_{k'} \hat{L}(k') f_{k-k'}, \quad (2.2)$$

其中 $\hat{L}(k') \equiv -(e/m)\mathbf{k}' \cdot \partial$, $k \equiv (\omega, \mathbf{k})$ 为四度矢量。进一步假设平均分布函数满足时空均匀性, 即 $\bar{f} \equiv \langle f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) \rangle = f_0$, 于是(2.2)式成为

$$(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})f_k = \phi_k \hat{L}(k) \bar{f} + \sum_{k' \neq k} \phi_{k'} \hat{L}(k') f_{k-k'}. \quad (2.3)$$

该式两端加上 $i\Gamma_k$, 令

$$G_k \equiv (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\Gamma_k)^{-1}, \quad (2.4)$$

有

$$f_k = G_k \hat{L}(k) \bar{f} \phi_k + G_k \sum_{k' \neq k} \phi_{k'} \hat{L}(k') f_{k-k'} + G_k i \Gamma_k f_k. \quad (2.5)$$

(2.5)式即为本文讨论的出发点;它可以用图 1 表示为

$$\text{Figure 1: } \text{Line } k = \text{Shaded Circle} + \sum_{k_1} \text{Wavy Line } k_1 + \text{Circle with Dot} \quad (2.6)$$

图 1

不难看出,这里用直线代表涨落分布函数 f_k 或传播量 G_k , 用波线代表波场 ϕ_k . 对应的图形规则为:

1. 对图中每一条线标以四度动量,并用箭头表示行进方向,使之在交点满足四度动量守恒条件.

2. 粒子线,除最下方一条表示 f_k 以外,其余均表示 G_k . 如图 2 中的三条粒子线分别代表 G_k , G_{k-k_1} 及 $f_{k-k_1-k_2}$.

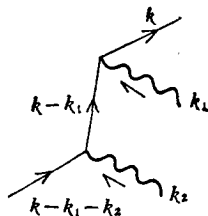


图 2

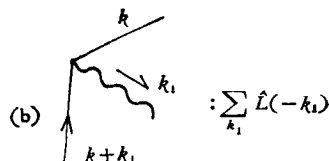
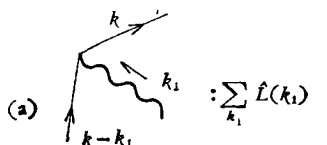


图 3

3. 波-粒子直接相互作用顶点如图 3 所示.

4. 静态激发的顶点 $\odot$ 为 $\hat{L}(k) \bar{f}$; 重整化顶点 $\ominus$ 为 $i \Gamma_k$.

5. 任一波线表示 ϕ_k 并以进入顶点的动量作为脚标. 如图 3(a) 中的波线记为 ϕ_{k_1} , 而(b)中的波线记为 $\phi_{-k_1} = \phi_{k_1}^*$. 由此可知,两个顶点间内波线的贡献为 $|\phi_k|^2$.

6. 求和规则如下:

(a) 求和号 $\sum_{(k_1)}$ 表示 (i) $k_1 \neq k$ (k 是粒子的末态动量), (ii) $k_1 + k_2 \neq 0$ (k_2 是该图中任一个求和动量).

(b) 相干波线仅出现在最下方而不进行求和.

例: 图 4 中的图形按以上的图形规则可以直接写出,其次序由粒子线终端开始,顶点和粒子线次序不可交换.

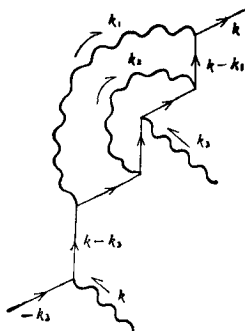


图 4

$$G_k \sum_{(k_1)} \hat{L}(k_1) G_{k-k_1} \sum_{(k_2)} \hat{L}(k_2) G_{k-k_1-k_2} \\ \times \sum_{(k_3)} \hat{L}(k_3) G_{k-k_1-k_2-k_3} \hat{L}(-k_2) G_{k-k_1-k_3}$$

$$\times \hat{L}(-k_1) G_{k-k_2} \hat{L}(k) f_{-k_3} |\phi_{k_1}|^2 |\phi_{k_2}|^2 \phi_k \phi_{k_3}.$$

按照以上的图形规则, 均匀磁场中的漂移方程也可写成类似的形式, 所不同的是需做出如下代换:

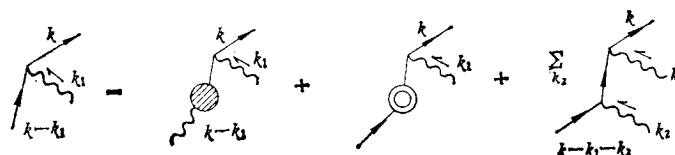
$$\hat{L}(k) \rightarrow \hat{L}(k_1, k_2) \equiv -(e/m) k_{2\parallel} \partial_{\parallel} - (ic/B^2) \mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{k}_2 \times \mathbf{B}) \quad (2.7)$$

这里 $\hat{L}(k_1, k_2)$ 中的 k_1 代表离开顶点粒子线的动量, 而 k_2 代表进入顶点波线的动量.

三、相干重整化微扰论

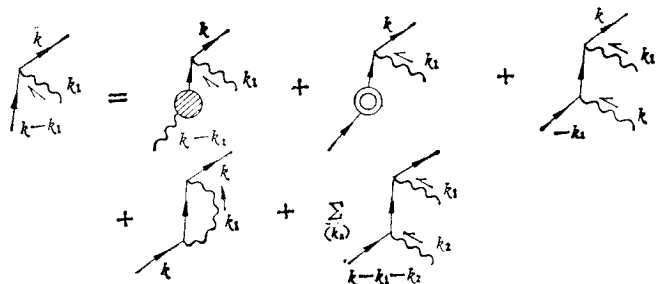
在传统的共振加宽湍流理论中 (如文献 [3] 中 Rudakov 和 Tsytovich 的工作) 仅把 (2.5) 式中的第一项, 即最低级的相干项, 纳入重整化介电函数, 而把它的第二项作为非相干的非线性源效应, 第三项作为寻求重整化传播量的抵消项. 这样一种处理方法将会导致漂移波问题中能量不守恒的困难. Dupree 的工作^[7]表明 (2.5) 式中第二项实际上并不是绝对的非相干项, 如果再做一次微扰叠代它能够产生出次一级的相干贡献, 而把这一相干贡献和 (2.5) 式第一项合并后就能得到重整化介电函数的高次修正, 而这个修正恰恰是为了保证漂移波能量守恒所必须的. 但是仅仅做这样一次的处理似乎给人以一种略微勉强的印象, 因为文献 [7] 并没有指出到高阶以后应当怎样处理, 也没有阐明这种分离合理性的理论根据. 本节所引入的相干重整化微扰叠代程序就是企图把 Dupree 在文献 [7] 中所提出的思想做进一步的发挥, 提出一种到任意高阶微扰都适用的微扰叠代程序. 这时将发现, 不仅是重整化介电函数, 而且重整化传播量本身都可以用一种系统的方式写出, 直到任意高阶微扰的修正; 并以理论的可重整化性质作为重整化介电函数正确形式的基础.

这时把 (2.5) 式右方第二项再做一次叠代后得到



$$(3.1)$$

(3.1) 式右方第一项中由于 $k_1 \neq 0$, 故该波场不会变为 k , 因此称它为绝对非相干项. (3.1) 式右方第二项出现 $i\Gamma_k$, 以后可证明它属于高阶抵消项. 而 (3.1) 式右方第三项应予特别注意. 它应当分成三部分的组合. 一部分是相干项, 即 $k_2 = k$, 另一部分是自能项, 即 $k_1 + k_2 = 0$, 再一项是剩余项有待做下一步叠代. 这样分解后得到



$$(3.2)$$

(3.2) 式与(2.5)式构成了重整化的二级微扰形式, 它大体上和 Rudakov-Tsytoich 和 Horton 的结果相同. 这主要表现为用二级微扰自能图来构造抵消项, 即如图 5. 但是, 由于这些作者没有把二级微扰之内的相干项分离出来, 这使得直到 ϕ_k 的三级微扰近似的非线性源效应中的重整化介电函数却仅修正到一级. 正是这种不恰当的微扰处理, 引起前面所述的源效应和媒质效应的混杂.

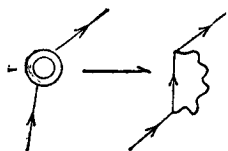


图 5

再下一级的微扰处理方法和前面的思路一致, 即把(3.2)式右方最后一项中的 $f_{k-k_1-k_2}$ 再用(2.5)式叠代一次, 这时得到了三项: 绝对非相干项, 高阶抵消项及混合项. 而后者又可以分离出三阶相干项, 自能抵消项[图 6 (a)]——它在二级重整化之内恰好与(3.2)式右方第二项抵消, 此外还有一个顶角项[图 6 (b)]和剩余项[图 6(c)]. 由于后两项均不属于相干项和绝对非相干项与抵消项, 因此需要做进一步叠代, 应用(2.5)式后即得到四阶微扰的相干项和绝对非相干项. 按照这个原

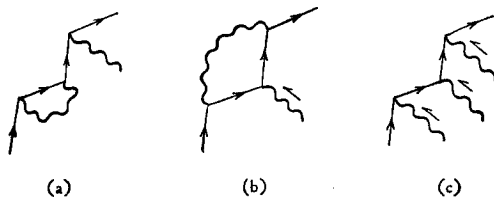


图 6

则继续做下去, 并通过在给定的微扰级之内确定抵消项的形式以把所有的自能图形消掉后我们将得到最后的结果: 对应抵消项的重整化“质量”; 相干项——导致重整化介电函数; 绝对非相干项——导致非线性源.

四、可重整化性

在弱湍流理论中的发散因子 $(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^{-1}$ 经过重整化后变为 $(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\Gamma_k)^{-1}$. 这相当于在积分中引入一个收敛因子, 即通常的 Dupree 阻尼, 从而避免了发散困难. 但问题在于应当怎样来决定 Γ_k 使之对各级微扰均为正确.

如第二、三节所述, 在本文使用的微扰论中粒子传播量采用的是重整化后的形式, 而(2.5)式右方在形式上引入的 $i\Gamma_k$ 因子将会在以后各阶微扰中出现. 理论可重整化性要求通过适当地选择 $i\Gamma_k$ 的形式使之与全部自能图抵消, 并对任意高阶的微扰均正确.

为此首先证明以下引理.

引理 I 所有粒子的自能图形只包含各种可能的交缠图形.

证明: 按照第三节给出的微扰叠代程序, 一旦出现一个简单的自能图形之后, 这样的项即不能再进行叠代而应归入抵消项. 因此进入更高阶的所有图中均不包含原始的简单自能图形. 另一方面, 允许构成自能图形的求和动量仅有最下方的一个, 它只能和顶角型的波线相连构成自能图形, 而这样的图只能是交缠图形.

为了证明各种交缠方式都是可能的, 我们仅须注意, 在前一级中所有待展开的顶角图

形结构都是可能的。因此抵消项的构图规则仅排除简单的自能图而要把所有可能的交缠型(或顶角型)的自能图均包括进去。

按照引理 I, 所有类似于图 7 中给出的图形均被排除。



图 7

引理 II 所有的图形只出现一次, 不存在重复的图形。

证明: 按照第三节的构图规则有两类构图方式。一类是单向向下的最后一根粒子线用(2.5)式叠代, 由此产生的绝对非相干项和抵消项不再参与叠代。另一类是在混合图中分离出相干项, 自能项和顶角项。前两者也不再参与叠代。因此唯一有可能产生重叠的是顶角型的图形在高级叠代中与其它顶角型图形发生混合。但第三节中所述的构图规则又指出在低阶未形成顶角的图形其外波线已经失去做主动求和的能力, 而仅有最下方的一根波线才具有主动求和的能力。因此新的顶角只能由最下方一根波线构成, 而这类顶角在前级已有的顶角图形中显然是不存在的, 故而不能形成和其它已有的前级顶角图形相合的顶角图形。

引理 III 对任一个含有 $i\Gamma_k$ 的图形, 均存在唯一的一个对应图形。其中以一根外波线及零级顶角 $\hat{L}(k)$ 来代替 $i\Gamma_k$, 而保持其它部分相同。

证明: 由于 $i\Gamma_k$ 仅能由(2.5)式的叠代产生, 因此它作为(2.5)式的第三项时总有一个(2.5)式的第二项和它对应。又由引理 II 可知, 这个对应是唯一的。

引理 IV 在低级微扰中所产生的自能结构将会在高级微扰中全部重现。

证明: 按照第三节中给出的图形展开规则, 低阶自能结构的出现仅由最下一根粒子线的叠代及分解产生, 而与这根线上方的于自能结构图之外的结构无关。而在低阶所有的叠代分解方式在高阶情况也完全相同, 即他们也与线以上的图结构无关。

利用以上引理, 不难证明理论的可重整化性质并由此求出重整化传播量的一般形式。

由引理 IV 和引理 II 可知, 如果能够找到 $i\Gamma_k$ 图形(即(2.5)式第三项)的抵消项, 那末所有由 $i\Gamma_k$ 产生的项均能由图形展开中必出现的相同的抵消项在给定的某级微扰内全部消去。故而问题归结为寻求 $i\Gamma_k$ 的抵消项形式, 也就是单纯的自能图之和(不再包含外波线)。而由引理 III 可知, 这样的图形相当于借助一根原始的外波线和一根原始的粒子线按第三节所述的规则来构造。这种构造唯一的可能性, 按照引理 I, 即是所有可能的自能型交缠图形之和。一旦确定出 $i\Gamma_k$ 的这个抵消项形式之后, 按照引理 IV, 所有含有 $i\Gamma_k$ 的项将与对应的自能项全部消去, 因而理论的可重整化性得证。

$$-i\Gamma_k = \text{cloud} + \text{cloud with line} + \text{cloud with line} + \text{cloud with line} + \text{cloud with line} + \text{cloud with line} + \dots$$

图 8

在图 8 中给出直到六级微扰的重整化传播量中的重整化“质量” $i\Gamma_k$ 的图形表示。

注意, 由于粒子线具有方向性, (4.1) 式中右方的第三项和第四项属于不同结构的图形。

五、重整化介电函数与“凝团”

相干重整化理论的基本思想在于把涨落分布函数 f_k 分解成两部分:

$$f_k = f_k^{(c)} + \tilde{f}_k, \quad (5.1)$$

其中 $f_k^{(c)} = \mathcal{A} \phi_k$ 为相干分布函数代表媒质效应; 而 $\tilde{f}_k$ 为“凝团”分布函数代表非线性源。令

$$\Phi_k \equiv (4\pi e/|k|^2) \int d\mathbf{v}. \quad (5.2)$$

Poisson 方程写为

$$\phi_k = \Phi_k f_k, \quad (5.3)$$

代入(5.1)式后, 把相干部分移至左方后即有

$$\epsilon_k \phi_k = \Phi_k \tilde{f}_k \equiv \tilde{\phi}_k. \quad (5.4)$$

这里

$$\epsilon_k = 1 - \Phi_k \mathcal{A}. \quad (5.5)$$

即是相干重整化理论所定义的重整化介电函数。这时我们看到, 在漂移波情况下所得到的重整化介电函数下一级的修正项与 Dupree 给出的结果一致(见文献[11]中的(43)式和(39)式)。但是在同级近似之内重整化传播量的表达式却与 Dupree 的不同(见文献[11]中的(36)式和(37)式)。实际上, 在该级微扰之内, 为了保证能量守恒, 更重要的是重整化介电函数而不是重整化传播量。对于这一问题的详细讨论另有专文论述, 这里仅借用 Krommes 的 DIAC 理论做一些启发性的讨论。按照 Krommes 的看法(见文献[16]的第六节, 讨论与结论), 为了保证能量守恒, 必须要求平均分布函数也进行重整化, 即使 $\bar{f} = \langle f \rangle + \delta \bar{f}$, 其中 $\langle f \rangle$ 代表未重整化的平均分布函数, 而 $\delta \bar{f}$ 代表湍性扰动对平均分布函数的重整化修正。这种平均分布函数的重整化概念可以从相干重整化介电函数的近似处理而得到。为此考虑(5.5)式的二级微扰项的统计平均 $G \hat{L} G \hat{L} \langle \phi f \rangle$ 。代入文献[16]中的(30)式: $\langle \phi f \rangle = G \hat{L} \bar{f} \langle \phi \phi \rangle = G \hat{L} \bar{f} I$ 。把它与(5.5)式中的一项微扰项比较后即发现: 如果保持重整化介电函数的原有形式而仅把 Dupree 的或这里引入的修正项理解为平均分布函数的重整化效应, 那末用这种考虑所得到的重整化修正项为 $G \hat{L} G \hat{L} \bar{f} I$, 它与 Krommes 用 DIAC 理论的扩散近似所求出的平均分布函数重整化修正 $\delta f^{(d)}$ (即文献[16]的(32)式)是一致的。而 Krommes 在证明漂移波能量守恒问题时, 恰恰使用的是这个表达式。

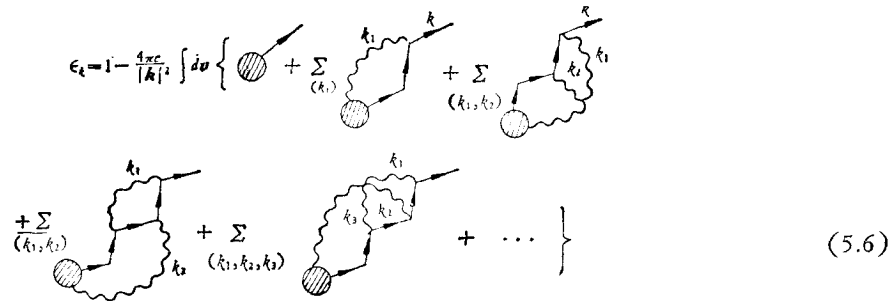
本文从相干响应的概念出发引入重整化介电函数的定义和以前的理论相比(文献[11]除外)有一个很大的不同, 即这样的介电函数包含了涨落。这种媒质具有涨落性质的概念至少从有外源的情况来看是合理的。但对于一个自激的非线性系统来说是否应当引入涨落媒质的概念, 则是一个有争议的问题。比如, 按照 MSR 体系的观点, 认为仅有非

涨落的量才具有统计上可观察意义。由此出发, Krommes 引入的重整化介电函数就是一个非涨落的量。实际上, 前面讨论平均分布函数的重整化修正问题时, 也已经采用了 $\epsilon \rightarrow \langle \epsilon \rangle$ 的概念。这种近似如果合理, 则在适当极限下可以采用以往弱湍流理论(包括共振加宽效应)所使用的一整套理论格式, 也容易和这种格式下所对应的各种近似比较, 并由此求出非线性色散关系。但是这种近似的统计意义如果存在, 就要求 ϕ_k 比 ϵ_k 有快得多的时间尺度。不难证明, 这相当于要求 G_k 是 ω 的缓慢变化函数。为此, 我们采用 (5.5) 式右方典型的项, 即考察

$$\begin{aligned} & \int d\omega_1 \cdots d\omega_n G\hat{L} \cdots G\hat{L} \phi_{\omega_1} \cdots \phi_{\omega_n} f_{-(\omega_1 + \cdots + \omega_n)} \\ &= \int d\omega_1 \cdots d\omega_n dt_1 \cdots dt_n dt' \exp[-i\omega_1(t_1 - t')] \cdots \\ & \quad \exp[-i\omega_n(t_n - t')] G\hat{L} \cdots G\hat{L} \phi(t_1) \cdots \phi(t_n) f(t') \\ & \sim \int dt' G\hat{L} \cdots G\hat{L} \phi^n(t') f(t') \rightarrow G\hat{L} \cdots G\hat{L} \langle \phi^n f \rangle. \end{aligned}$$

要求 $G_{k-k'}$ 是 ω 的缓变函数, 即相当于近 Марков 过程。换句话说, 在不远离 Марков 过程的条件下, 相干重整化理论所决定的重整化介电函数具有统计上的可观察意义。这时理论求解较为方便。但是对于远离 Марков 过程的统计涨落来说, 应当怎样理解重整化介电函数的意义则有待进一步研究。

不难证明, 对于非涨落的 ϵ_k 来说, 对应的图形相当于在最下方一根粒子线(如果有的话)加上一个静态激发顶点和一根波线, 然后再使该图中的所有波线相交于一个多波顶点。这个多波顶点对应于时空均匀性所提供的 δ 函数因子: $\delta(k_1 + \cdots + k_n)$, 其中 $k_1 \cdots k_n$ 是和该顶点相联系的四动量。这时和 (5.5) 式对应的介电函数为



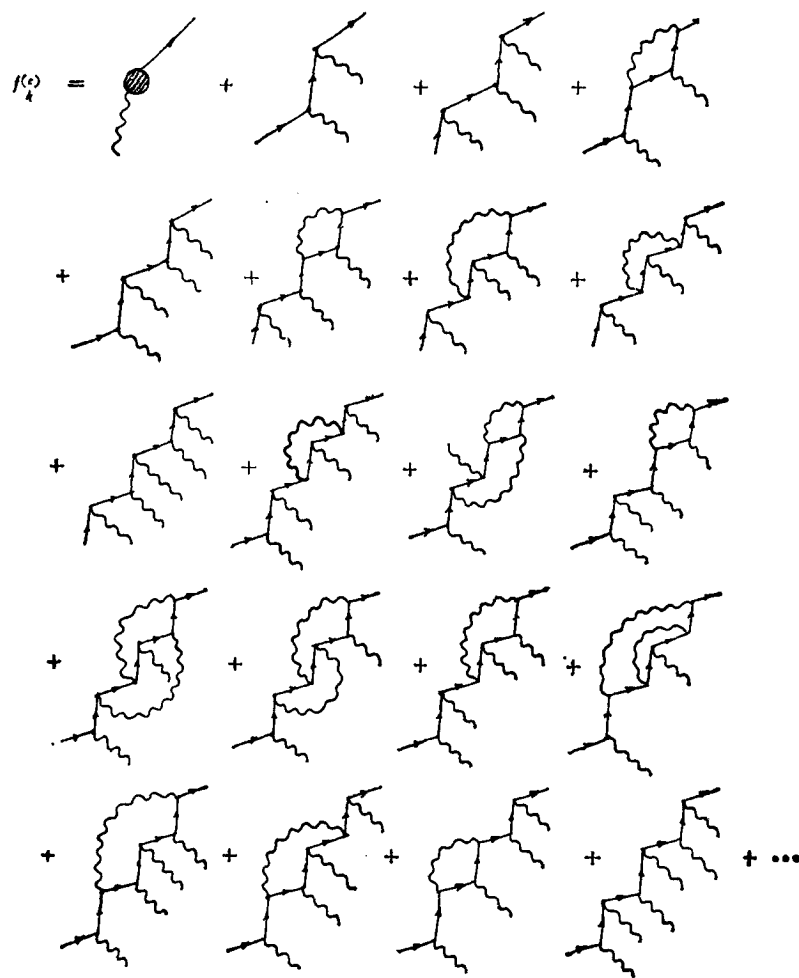
$$\epsilon_k = i - \frac{4\pi e^2}{|k|^2} \left\{ \text{diagram 1} + \sum_{(k_1)} \text{diagram 2} + \sum_{(k_1, k_2)} \text{diagram 3} + \sum_{(k_1, k_2)} \text{diagram 4} + \sum_{(k_1, k_2, k_3)} \text{diagram 5} + \cdots \right\} \quad (5.6)$$

显然, 当 ϵ_k 为非涨落量时可以决定湍流谱 $I_k = \langle \phi_k \phi_k^* \rangle$ 所满足的关系

$$I_k = \langle \tilde{\phi}_k^2 \rangle / |\epsilon_k|^2. \quad (5.7)$$

这里可以看出, 相干重整化理论第一次给出了凝团分布函数的明显表示(在微扰论的严格意义上)。利用这个明显表示和时空均匀性容易证明 $\langle f_k^{(e)} \tilde{f}_k^* \rangle = 0$ 。这一点证实了 Dupree 的这个假定。Krommes 曾经根据 MSR 的分析批评 Dupree 这个假定不自洽^[14]。这是由于 Krommes 所定义的 $f_k^{(e)}$ 和本文的定义不同, 他对 Dupree 假定的这个批评并不能一般成立。

附 录

直到六级微扰的 $f_k^{(2)}$ 和 $\tilde{f}_k$ (见附图 1 和附图 2)

附图 1

图中所有波线(除最下方的相干线外)均有求和 $\sum_{(\dots)}$.

$$\tilde{f}_k = f_k^{(2)} \left(\text{diagram with wavy line } k \text{ and shaded circle} \right) - \text{diagram with shaded circle}$$

附图 2

参 考 文 献

- [1] T. H. Dupree, *Phys. Fluids*, **9**(1966), 1773.
- [2] A. A. Galeev, *Phys. Fluids*, **10**(1967), 1041.
- [3] L. I. Rudakov, V. N. Tsytovich, *Plas. Phys.*, **13**(1971), 213.
- [4] P. J. Catto, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 147.
- [5] J. H. Misguich, R. Balescu, *J. Plas. Phys.*, **13**(1975), 385.
- [6] W. Horton, Jr., Duk-In-Choi, *Phys. Rept.*, **49**(1979), 275.
- [7] G. Benford, J. J. Thompson, *Phys. Fluids*, **15**(1972), 1496.
- [8] G. Pelletier, *J. Plas. Phys.*, **18**(1977), 49.
- [9] 章扬忠, 物理学报, **30**(1981), 584.
- [10] J. H. Misguich, R. Balescu, *J. Plas. Phys.*, **19**(1978), 147.
- [11] T. H. Dupree, D. J. Tetreault, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 425.
- [12] P. C. Martin, E. D. Siggia, H. A. Rose, *Phys. Rev.*, **A8**(1973), 423.
- [13] J. A. Krommes, R. G. Kleva, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 2168.
- [14] J. A. Krommes, 普林斯顿等离子体物理实验室报告, 1980 年, PPPL-1568.
- [15] D. F. Dubois, M. Espedal, *Plas. Phys.*, **20**(1978), 1209.
- [16] J. A. Krommes, 普林斯顿等离子体物理实验室报告, 1979 年, PPPL-1543.
- [17] T. H. Dupree, *Phys. Fluids*, **15**(1972), 334.

THE COHERENT RENORMALIZATION THEORY OF COLLISIONLESS PLASMA

ZHANG YANG-ZHUNG

(Southwestern Institute of Physics, China)

ABSTRACT

A renormalization procedure for the perturbative manipulation of Vlasov-Poisson equation has been proposed in this paper. By the graphical expansion method the theory is shown to be renormalizable to any order, and the renormalized propagator is given. The physical meaning of the coherent terms and the absolute incoherent terms is analyzed. The correct expression for the renormalized dielectric function is given and its significances are discussed. By comparison with previous renormalization theory, it is pointed out that this procedure is a true complete renormalization.