关于行星大气等离子体中自聚焦结构内双极性累积与耗散过程的超完备数学模型 第一部分：有电流等离子体中累积耗散结构的微扰理论

Philipp I. Vysikaylo

摘要 — 本文讨论了与电能耗散和累积（连续介质中的外部源）相关的结构性现象（共轭、纠缠、二元）的四维数学模型，并探讨了累积耗散结构的形成及其排列成规则系统的过程——一种具有长程动态有序的动态耗散“晶体”。这类系统中新的自由度被激发，使整个规则系统中的能量-质量-动量流（EMMF）具有吸引性或发生几何自聚焦。由于累积作用，EMMF结构获得了超属性。已形成结构中的EMMF累积，是介质被激活以形成四维结构时所具有的一种普遍属性。这类耗散结构的基础是吸引子，其最终结果是从吸引子产生具有超属性的累积射流。因此，这些结构是累积耗散结构。我们讨论了一种描述这些结构的方法，并证明等离子体团中存在累积过程，且可以进行理论描述，尽管无法借助完整的四维数学模型来描述。理论和实验均已证明，由等离子体双极扩散漂移引起的电场累积，是载流气体放电等离子体固有的属性。通过对电场激波（E/N）进行建模所获得的结果，有助于解释地球日球层、大气层和电离层中的累积形成，因为地球带有约500,000 C的负电荷，而太阳带有约1400 C的正电荷。基于数学方法，将对四维时空中的激波分类及累积类型进行研究。

索引词——微扰理论、激波分类、双极扩散漂移类型、双极扩散分类、自洽电场、累积、耗散、累积-耗散结构。

P.I. Vysikaylo 就职于俄罗斯科学院莫斯科无线电技术研究所等离子体化学实验室，地址：俄罗斯莫斯科 117519（电子邮箱：filvys@yandex.ru）。ID：0000-0001-9701-5222

I. 引言

电子的质量远小于离子，因此比离子更具流动性。电子离开等离子体结构的速度快于正离子，因而使这些结构带上正电荷；正电荷产生的电场会将一部分低能电子送回等离子体结构。带电等离子体结构区域内由此形成带电粒子的双重（束缚、纠缠）流。反向电子流会聚焦（累积）等离子体耗散结构。由此，具有动态表面张力和体张力的累积耗散结构（CDS）得以出现并发展。电子累积有三种对称类型的结构（图1a）：平面对称、球对称和柱对称。当介质的活化能较低时，首先出现层状结构。它们聚焦低能电子，其中一部分在等离子体层内获得能量并在电场的进一步加速下，实现有效的电流传输。随着能量增加，介质中会形成具有双累积射流（电子和正离子双重累积）的球对称结构（图1b、c）。随后，这些射流上会形成柱对称电弧和具有超常特性的累积尖刺的闪电。在活化环境中，可以协同组织具有不同对称类型的CDS（图1a）。等离子体结构中的正电荷会导致正离子从该结构流出。在等离子体中发现具有双电子流和不同对称类型的带正电CDS，见[1]。[1] 提出了这样一种可能性：将相反或正交流动的能量、动量和质量的累积与耗散协同组织起来，形成单一的自组织双重结构，尤其是8D维结构。电场强度在等离子体中发挥作用，是控制所有（高能带电等离子体粒子除外）带电等离子体粒子行为的额外且最重要的因素[1]。电场强度E始终是一个矢量和三维量，并且会随时间变化。由于内部电场，“带电粒子系统本质上并非气体，而是某种由远程力聚合在一起的独特系统”[2]。远程库仑力形成：1）聚焦并反射带电粒子的势镜；2）将带电粒子的流动分隔成相反方向的流（高能流和无法离开势阱的低能流）。

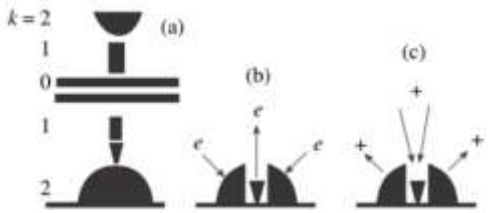


图1. 具有不同对称性的 CDS 示例。(a) 具有不同对称性的结构化等离子体团的一种可能排列（k = 0对应平面，1 对应柱面，2 对应球对称性）。(b) 箭头表示电子流累积方向以及约化电场 E/N 的方向。体区的斑点区域会出现电子，例如由紫外预电离所致。(c) 离子流向阴极斑点累积的相应示意图 [1]。

本研究旨在更准确地描述等离子体，并考虑电场强度E。我们将采用微扰理论 [3]。我们将描述由内部电场控制的累积输运（主要是漂移）和耗散输运（主要是扩散）现象。这些现象会形成以下类型的 CDS [3]：行进驻波等离子体层和驻波等离子体层（Faraday 已知）；Pekarik 发现的层状结构群速度与相速度方向相反的效应；阴极斑点；Vysikaylo 在有电流的气体放电等离子体中发现、并由他及其合作者在管内气体放电等离子体中直观展示的电场激波；等离子体尾迹

位于流星体之后；射流；红色精灵；精灵；普通闪电和串珠状闪电（图2、3）、电弧及其他等离子体 CDS。未补偿离子的协同（共同、内部）场对电子行为的影响更为显著。它会加热电子，使低能电子局限在带正电的势阱中，在带正电区域之间形成聚集点 L1（图2）[4], , 并从带正电的结构（例如阴极带正电的斑点）形成高能电子累积射流，射入带正电的等离子体柱 [1,4], 、电弧或各种闪电中。若不存在带正电的阴极斑点，放电电流可以忽略不计[5,6]。阴极带正电斑点呈椭圆形[6]。阴极斑点凭借其正电荷将低能电子累积到中心，再将它们以累积射流的形式抛入法拉第暗区（图1b、c）[1,3]。考虑阴极斑点的正电荷以及低能电子向其中心的聚集，可以解释阴极斑点在横向磁场中的反向运动 [1], ；这一效应由 Stark 于1903年通过实验确立。电子使中性气体粒子电离，从而形成离子浓度分布；原子和分子受激时，会形成等离子体发光分布，这些分布显示了 E/N 参数可能达到击穿值等。目前，描述 CDS 生成机制主要有两种方法。

第一种方法基于对不稳定性机制的研究，即放电等离子体粒子的浓度随时间无限增长。在第一种方法的框架内，人们认为，如果提出一种使等离子体浓度无限增加的机制，那么这必然会导致均匀放电[7]的径向（三维）箍缩。在此，复杂的四维柯西-狄利克雷问题被时间上的一维柯西问题所取代，而完全没有考虑电子流入和流出该结构的二重性。这是错误的！对于第一种概念的支持者而言，图2所示的具有空间脉动电场和 Vysikaylo-Euler 摆动点的不对称流体动力学椭圆结构及其他结构，仍然是“神秘的”。多年来，理论家一直试图在不引入空间电荷的情况下描述等离子体结构化（层状结构）[8]。然而，面对层状结构之间发光强度急剧下降的实验结果，他们至今仍未能使数值计算结果与实验达到令人满意的一致[8]。在压力为 15 托、放电时间为~10 ns 的放电中，层状结构确实存在[9]。在这些时刻，任何双极扩散过程都微不足道[3,4]。

我们提出的第二种方法[1,3,4] 基于对内部电场在四维时空中的传递与改变这一双重（八维）过程进行探索和研究，该过程会导致原本均匀的放电发生局部聚集。根据第二种方法，形成 CDS 的过程同时朝相反方向进行：从 CDS 出发以及朝向 CDS。CDS 中的电子流会聚焦这些结构，并在势能库仑势阱中形成动态表面张力。这会使 CDS 中的体正电荷自聚焦，即产生正体电荷和内部电场的三维累积。带电粒子流和电场强度的累积会增强等离子体 CDS 表面的发光（图 2 和图 3 ）。聚焦的低能电子在库仑碰撞过程中交换能量，从而使电子分布函数发生麦克斯韦化，并持续形成高能逃逸电子流（从等离子体 CDS 逸出）。通常认为，电子会逆着电场逃逸并加速。脉冲移动闪电和电阻极定向电弧便是这样形成的，电子从中逃逸（脱出）。[5], 中描述了对此类闪电的观测，而描述这一现象的理论则在[1,3,4]中提出。然而，对高能电子而言，内部电场已不再构成约束。它们中的一些可以朝任意方向移动，甚至顺着电场方向移动，只是速度会略有减慢。由此形成两股方向相反的电子流。一股将其能量聚集（累积）到等离子体 CDS 中；另一股则在获得额外能量后，将能量带离等离子体 CDS。等离子体 CDS 的体电荷和电场限制了其能量耗散。

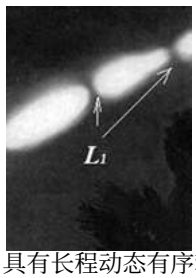




图2。 具有长程动态有序和超属性的规则累积耗散系统：串珠状闪电。L_1 是 Vysikaylo 理论描述的电子聚集点 [5]。 图3。空气中的线性等离子体累积-耗散结构：巴西普通闪电中的柱状累积，其特征半径为 ~ 1.2 m。
https://photo.brestcity.com/2023/02/hristos2.jpg

目前，尚无法求解这样一个最低限度的 8D 完整模型；该模型甚至未考虑等离子体 CDS 中两股方向相反的电子流之间的相互作用。不过，借助对这类等离子体 CDS 的实验观测，可以在劣等模型的框架内解释若干累积—耗散现象。在 [10], 中，基于 [11]中对日球层内正铁离子种类的实验确认，解析得到了整个日球层的电子温度分布。在 [10], 中，依据 [11] 中经实验确认的事实，考虑了逃逸电子对 CDS–太阳有效电荷及整个日球层电动势的作用。由此，太阳及整个日球层中逃逸的电子被计入太阳的有效电荷。这使得 8D 问题得以简化为 4D 问题，继而简化为 1D 球对称准稳态问题。因此，[10], 首次奠定了准永久性巨型放电统一等离子体日球地球物理学的基础；这种放电发生在带正电的太阳与带负电的地球之间。在 [11], 中，尽管专著的总标题为《等离子体日球地球物理学》，日球物理学和地球物理学仍被分别作为独立部分呈现，二者并未通过日球层中由带电粒子构成的单一巨型电流联系起来；这一点已在 [10]中得到证明。本文认识到，对等离子体中 CDS 内特定流动进行 8D 数值

和解析建模十分复杂。为了解释等离子体电中性遭到破坏所引起的若干“神秘”现象，我们提出一种对此类流动进行建模的方法。为此，我们将利用在实验室观测整个气体放电现象谱系的经验，并将 8D 问题的复杂性简化为 4D 或 2D 的时空测量，同时设定适当的边界条件或 CDS 电荷。

关于弱电离气体中带电粒子输运现象的首次实验研究，以及对气体放电等离子体中动态过程主要控制参数的确定，始于19世纪末。因此，斯托列托夫发现，等离子体中的许多现象由折算到中性气体压力（P）的电场强度参数 E/P [12]决定。这是当时发现的、适用于气体放电等离子体局域现象的帕邢积分定律微分形式的结果。早在20世纪80年代，苏联就广泛使用 E/P 参数。这是俄罗斯斯托列托夫学派的传统。（该参数唯一确定电能量密度——E^2 与气体粒子动能密度——P 之比。）当电压达到 30 kV/cm（或 3 MV/m）的临界值 Ec 时，空气就会发生击穿。后来，汤森通过实验验证，等离子体中各种过程的常数（产生、激发、电子附着、带电粒子漂移以及各种扩散的系数）都更适合用折算到中性气体粒子数密度 N 的电场强度参数表示。由此，低温等离子体物理学中出现了以汤森单位计量的参数 E/N（1 Td = 10^{-17} V·cm^2） [13]。这一参数更便于理论描述，因为它不包含形成等离子体的气体温度。当 E/N 达到 ≈ 90 Td 时，空气就会发生击穿。由于带电粒子输运过程会影响电离层和日球层中 JPS 等系统的运行，这一领域仍在持续发展。研究日球层和电离层等离子体中的过程对地球上的人类及所有生物福祉的影响，具有重要意义。然而，在天体物理学和电离层物理学中，控制参数 E/N 很少使用。人们认为，要严格描述弱电离气体放电等离子体以及日球层和电离层等离子体的行为，应采用电子和离子的动力学方程 [3,8]。这种方法十分复杂；其框架内发展出的、基于双粒子碰撞和双项近似的方法，曾受到 A.A. 弗拉索夫的批评，他称之为劣等模型 [2]。在许多情况下并不需要采用这种方法，而且 A.A. 弗拉索夫提出的所有问题都很容易解决。由于所有输运系数都可以通过实验获得，例如，电子输运过程的系数可取自 [13,14], , 离子的系数可取自 [15] , 并可用关于 E/N 参数的简单函数进行近似 [3]。如果满足以下三个基本条件 [3]，就可以用描述电子和离子行为的局域宏观量输运方程组来替代动力学方程组：

1）在过程的特征时间内发生多次碰撞；2）粒子在两次碰撞之间经过的距离远小于宏观量发生显著变化的距离；3）等离子体电中性的破坏程度很小。（在 [3]，中，我们首次针对等离子体电中性受到电流显著破坏的情况修正了这一条件。）这些条件使我们能够采用微扰理论，描述气体放电和半导体中的电场激波 [3] 。

考虑两体相互作用以及形成不同于麦克斯韦分布的电子速度分布函数，导致非均匀等离子体中输运过程系数的重整化，并使理论中出现了一些不同于经典过程的输运过程 [3,8]。事实上，所有这些“经典”和“新经典”过程都存在于自然界中，并可在实验中观测到（沿电场方向的电子扩散有效系数变化已得到详细研究），而且可以纳入修正后的流体动力学模型 [3,8]。在这种情况下，各种扩散、漂移和反应（激发、电离、复合等）的系数，可以根据实验观测采用汤森及其追随者编制的表格中的数据 [3,13-15]。这样，流体动力学描述将最为完整，也最符合已观测到且研究透彻的自然现象。A.A. 弗拉索夫对两体碰撞理论以及人为（缺乏充分依据地）截断发散积分和有效碰撞截面所提出的所有批评，都因此失去了依据。实验测得的系数涵盖了所有类型的碰撞（三体、四体等），以及所有可能的实际碰撞距离（或有效反应截面）。这些通过实验确定的系数可用于电流体动力学模型；通过分析这些模型，可以取得新的发现，并驳斥与等离子体实际现象无关的伪科学猜想和一维模型。因此，采用动力学描述并不意味着扩大流体动力学方程的适用范围，甚至可能恰恰相反，会缩小其适用范围，因为它要求采用一套完全特定的动力学方程求解程序，这会显著限制整个庞大模型的应用范围。因此，在更一般的情形下（适用框架更广），可以建立一套简单的电流体动力学方程，并使其严格以此前通过实验测得的输运系数和反应系数为基础；与之相比，针对等离子体组分的动力学方程组预先规定了动力学方程的求解程序（包括选定的截断方法、仅考虑两体碰撞等）。

等离子体中内部长程电场的变化可以通过在流体动力学方程组中补充泊松方程来考虑。在这种情况下，带电粒子系统就不再只是多组分气体，而是某种特殊系统：它由远距离库仑力（或能够自组织，并使带电等离子体粒子形成聚能射流、产生累积耗散结构的协同电场）聚集在一起 [3]。我们将重点分析并探讨如何利用这样一种简单且相当

本研究中的一般模型基于等离子体粒子输运和电离过程的实验数据。

II. 电中性破坏的非平衡等离子体中的带电粒子输运方程组

无磁场时带电等离子体粒子输运过程的模型包括离子数平衡方程：

$$\partial n_\alpha/\partial t + \mathrm{div}(n_\alpha \boldsymbol{V}_\alpha) = I_\alpha - R\alpha, \qquad (1)$$

其中，$n_{\mu\alpha}$ $_\alpha$ = 为正离子或负离子的浓度；V E 为离子漂移速度，它是控制参数 E/N 的函数。I_α；Rα - 为各类离子的源项与汇项。除方程 (1) 外，还需加入电动力学方程：

$$\mathrm{rot}\ \boldsymbol{E} = 0; \qquad (2)$$
$$\mathrm{div}\ \boldsymbol{E} = 4\pi\rho, \qquad (3)$$

其中 $\rho = e(\sum_{\alpha=1}^{m} z_a \bar{n}_a - n_e)$; z_α 为离子电荷，m 表示离子类型。我们将考虑总电流密度，而不是电子平衡方程（如离子的情况）。为此，将电子和所有种类离子的平衡方程相加（分别乘以相应的电荷），并考虑到不同符号的带电粒子在体积内同时产生和消亡，利用 (3) 可得：

$$\nabla \boldsymbol{j} = 0, \qquad (4)$$

where $\boldsymbol{j}/e = (\partial \boldsymbol{E}/\partial t)/(4\pi e) - n_e \boldsymbol{V}_e + \sum_{\alpha=1}^{m} z_a n_a \boldsymbol{V}_\alpha + \nabla(D_\perp n_e)\ldots$（.....这是对离子扩散的补偿）。

由于等离子体中的电子和离子同时产生、同时消亡，在电流连续性方程中，源项与汇项相互抵消（等离子体浓度和电场强度的非稳态性与非均匀性，以及源项和汇项中电子速度分布函数的非稳态性与非均匀性所导致的通量也同样如此）。因此，总电流密度的连续性方程具有形式（4），其中 j 为总电流，计入位移电流 $-(\partial E/\partial t)/(4\pi)$ [3,6]。利用（3）可改写方程（4）。由（3）可得 $-n_i = n_e + \nabla E/(4$

$\pi e) -$，我们将其代入（4）。在这种情况下，（4）将呈现为 [3]: $j/e = 1/(4\pi e)(\partial E/\partial t) - n_e V_e + (V_\alpha + z_i V_i(n_e + \nabla E/(4\pi e) -) + \nabla(D_\perp n_e)...,$

$$_{\alpha}z\, n\sum_{\alpha=1}^{1m-a} \qquad (5)$$

其中，第五项 $z_i \nabla E/(4\pi e) V_i$ 考虑了等离子体电中性遭到破坏对内部电场修正的影响 [3]。

III. 微扰理论的基本参数

项的数量级对于具有漂移结构的项由以下数值确定：$\Omega\tau_M$、1、$(\mu_i/\mu_J)l_E/L$、l_u/L.....通常可以忽略离子扩散，本文也将如此处理。这里，Ω 为特征电荷变化频率，$\tau_M = 1/(4\pi e \mu_J n_e)$为麦克斯韦空间电荷中和时间，$\mu_J$ 为考虑离子和电子迁移率后的等离子体有效迁移率，$l_{E0} = E_0/(4\pi e n_e)$为电场强度变化的矢量特征尺度。如果参数$\Omega\tau_M$、$(\mu_i/\mu_J)l_E/L$和$l_u/L$均较小，则可利用微扰理论 [3]求解流体动力学方程组和泊松方程。当$l_{E0}/L >> 10$时，也可以观察到参数$(\mu_i/\mu_J)l_E/L << 1$ 较小，因为 $\mu_i/\mu_J \approx \mu_i/\mu_e$. 在我们的微扰理论框架内，可以在零阶近似下推进到电中性遭到显著破坏的区域[3]。例如，从正柱区出发，可以暂不考虑边界条件问题，通过数值与解析计算推进到近电极区。该方法适用于气体压力较高、电极间隙较大且远离近电极区的情况。零阶近似分支为以下近似：

1) 漂移或准中性情形，当 $l_{E0}/L << 1$ (见 [3]) 且

^{2} $_{E0}$ ~1 $_{E0}$ >>) Vysikaylo-Poisson'，当

^{10} $\mu_i \mu_J$ $_E$ << 1

l /L （甚至 l /L，但 (/)l /L （主要电流由电子 $\mu_J \approx \mu_e >> \mu_i$ – 离子迁移率承载）。

IV. 我们微扰理论的零阶近似

在我们微扰理论的零阶近似中，电子和离子的漂移速度由以下关系描述：$V_{e0} = \mu_{e0}E_0$, $V_{i0} = \mu_{i0}E_0$, 分别表示电子的迁移率 $-\mu_{e0}$ 和离子的迁移率 $-\mu_{i0}$。由式 (1) 、 (3) 和 (5)，在零阶近似下（$\mu_{J0} n_e \nabla E_0 = - E_0 \nabla(\mu_{J0} n_e)$），可得简单等离子体：

$$\partial n_e/\partial t - \partial[(l_{E0}/\mu_{J0})\nabla](\mu_{J0} n_e)/\partial t + (j/e)\nabla(\mu i_0/\mu_{J0}) - \nabla\{(\mu_{i0}E_0/\mu_{J0})(l_{E0}\cdot\nabla)(\mu_{J0} n_e)\} = I_{i0} - R_{i0}, \qquad (6)$$

四维方程 (6) 可由方程 (1) 推导得出，方法是将离子浓度 n_i 替换为 n_e-$(l_{E0}\nabla)(n_e \mu_{J0})/\mu_{J0}$。方程 (6) 中含 l_{e0} 的项源于对电中性破坏的考虑。含时间和空间坐标混合导数的第二项在流体力学中没有对应项，而第四项则与扩散类似。在流体力学中，形成马赫发现的激波时，可以观察到从对流传输向扩散传输的转变。方程 (6) 中存在因电中性破坏而产生的项，这使我们可以断定，等离子体中应当会出现电场激波。气体放电中的电场激波于 1985-1987 [3] 年由 Vysikaylo 及其合作者发现并进行了可视化。方程 (6) 中含混合导数的第 2 项和第 4 项，将使我们能够描述普通气体放电等离子体以及电离层和日球层中的静止电场激波和行波电场激波——层状结构（参数 E/N）；在这些区域中，全球电流会流动 [10]。我们将在本文后续部分对其进行描述。

IV. 结论

解决某些方程时获得的一般性知识，应当用于解决截然不同的方程。C.W. Ozeen 发现，在流体力学中，任意微小的原因都可能产生最终的作用。他在1927 [16] 中证明，微分方程组中任意微小的高阶项（扩散或黏度）的存在，可能会

彻底改变解的性质。由此产生的悖论称为渐近悖论[17]。

在基于比较随时间决定含源项与汇项的柯西问题的项和负责求解狄利克雷问题的项，对复杂的空间分布型非稳态系统进行建模时，常常会舍弃某些负责输运粒子及其动量和能量的项。这些错误是许多渐近悖论的本质；在将实验与过程建模结果进行比较时，这些悖论屡见不鲜，无论是在渐近悖论与电中性遭到破坏有关的等离子体中（见 [3]）还是在普通流体力学中，后者的主要渐近悖论由黏度决定（见 [17]）。考虑电中性遭到破坏、扩散和黏度过程，会使输运过程中出现关于坐标的最高阶导数。正确考虑黏度可解决流体力学中的渐近悖论 [17]，；正确考虑电中性遭到破坏，则可解决等离子体中存在的一系列渐近悖论 [3,4]。运用解析与数值建模通用方法描述气体动力学和等离子体中的各种输运现象，可据此阐述广义数学转置方法（MGMT）的基本原理，将模型及其解从一个自然科学领域转置到另一个领域 [3,4]。

在公式（5）中，我们排除了等离子体粒子的产生与消亡过程。这一重大成果帮助我们借助公式（6）解释迄今为止的一些“神秘”现象——由电中性遭到破坏所引起的渐近悖论。在接下来的部分中，我们将详细描述由等离子体电中性遭到破坏所引起的输运过程。根据公式（5），在接下来的部分中，我们将构建一阶近似下的微扰理论。在第3部分中，我们将描述等离子体中不同类型的双极扩散和双极扩散漂移，具体取决于主要动态参数的数量级——E/N。

基于旅行者号获得的大量实验数据以及哈勃望远镜拍摄的图像，美国国家航空航天局的科学家在[18] 得出结论：土星的行星环就像某种加热器，会加热土星大气层的上部。例如，在太阳风和土星大气层中电流的影响下，就可能发生这种现象。

我们针对简单等离子体推导出的四维方程（6），描述了由低能电子输运过程引起的等离子体参数分布。为考虑从等离子体 CDS 中逃逸的高能电子的作用（图2、3），需要给定这些电子的总电流或 CDS 的电荷量。我们将在后续工作中讨论如何针对具体问题进行这一设定。

参考文献

1. Vysikaylo P.I. 实验与理论物理学杂志，第98卷，第5期（2004年），第936—944页。 http://jetp.ras.ru/cgibin/dn/r_125_1071.pdf

2. Vlastits. 国家技术理论文献出版社 莫斯科 1950年 列宁格勒。– 350 1502538 3s. https://libcats.org/book/。 Vysikaylo P.I. 双极输运过程 在 气体放电等离子体 中的 累积耗散结构 教材 –莫斯科：RUSAYNS。2022年。– 226 页。 https://www.litres.ru/f-i-vysikaylo/kumulyativnaya-kvantovaya-mehanika-bakalavriat-magi-68080306/。

4 Vysikaylo P. I. 两个带正电的等离子体结构（三维层状结构）之间的聚累点-L₁ // 等离子体科学，IEEE 等离子体科学汇刊（2014年）。第42卷（第12期），3931–3935页。DOI: 10.1109/TPS.2014.2365438 5. Loeb L. B. 气体放电的基本过程。纽约，伦敦。Chapman & Hall 有限公司，1939年。— 717页。https://libcats.org/book/728646 6. Kesaev I. G. 电弧的阴极过程。莫斯科：科学出版社，1968年。— 244页。 https://e.eruditor.one/file/465150/ 7. R.A. Haas 分子气体放电的等离子体稳定性 // 物理评论A，第8卷，1973年，1017–1043页。 https://doi.org/10 1017 8 1103 8 . /PhysRevA. . . U. Kortshagen, L. D. Tsendin 电子动力学与辉光放电的应用。出版商：施普林格，纽约州纽约市（1988年）— 568页。 https://link.springer.com/book/10 115089 9 1007. /b . Ashurbekov N.A.、Iminov K.O.、Kobzeva V.S.、Kobzev O.V. 高温，2012年。第50卷，第2期，第154页。 https://energy.ihed.ras.ru/en/arhive/article/295 10.Vysikaylo P.I. 含逃逸电子的日球层非平衡非均匀等离子体的定量研究 // IEEE 等离子体科学汇刊，第50卷，第4期，2022年，810–816页。DOI: 10.1109/TPS.2022.3160189 https://ieeexplore.ieee.org/document/9745462 11 2 . 等离子体日地地球物理学。共2卷 / L.M. Zeleny、I.S. Veselovsky 主编。— 莫斯科：Fizmatlit 出版社，2008年 — 560页。第1卷，第314页，图3.4.1。 12. 斯托列托夫 A.G. 物理学杂志，1890年，第468页（斯托列托夫 A.G. // 俄罗斯物理化学学会杂志，物理分册。第21卷，159页，1889年（ ））。13. L.G.H. Huxley 和 B.W. Crompton。气体中的电子扩散与漂移。威利出版社，纽约，1974年。— 672页。14. Dutton J. 电子群数据综述。// 物理化学参考数据杂志。1975年，第4卷，第3期，577–600页。15. E.W. McDaniel、E.A. Mason。气体中的离子迁移率与扩散。纽约，威利出版社，1973年 — 392页。 https://archive.org/details/mobilitydiffusio0000mcda 16. C. W. Oseen。流体力学的新方法与新成果。莱比锡，1927年 — 362页。 https://www.abebooks.com/book-search/author/oseen-c-w/ 17. G. Birkhoff 流体力学。普林斯顿大学出版社，1950年。— 183页。 18. https://www.nasa.gov/feature/goddard/2023/hubble-finds-saturns-rings-heating-its-atmosphere



Philipp I. Vysikaylo 是俄罗斯科学院莫斯科无线电技术研究所的首席研究员。他在莫斯科物理技术学院获得实验核物理学硕士学位，在库尔恰托夫核能研究所获得等离子体物理与化学博士学位，并在莫斯科国立罗蒙诺索夫大学获得科学博士学位。

他曾担任俄罗斯联邦原子能部（国家项目与技术鉴定科学技术中心，SI SSTCEPT）的专家，也是俄罗斯基础研究基金会的专家。他在等离子体物理学领域拥有50年的经验，专长包括基元过程、气体放电、电子束等离子体、等离子体化学和闪电的物理学。他发现并分类了33种量子维效应。