等离子体的定义问题

李银安　　张友鹤
（中国科学院物理研究所，北京　100080）　（苏州铁道师范学院，苏州　215001）
王新新　蒋洪英
（中国科学院物理研究所，北京　100080）

本文首先分析现有等离子体定义的局限性，指出现有定义已不再适用于非中性等离子体及强耦合等离子体情形．最后给出了适合于中性等离子体、非中性等离子体、弱耦合和强耦合等离子体情形的统一的等离子体定义．

1879年英国的 W. 克鲁克斯 (Willian Crooks)研究了气体放电管中的电离气体，并把它称为一种表观的“物质第四态”． 1912年德拜(Debye)和休克尔(Hückel) 研究了强电解液中的带电粒子，导出了一个带电粒子的电场受其周围异号电荷电场影响后的有效作用距离，即以后所称的德拜屏蔽距离 λ_D． 1928 年，美国的 I. 朗缪尔 (I. Langmuir) 和 R. 阿金森 (R. Atkinson) 研究了气体放电现象并将放电管中远离边界的电离气体称为 PLASMA（等离子体）． 从此，等离子体物理学就得名问世了．

随着等离子体物理研究的深入，等离子体的组分由原先的电子和离子（有时还有中性粒子)扩展到了单种电荷的粒子(电子或离子，正电子或反质子)，体系由电中性的扩展到了非电中性的，粒子间的库仑位能与粒子平均热能之比 $e\phi/kT$ 由 $e\phi/kT \ll 1$ 扩展到了 $e\phi/kT>1$．我们将由电子和离子(有时还有中性粒子)组成的、整体呈电中性的等离子体称为中性等离子体；将整体呈非电中性且其中自身电场起主要作用的等离子体称为非中性等离子体；将具有 $e\phi/kT>1$ 的等离子体称为强耦合等离子体，反之，则称为弱耦合等离子体．这些等离子体的性质虽有共同之处，但也有极不相同的地方．因而现在常用的对中性等离子体的定义就不适用于非中性等离子体及强耦合等离子体了．现有等离子体定义的局限性明显地表现出来．本文首先指出现有等离子体定义的定义范围，然后给出普遍适用的等离子体定义．

一、中性等离子体

1. 现有的等离子体定义

据作者所知，对中性等离子体的定义有两个．一个常用的定义是将等离子体定义成：等离子体是一种带电粒子和中性粒子组成的，具有集体行为的似中性气体[1,2]，它必须满足以下三个条件：

(1) $\lambda_D \ll L$，

(2) $N_D \gg 1$，

(3) $\omega\tau > 1$，

式中 L 是气体所占的尺度，$N_D = n\cdot\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$．即以德拜屏蔽长度 λ_D 为半径的球体内的粒子数，n 为粒子数密度(cm^{-3})，ω 为等离子体振荡频率，τ 是带电粒子与中性粒子的碰撞时间．这三个条件的物理含义是很明确的． $\lambda_D \ll L$ 表示在尺度为 L 的体系中必须含有很多个德拜球，使得每当发生电荷的局部集中或者把外部的电位引入体系时，它们都要在一个比 L 短的距离内被屏蔽掉，使大部分等离子体没有高的

电位或电场，体系呈"似中性"的. $N_D \gg 1$，表示德拜球内的粒子数要很多，事实上，德拜屏蔽是一种统计的概念，只有当粒子周围的异号"电荷云"中的粒子足够多时，德拜屏蔽才是一个有意义的物理概念. $\omega\tau > 1$ 则表示粒子的运动主要由带电粒子间的电磁力(长程力)起支配作用，而不取决于带电粒子与中性粒子之间的短程作用即碰撞.

第二个定义是首先将等离子体看成是和固体、液体和气体同一层次的物质存在形式，即将等离子体看成是物质第四态，从而将等离子体定义成由大量带电粒子组成的有宏观空间尺度和时间尺度的体系[3]. 这里宏观空间尺度下限就是德拜屏蔽半径 λ_D，时间尺度下限则为该带电粒子体系中电子组分在其平衡位置的振荡周期 ω_{pe}^{-1} (ω_{pe} 为电子振荡频率). 一个带电粒子体系要能具有作为物质基本存在形式所应该具有的典型性质，其所占据的空间尺度 L 必须远大于 λ_D: $L \gg \lambda_D$，其所存在的时间必须足够长，以使大量带电粒子有足够的时间相互作用，来消除各个粒子初始状态的影响或这些粒子偶然发生的涨落所造成的影响，否则粒子体系的性质千变万化，不可能具有物质基本存在形态所应有的典型性质和运动规律. 带电粒子体系存在的需要的最小时间尺度 τ' 为电子振荡周期，即 $\omega_{pe}^{-1} < \tau'$. 因此，等离子体作为一种物质形态存在所需要的条件是: $\lambda_D \ll L$ 和 $\omega_{pe}\tau' > 1$. 这两个条件也是等离子体保持电荷准中性的条件. 另外，如电子在其他带电粒子静电场中的势能 $PE \sim e^2/l \approx n_e^{1/3}\cdot e^2$(式中 $l \sim n_e^{-1/3}$，n_e 为电子数密度)和平均动能

$$KE = \frac{1}{2} m_e \bar{V}_e^2 = kT_e$$

[k 为玻耳兹曼常数，T_e 为电子温度(单位为 K)，如以 eV 做单位，则 $KE = T_e$，m_e 和 $\bar{V}_e$ 分别为电子的质量和平均速度]之比远小于 1，即 $PE/KE \ll 1$，也即

$$\frac{PE}{KE} \approx n_e^{1/3} e^2 T_e^{-1} = \lambda_{De}^{-2} n_e^{-2/3} \varepsilon_0^{-1} \ll 1 \qquad (1)$$

时，可得到第一定义中的条件(3):

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_{De}^2 n_e \gg 1, \qquad (2)$$

其中

$$\lambda_{De}^2 = \frac{\varepsilon_0 T_e}{n_e e^2},$$

因此，这两个定义是相互等价的. 第二个定义并未要求带电粒子体系是似中性的，如将该定义中的最小时间尺度 $1/\omega_{pe}$ 改为 $1/\omega_e^{\pm}$，则该定义可推广到弱耦合非中性等离子体情形(参阅以下的讨论).

事实上，这两个定义都是以德拜半径 λ_D 作为等离子体定义的判据的，其局限性可从德拜半径的推导中看出.

2. 德拜屏蔽长度的推导

为了能清楚地见到现有等离子体定义的前提，这里给出了德拜屏蔽长度的推导过程[3].

一个带电荷为 $\pm|e|$ 的粒子，在真空中 r 处的电势 $\phi(r)$ 可以下式表示:

$$\phi(r) = \frac{\pm|e|}{4\pi\varepsilon_0 r}. \qquad (3)$$

但如果该粒子(称为中心粒子)处在带电粒子体系中，$\phi(r)$ 随距离 r 的增加会很快减少，因为在它周围一定会排斥同号电荷的粒子，而将异号电荷的粒子吸引过来. 如果粒子没有热能，则它们会无限接近中心粒子. 事实上，粒子具有热能，这些粒子便停留在粒子的热能约等于位能的半径处. 结果，在中心粒子周围形成异号"电荷云"，将中心粒子的电位削弱，此现象称为德拜屏蔽现象. 经过屏蔽后，中心粒子的电势就不再是原先的库仑势而是屏蔽库仑势了. "电荷云"球体内的电荷在球表面(即距中心 r 处)产生的电势，就是将球体内的总电荷集中到球心后在球表面处的电势，可从泊松方程

$$\nabla^2\phi(r) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho_q(r). \qquad (4)$$

得到，式中 $\phi(r)$ 是待求的电势，$\rho_q(r)$ 是所研究带电粒子(设位于 $r = 0$ 处)附近 r 处的空间电荷密度，ε_0 是真空介电常数. $\rho_q(r)$ 由正、负空间电荷密度之差

$$\rho_q(r) = n_i(r)Z_i e - n_e(r)e, \qquad (5)$$
决定，其中 $e = |e|$ 是单位电量，$n_i(r)$ 和 $n_e(r)$ 分别是 r 处离子和电子的数密度，Z_i 是正电荷离子的电荷数。如无中心粒子存在时，电势 $\phi = 0$，正、负电荷粒子的密度分布是均匀的，故有

$$n_{e0}(r) = n_{e0} = n_0, \qquad (6)$$
$$n_{i0}(r) = n_{i0} = n_0.$$

因而 $\rho_{q0} = 0$，但有了中心粒子后，它产生的电场会破坏正、负电荷粒子分布的均匀性，即 $n_i(r)$ 和 $n_e(r)$ 就不再均匀分布了。它们的分布在热力学平衡下分别服从势场中的玻耳兹曼分布 $(T_i \neq T_e)$

$$n_\alpha(r) = n_{\alpha0}\exp[-V_\alpha(r)/T_\alpha], \quad \alpha = e, i \qquad (7)$$
其中 $V_\alpha(r)$ 是粒子 α 在势场中的势能，T_α 是热能(以能量为单位)，电子和离子的势能可分别表为 $V_e(r) = -e\phi(r)$ 和 $V_i(r) = Z_i e\phi(r)$。于是，r 处总电荷密度为

$$\rho_q(r) = e[Z_i n_{i0}\exp(-Z_i e\phi/T_i) - n_{e0}\exp(e\phi/T_e)]. \qquad (8)$$

如果 $e\phi \ll T_\alpha$，则上式右端可用泰勒展开，得到

$$\exp(-Z_i e\phi/\tau_i) \approx 1 - \frac{Z_i e\phi}{T_i}, \qquad (9)$$

$$\exp(e\phi/T_e) \approx 1 + \frac{e\phi}{T_e}. \qquad (10)$$

将此代入泊松方程，得到

$$\nabla^2\phi(r) = \frac{e^2}{\varepsilon_0}\left(\frac{n_{e0}}{T_e} + \frac{n_{i0}Z_i^2}{T_i}\right)\phi(r). \qquad (11)$$

为简单起见，令

$$\lambda_{De}^2 = \frac{\varepsilon_0 T_e}{n_{e0}e^2}$$

$$\lambda_{Di}^2 = \frac{\varepsilon_0 T_i}{n_{i0}Z_i^2 e^2}$$

及

$$\lambda_D^2 = [\lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}]^{-1}.$$

以上 λ_{De}，λ_{Di} 和 λ_D 分别称为电子德拜屏蔽长度、离子德拜屏蔽长度和总德拜屏蔽长度。如果体系达到完全热力学平衡，则 $T_e = T_i = T$，且令 $Z_i = 1$ 时，则

$$\lambda_{De} = \lambda_{Di} = \lambda = \frac{\varepsilon_0 T}{n_0 e^2}, \quad \lambda_D^2 = \frac{1}{2}\lambda_{De}^2.$$

在三维空间中，利用库仑作用的球对称性，在球坐标系中（坐标原点设在中心粒子位置），泊松方程可写成

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\phi}{dr}\right) = \frac{\phi(r)}{\lambda_D^2}.$$

利用边界条件 $\phi(r \to 0) = \dfrac{\pm|e|}{4\pi\varepsilon_0 r}$，及 $\phi(r \to \infty) = 0$，可解得

$$\phi(r) = \frac{\pm|e|}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r}\exp(-r/\lambda_D),$$

即在带电粒子体系中离中心粒子 r 处的屏蔽库仑势。可见，$\phi(r)$ 比普通的库仑电势随 r 的增加下降得快得多。在离中心带电粒子半径为 $r < \lambda_D$ 的德拜球内，库仑势虽被“电荷云”削弱，但仍然存在。位于德拜球内的其他带电粒子还能明显地受到中心带电粒子势场的作用而较明显地改变它的运动方向，而在德拜球外 $r > \lambda_D$，中心粒子的势场大为削弱。这时球外的带电粒子受到的库仑作用，则是球内外粒子在该处($r > \lambda_D$)的库仑作用的相干叠加。正是这种长程的库仑作用，支配着远离中心粒子处的大量带电粒子的集体运动。因此，德拜半径将库仑力分成了短程力(在球内)和长程力（在球外)两部分。事实上，正是这种集体的库仑作用，才引起了德拜屏蔽、等离子体振荡、非同寻常的波的传播等集体运动现象，也正是这种集体运动现象的存在，才使等离子体的运动规律和一般的带电粒子体系有了本质的差别。

在以上推导中，使用了玻耳兹曼分布。玻耳兹曼分布可从在磁力线方向的磁流体方程求出。另外，又回到了 $e\phi/T_\alpha \ll 1$ 的假定。因此，严格说来，以上导出的德拜屏蔽长度 λ_D 是对非磁化的、或虽磁化但不感到磁场作用(沿磁力线方向)的弱耦合等离子体而言的。因此，上述两个定义仅仅适用于非磁化的或虽处于磁场中但是限于沿每条磁力线方向的弱耦合中性等离子体情形。如果考虑到磁场的作用，则带电粒子体系的运动规律及其最小的宏观空间尺度

及宏观时间尺度都将随外加的磁场强度大小而变。作为对一个物理体系的定义而言，此时应该不计入外加因素即磁场的作用。

二、非中性等离子体

非中性等离子体可以由异号电荷的粒子组成，但整体呈非电中性且其中内部自身电场对粒子的行为起主要作用。非中性等离子体也可由同号电荷的粒子组成，这种粒子可以是电子或正电子，也可以是离子或反质子。例如，如果非中性等离子体中的带电粒子全部是电子，则称为纯电子非中性等离子体；如果带电粒子全部是离子，则称为纯离子非中性等离子体，等等。对于经典体系，弱耦合指的是耦合系数

$$\Gamma \equiv e\phi/T < 1$$

的情形，对于量子体系，则为 $\Gamma \equiv e\phi/E_F$，式中 $e\phi$ 是最邻近两个粒子间的库仑位能，T 为用 eV 表示的热能，E_F 为费米能。理论表明，非中性等离子体中也存在德拜屏蔽效应，并且德拜长度也可表示成 $\lambda_D = (\varepsilon_0 T/ne^2)^{-1/2}$[4]。且当 $\lambda_D \ll L$ 时，也有类似于中性等离子体中的集体效应。

弱耦合非中性等离子体中德拜屏蔽的物理图象没有中性等离子体中的德拜屏蔽的物理图象那样直观。在非中性等离子体中，存在着很强的空间电场，因此必须将它置于磁场中将其约束起来才不致散开。取一个最简单的圆柱对称的均匀磁场中的纯电子等离子体作为例子，来揭示其中德拜屏蔽的物理图象。假定磁场 $\boldsymbol{B}$ 在柱坐标的 Z 轴方向，则径向空间电场 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 的作用 $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 使整个电子柱以角速度 ω_e 绕对称轴旋转，粒子经受到洛仑兹力 $\boldsymbol{F} = e[\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}]$ 的作用，其中 $\boldsymbol{v} = \omega_e \boldsymbol{z} \times \boldsymbol{r}$ 为旋转线速度。因为 $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ 总是和 $\boldsymbol{E}$ 相反向，故空间电场 $\boldsymbol{E}$ 被 $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ 削弱。更言之，这种旋转等效地起到了中性等离子体中在中心粒子周围的异号"电荷云"削弱中心粒子电场的作用。因此可以说，带电粒子绕磁场对称轴的旋转(注意，此处指的是等离子体柱绕其对称轴的旋转，而不是通常的带电粒子绕磁力线的拉摩旋转 Ω_e)相当于非中性等离子体中存在着能起到中性化作用的"异号电荷"1)。角速度 ω_e 由下式表示[5]：

$$\omega_e = \omega_c^{\pm} \equiv \frac{\Omega_e}{2}\left[1 \pm \left(1 - \frac{2\varpi_{pe}^2}{\Omega_e^2}\right)^{1/2}\right],$$

式中 ϖ_{pe} 是平均电子静电振荡频率。由于德拜屏蔽效应是由电子柱的旋转产生的，故此时最小的时间尺度应是 $1/\omega_c^{\pm}$，而不是 $1/\omega_{pe}$ 了。

三、强藕合等离子体

强耦合等离子体是高密度离化物质的一种存在形式，其动力行为主要由带电粒子间的库仑关联作用决定，即 $\Gamma \equiv e\phi/T > 1$（经典体系）或 $\Gamma \equiv e\phi/E_F > 1$（量子体系）。以经典体系为例，如果我们暂时认为其中也存在德拜屏蔽长度 $\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 T}{ne^2}\right)^{1/2}$，引入维格纳-赛茨（Wegner-Seitz)距离 a，a 由 $\frac{4}{3}\pi a^3 n = 1$ 确定（式中 n 为粒子数密度）。$\phi = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 a}$，则耦合系数为

$$\Gamma = e\phi/T = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 a T}.$$

经过简单运算，可得到等效的耦合系数表达式：

$$\Gamma = \frac{1}{3}\left(\frac{a}{\lambda_D}\right)^2.$$

由 $\Gamma > 1$ 得到

$$\left(\frac{a}{\lambda_D}\right)^2 > 3,$$

上式表明 $a > \lambda_D$，意即两粒子间的平均距离 a 比德拜长度 λ_D 还大，更言之，德拜球内几乎不存在粒子。因此，在强耦合等离子体中，德拜屏蔽失去了原有的物理意义。在强耦合等离子体中，空间特征长度是两粒子间的平均距离 a

（下转第 717 页）

1) T. M. O'Neil, AIP Conference Proceedings 175 Nonneutral Plasma Physics, National Acatemy of Sciences, Washington D. C., March 28—29, 1988, Edited by C. W. Roberson and C. F. Driscoll.