arXiv:2305.01785v2 [hep-ph] 4 May 2023

GNOME 能做什么?

全球光学磁力计网络（用于搜寻奇异物理）的搜寻目标

S. Afach,[1,2] D. Aybas Tumturk,[3] H. Bekker,[1,2] B. C. Buchler,[4] D. Budker,[2,1,3] K. Cervantes,[5] A. Derevianko,[6] J. Eby,[7] N. L. Figueroa,[2,1] R. Folman,[8] D. Gavil´an Mart´ín,[2,1] M. Givon,[8] Z. D. Gruji´c,[9,10] H. Guo,[11] P. Hamilton,[12] M. P. Hedges,[4] D. F. Jackson Kimball,[5,*] S. Khamis,[12] D. Kim,[13,14,†] E. Klinger,[1,2,‡] A. Kryemadhi,[15] X. Liu,[11] G. Lukasiewicz,[16] H. Masia-Roig,[2,1] M. Padniuk,[16] C. A. Palm,[5] S. Y. Park,[17,§] H. R. Pearson,[17] X. Peng,[11] M. Pospelov,[18,19] S. Pustelny,[16] Y. Rosenzweig,[8] O. M. Ruimi,[20] T. Scholtes,[9,21] P. C. Segura,[17,¶] Y. K. Semertzidis,[14,13] Y. C. Shin,[14] J. A. Smiga,[2,1,**] Y. V. Stadnik,[22] J. E. Stalnaker,[17] I. A. Sulai,[23] D. Tandon,[17] K. Vu,[5] A. Weis,[9] A. Wickenbrock,[2,1] T. Z. Wilson,[5,††] T. Wu,[11] W. Xiao,[11] Y. Yang,[11,24] D. Yu,[11] F. Yu,[25] J. Zhang,[11] 和 Y. Zhao[11]

[1] *Helmholtz-Institut, GSI Helmholtzzentrum fur Schwerionenforschung, Mainz 55128, Germany*
[2] *Johannes Gutenberg University, Mainz 55128, Germany*
[3] *Department of Physics, University of California at Berkeley, Berkeley, California 94720-7300, USA*
[4] *Research School of Physics, Australian National University, Canberra ACT 2601, Australia*
[5] *Department of Physics, California State University – East Bay, Hayward, California 94542-3084, USA*
[6] *Department of Physics, University of Nevada, Reno, Nevada 89557, USA*
[7] *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), The University of Tokyo Institutes for Advanced Study,The University of Tokyo, Kashiwa, Chiba 277-8583, Japan*
[8] *Department of Physics, Ben-Gurion University of the Negev, Be'er Sheva 84105, Israel*
[9] *Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland*
[10] *Institute of Physics Belgrade, Pregrecica 118, Belgrade 11080, Serbia*
[11] *State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, Department of Electronics, and Center for Quantum Information Technology, Peking University, Beijing 100871, China*
[12] *Department of Physics & Astronomy, University of California at Los Angeles, Los Angeles, California, 90095-1547, USA*
[13] *Department of Physics, KAIST, Daejeon 34141, South Korea*
[14] *Center for Axion and Precision Physics Research, IBS, Daejeon, 34051, South Korea*
[15] *Dept. Computing,Math & Physics, Messiah University, Mechanicsburg PA 17055, USA*
[16] *Marian Smoluchowski Institute of Physics, Jagiellonian University, Łojasiewicza 11, 30-348, Kraków, Poland*
[17] *Department of Physics & Astronomy, Oberlin College, Oberlin, Ohio 44074, USA*
[18] *School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA*
[19] *William I. Fine Theoretical Physics Institute, School of Physics and Astronomy,University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA*
[20] *Racah Institute of Physics, Hebrew University of Jerusalem, Jerusalem 9190401, Israel*
[21] *Leibniz Institute of Photonic Technology, Albert-Einstein-Strasse 9, D-07745 Jena, Germany*
[22] *School of Physics, University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia*
[23] *Department of Physics & Astronomy, Bucknell University, Lewisburg, Pennsylvania 17837, USA*
[24] *Beijing Institute of Applied Meteorology, Beijing 100029, China*
[25] *PRISMA+ Cluster of Excellence & Mainz Institute for Theoretical Physics,Johannes Gutenberg University, Mainz 55128, Germany*（日期：2023年5月8日）

大量观测表明，标准模型之外可能存在尚未发现的粒子和场。由于其性质未知，这些奇异粒子和场可能以多种不同方式与标准模型粒子相互作用，并呈现各种可能的构型。本文概述全球光学磁力计网络（用于搜寻奇异物理）（GNOME）；这是我们正在开展的一项实验计划，旨在检验广泛的奇异物理情景。GNOME实验利用遍布全球的屏蔽原子磁力计网络（近来还加入了共磁力计），搜寻由天体物理起源的奇异场作用于原子自旋所产生的空间和时间相关信号。我们综述了目前正在研究的各种可能信号的时间特征，例如来自拓扑缺陷暗物质（类轴子粒子畴壁）、类轴子粒子星、复值标量场孤子（Q球）、玻色暗物质场随机涨落、太阳类轴子粒子晕，以及由双黑洞并合等灾变性天体物理事件产生的超轻玻色场爆发的信号。

* derek.jacksonkimball@csueastbay.edu

†现地址：机电一体化研究部，三星电子，

I. 引言

自然界中存在大量迹象，表明有奇异的、迄今尚未发现的粒子。其中最显著的迹象或许是不断累积的暗物质证据。解释暗物质的一种主流假设认为，暗物质由超轻玻色子构成，例如轴子或类轴子粒子（ALP），其质量为$m_a \ll 1$电子伏特 [1, 2]。这类超轻玻色暗物质（UBDM）可通过多种"门户"与标准模型粒子耦合， [3, 4]，其中一种方式是超轻暗物质场与原子自旋直接相互作用 [5, 6]。如果存在这种相互作用，超轻暗物质场便会产生自旋相关能量偏移，类似于外部磁场引发的塞曼效应。这使得人们能够利用基于原子自旋的磁力计 [7, 8] 搜寻超轻暗物质。

若干实验使用原子磁力计和核磁共振（NMR）技术来搜寻 UBDM 场与自旋之间的相互作用 [9–20]。这些实验的结果通过一系列模型进行解释，这些模型假定 UBDM 是由标准晕模型（SHM）描述的、由非相互作用玻色子构成的维里化系综 [21–23]。这些各向同性的 SHM UBDM 模型通常忽略暗物质晕中的任何小尺度结构，只考虑 UBDM 因相干时间有限而产生的随机涨落 [24–27]。因此，假定这些实验中的传感器几乎持续处于 UBDM 场的浸润之中。

用於探索奇異物理的光學磁力計全球網絡（GNOME） [28–30] 檢驗另一種假設。或許，超轻暗物质场的能量密度集中在大型复合结构中。在这种情况下，地球大部分时间都处于几乎没有或完全没有暗物质的空间区域 [31]。在这种情况下，地球只会偶尔短暂地穿过暗物质，从而在暗物质探测器中产生罕见且短暂的信号。原则上，单个传感器就能探测到此类瞬态事件。然而，要有把握地区分由遭遇复合结构型超轻暗物质所产生的信号与"假阳性"，将极其困难。这类假阳性可能由传感器运行条件偶尔发生的突变引起（例如电子噪声尖峰、激光模式跳变或振动）。GNOME 是一个时间同步的原子磁力计阵列，分布于全球各地（图1）。GNOME 的设计能够排除假阳性事件、抑制不相关噪声，并可靠地识别可归因于超越标准模型的奇异物理现象的瞬态信号。

本文回顾了各种理论模型，这些模型描述了可能通过GNOME探测到瞬态信号的源。我们尤其关注对信号时间特征的现象学描述；这些信号将呈现在GNOME传感器中，并为我们的数据分析策略提供依据。

II. 原子自旋与超轻玻色子场之间的相互作用

构成GNOME的光学原子磁力仪（OAMs） [7, 8]能够探测原子自旋 $\boldsymbol{F}$ 与假设的奇异场 $\boldsymbol{\Upsilon}$以及磁场 $\boldsymbol{B}$之间的相互作用，其中 $\boldsymbol{F}$ 为总原子角动量。对于本文所考虑的奇异自旋依赖相互作用，哈密顿量的形式为：

$$\mathcal{H}_\Upsilon = -\sum_{i=e,p,n} g_{\Upsilon i}\frac{\boldsymbol{S}_i}{|S_i|}\cdot\boldsymbol{\Upsilon} = -\sum_i g_{\Upsilon i}\sigma_i\frac{\boldsymbol{F}}{|F|}\cdot\boldsymbol{\Upsilon}\,, \quad (1)$$

其中， $g_{\Upsilon i}$ 是表征 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 与费米子自旋 [相互作用的耦合常数；所考虑的费米子包括电子（$i=e$）、质子（$i=p$）和中子（$i=n$）]， σ_i 是给定原子的费米子自旋极化分数（参见文献 [30]的补充材料）， $\boldsymbol{F}$ 是所探测原子态的总原子角动量，而 $|S_i| = 1/2$ 和 $|F|$ 是最大自旋投影。奇异场哈密顿量 $\mathcal{H}_\Upsilon$ 可与描述原子自旋和磁场相互作用的塞曼哈密顿量进行比较：

$$\mathcal{H}_B = g_F\mu_B\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{B}\,, \quad (2)$$

其中 g_F 是朗德 g 因子， μ_B 是玻尔磁子，而 $\boldsymbol{B}$ 是原子所经历的外部磁场。比较方程（1）和（2）可知，普通磁场耦合与奇异场和自旋耦合所产生的物理表现是类似的。此外，通过测量光学原子磁力计对 $\boldsymbol{B}$的响应，可以推断其对奇异场的 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 响应[32]。因此，我们可以将 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 视为一种"伪磁"场：它会使塞曼能级发生位移，并对原子自旋产生力矩，但不会像磁场那样，按照不同物种的旋磁比与其自旋成比例耦合（即比较不同原子物种时，$\sum_i g_{\Upsilon i}\sigma_i/|F|$ 并不与 $g_F\mu_B$成正比）。此外，与磁场不同， $\boldsymbol{\Upsilon}$ 可能具有非零散度（例如，参见文献 [33]）。

韩国华城，邮编 18448
‡现地址：弗朗什-孔泰大学，SupMicroTech- ENSMM，法国国家科学研究中心（CNRS）UMR 6174，FEMTO-ST研究所，法国贝桑松 25000§ 现地址：物理系，科罗拉多大学，博尔德，科罗拉多州 80309，美国
¶现工作单位：美国马萨诸塞州剑桥市哈佛大学物理系，邮编02138
** 现工作单位：美国纽约州罗切斯特市罗切斯特大学物理与天文学系，邮编14627
†† 现工作单位：美国伊利诺伊州厄巴纳市伊利诺伊大学厄巴纳-香槟分校物理系，邮编61801

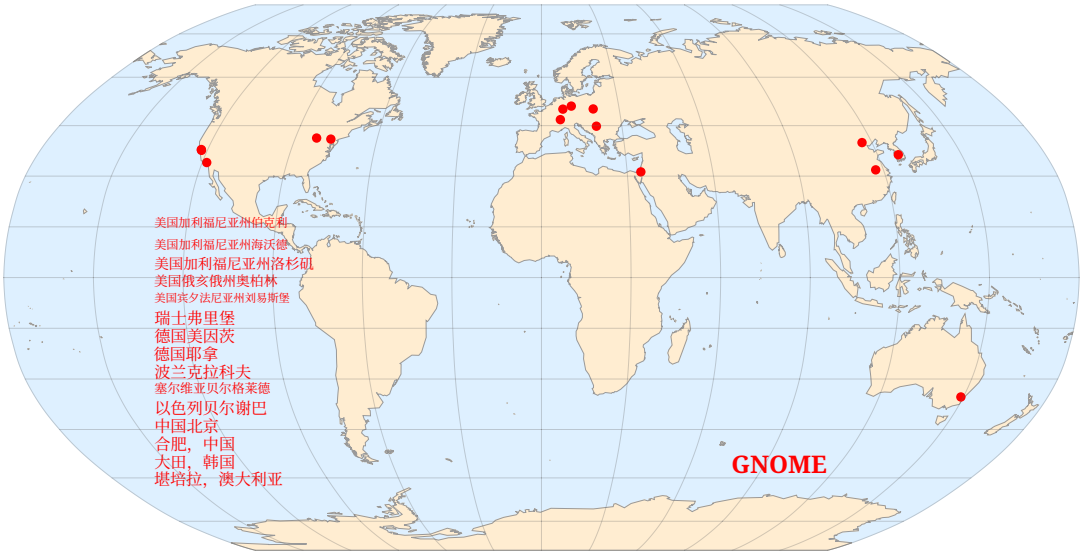

图 1. GNOME 站点的位置地图和列表 请注意，弗里堡台站于2018年迁至耶拿 .

为减少环境磁场造成的环境噪声，GNOME 光学原子磁力计核心部件中的气体被封装在原子蒸气池内，并将这些蒸气池置于由软亚铁磁性或铁磁性材料（如坡莫合金）制成的多层磁屏蔽罩[34]内。正如文献 [35], 所述，若奇异场 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 主要与电子自旋相互作用，那么磁屏蔽罩内该场 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 对电子自旋的影响会近似抵消。这是因为坡莫合金等屏蔽材料中的电子自旋会响应外部磁场，因此也会以类似方式响应与电子耦合的场 $\boldsymbol{\Upsilon}$。这种响应会产生相应的磁场，从而近似抵消屏蔽罩内依赖于电子自旋的能量位移 [35]。[1] 因此，GNOME 光学原子磁力计主要对奇异场与核自旋的耦合敏感。目前，GNOME 光学原子磁力计使用铷（Rb）和铯（Cs）等碱金属原子，其原子核含有价质子，因此 GNOME 主要测量奇异场与质子自旋之间的相互作用 $\boldsymbol{S}_p$ [36, 37]。

GNOME一直致力于检验的主要假设是：暗物质由被称为轴子或类轴子粒子（ALP）的超轻自旋零玻色子组成。这类奇异的自旋零玻色子是标准模型之外理论图景中普遍存在的特征。轴子最初源于一种旨在解决强CP问题的方案-案 [38–41], ，即解释为何核子电偶极矩和违反CP的核电磁矩比量子色动力学（QCD）名义上预测的结果小许多数量级这一谜题。此后，许多其他标准模型之外的理论相继出现，预测了类似的自旋零玻色子，即类轴子粒子 [1, 42–45]。轴子和类轴子粒子通常被认为是超轻的（质量$m_a \ll$ 1电子伏特）。它们可以在早期宇宙中大量产生 [46–52] ，并具备成为暗物质所需的全部特征 [2, 52–54]。

类轴子粒子场 φ 与原子自旋之间耦合最常被考虑的一种表现形式由拉格朗日量 [55]给出

$$\mathcal{L}_l = \frac{(\hbar c)^{3/2}}{f_l} J^\mu \partial_\mu \varphi \,, \tag{3}$$

其中， f_l 是与类轴子粒子和费米子之间自旋“门户”相关的特征能标（下标 l 表示该相互作用对类轴子粒子场 φ 呈线性），而 J^μ 是费米子的轴矢流 ψ,

$$J^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi \,, \tag{4}$$

其中， γ^μ 和 γ_5 是狄拉克矩阵。相应的哈密顿量 $\mathcal{H}_l$ 可由欧拉-拉格朗日方程推导得出（例如，参见文献 [1, 56]）：

$$\mathcal{H}_l\psi = -\frac{(\hbar c)^{3/2}}{f_l}\gamma_0\gamma^\mu\gamma_5(\partial_\mu\varphi)\psi \,. \tag{5}$$

在非相对论极限下， φ 导数的类空分量远大于类时分量时，

$$\mathcal{H}_{li} = -\frac{(\hbar c)^{3/2}}{f_{li}} \frac{\boldsymbol{S}_i}{|S_i|} \cdot \boldsymbol{\nabla}\varphi \,, \tag{6}$$

[1] 请注意，由于铁磁屏蔽效果不完善且核磁矩非零，电子自旋耦合$\boldsymbol{\Upsilon}$的效应在铁磁屏蔽罩内无法被完全抵消。若采用稀有气体-碱金属共磁测量技术（见第IIIE节），则可以在屏蔽罩内测量电子自旋耦合场 $\boldsymbol{\Upsilon}$，因为稀有气体的核自旋会响应来自屏蔽材料的 $\boldsymbol{\Upsilon}$诱导磁场。

其中下标 i 表示与费米子 $i=e$的相互作用，p，n。将公式（6）与公式（1）进行比较可知，在上述参数化中，类轴子粒子的耦合常数为 $g_{\Upsilon i}=(\hbar c)^{3/2}/f_{li}$，而奇异赝磁场由 $\boldsymbol{\Upsilon}_l=\boldsymbol{\nabla}\varphi$描述。需要注意的是，$\mathcal{H}_l$ 不仅会在自旋与 φ的空间梯度之间产生相互作用，$\mathcal{H}_l$ 还会在相对于类轴子粒子运动的自旋之间产生相互作用，因为动量与梯度算符之间的关系为 $\boldsymbol{p}=-i\hbar\boldsymbol{\nabla}$。后一种相互作用通常被称为“轴子风” [5, 55, 57, 58]。

我们还考虑自旋与类轴子粒子场强度梯度之间的一种替代性“二次”耦合，$\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ [31]。与解决强CP问题的佩切伊-奎因解决方案相关联的QCD轴子[38, 39]通常具有方程（3）和（6）所描述的线性梯度相互作用 [55], ，而预言与QCD扇区无关的类轴子粒子的有效场论则可能产生二次梯度相互作用 [59]。在某些情况下（例如，参见文献 [60–62]），线性φ 相互作用可能受到抑制，光子、电子和原子核与标量场的相互作用则从二次阶开始，φ^2。这种改变的一个重要后果是，相较于线性情形，最严格的天体物理学限制得以放宽 [59], ，从而为直接搜寻自旋耦合的 φ^2 开辟了参数空间。还要注意，对于复值φ，二次 φ相互作用是必需的，Sec. IVC中讨论的Q球情形就是如此。此外，还存在新的实验特征和方法，可用于搜寻二次φ 相互作用 [63]。

描述类轴子粒子场与原子自旋之间二次梯度耦合的拉格朗日量为[31]

$$\mathcal{L}_q=\frac{\hbar^2c^2}{f_q^2}J^\mu\partial_\mu\varphi^2\ . \tag{7}$$

相应的哈密顿量描述为

$$\mathcal{H}_q\psi=-\frac{\hbar^2c^2}{f_q^2}\gamma_0\gamma^\mu\gamma_5\left(\partial_\mu\varphi^2\right)\psi\,, \tag{8}$$

在非相对论极限下，描述 φ 与费米子 i 自旋相互作用的哈密顿量近似为

$$\mathcal{H}_{qi}=-\frac{\hbar^2c^2}{f_{qi}^2}\frac{\boldsymbol{S}_i}{|S_i|}\cdot\boldsymbol{\nabla}\varphi^2\ . \tag{9}$$

将方程（9）与方程（1）进行比较可知，在上述参数化中，类轴子粒子的耦合常数为 $g_{\Upsilon i}=(\hbar c)^2/f_{qi}^2$，而奇异赝磁场可表示为 $\boldsymbol{\Upsilon}_q=\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$。[2]

[2] 请注意，按照此处的定义，$\boldsymbol{\Upsilon}_q=\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ 的单位不同于那些 $\boldsymbol{\Upsilon}_l=\boldsymbol{\nabla}\varphi$。通过相应的耦合常数 g_Υ，可以得到式（1）所描述的哈密顿量的正确单位；对于二次和线性的 ALP 梯度相互作用，这些耦合常数的单位也各不相同。

值得注意的是，方程（6）和（9）所描述的相互作用具有怎样的离散对称性。我们以方程（2）中的标准塞曼相互作用的离散对称性为参照。原子角动量 $\boldsymbol{F}$ 在宇称变换下为偶（P偶），因为它是轴矢量（或赝矢量）；在时间反演下为奇（T奇），因为时间倒流时角动量会反向。由电流产生的磁场 $\boldsymbol{B}$同样是 P 偶、T 奇，因此 $\mathcal{H}_B$ 是 P 偶、T 偶。对于方程（6）所描述的线性梯度相互作用，赝标量类轴子粒子场 φ 是 P 奇、T 奇，而梯度 $\boldsymbol{\nabla}$ 是 P 奇、T 偶，因此 $\boldsymbol{\nabla}\varphi$ 是 P 偶、T 奇，与磁场的离散对称性相同。因此，$\mathcal{H}_l\propto\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{\nabla}\varphi$ 是 P 偶、T 偶。另一方面，对于方程（9）所描述的二次梯度相互作用，$\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ 由于额外含有类轴子粒子场 φ这一因子，因此是 P 奇、T 偶；这意味着量 $\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ 是 P 奇、T 奇。根据 CPT 不变性（其中 C 表示电荷共轭对称性），可知 $\mathcal{H}_q$ 描述了一种 CP破坏相互作用，因此可能在重子生成中发挥作用 [64]。

III. GNOME概述

GNOME实验的构想是在相距遥远的地点，利用工作于磁屏蔽环境中的光学原子磁力计，对自旋依赖相互作用进行同步测量。本节将回顾GNOME网络的基本特征，概述迄今收集的数据，并介绍GNOME传感器正在进行的改进，这些改进将显著提升网络的灵敏度。

A. GNOME磁力计

如上所述，光学原子磁力计利用原子自旋与外部磁场 [7] 的相互作用。测量时通常使用装在玻璃池中的碱金属蒸气。为防止原子与池壁碰撞而发生自旋去极化（这会降低光学原子磁力计的灵敏度），可以在池壁上涂覆特殊涂层（例如石蜡层），也可以在池中充入额外的惰性气体（例如稀有气体），以减缓扩散。在光学原子磁力计中，原子经过光学极化，从而使介质具有光学各向异性。极化原子的自旋会因非零磁场而进动（也可能是由于与原子自旋耦合的奇异场所致）；检测介质光学性质的相应变化，即可获得定量信息

关于该场。GNOME 磁力计的信号由定制的数据采集（DAQ）系统记录 [65]，该系统通过全球定位系统（GPS）提供精确定时。

在 GNOME 的初代版本中，各种光学原子磁力计采用了不同的元素（铷和铯），并基于不同的技术；测量中使用了自旋交换弛豫自由（SERF） [66]，M_x [67]和非线性磁光旋转（NMOR） [68]磁力计。一方面，这种多样性带来了灵活性，扩大了可探索的理论参数空间，并提高了网络的稳健性。另一方面，这也使传感器具有不同的灵敏度和带宽，从而增加了数据分析的复杂性。不过，总体而言，GNOME 使用的磁力计工作灵敏度优于 1 pT/√赫兹，对应的塞曼能量位移灵敏度低于 10^{-17} 电子伏特/√赫兹，带宽最高可达 100 赫兹 [29]。

尽管光学原子磁力计能够搜索非磁性自旋耦合，但这些设备对磁场高度敏感。因此，尽管采取了屏蔽措施以隔绝外部环境，不可控的磁扰动仍是噪声的重要来源。为了降低磁噪声，下一代 GNOME 实验（Advanced GNOME）正在使用共磁力计 [69, 70]：这类传感器对磁场的灵敏度有限，同时仍能保持对非磁性自旋耦合的灵敏度。第 III E 节对共磁力计作了简要介绍。III E。

B. 故障监测

尽管 GNOME 本身能够抑制不相关噪声和假阳性事件，但网络中还采取了其他措施，以进一步提高每个站点的数据质量和可信度。为了否决数据中可能由技术问题或实验条件变化（例如机械冲击、邻近技术设备产生的磁脉冲或电脉冲）造成的特征，每个 GNOME站都配备了专门的自动化系统，用于持续检查环境扰动。该系统基于 Arduino 微控制器板 MEGA 2560，并额外配备 Arduino 9 轴运动扩展板（磁力计、加速度计和陀螺仪各三轴），安装在独立的“传感器盒”中。传感器盒安装在 GNOME站的光学平台上，靠近磁屏蔽罩。这样一来，它就能检测光学装置受到的机械冲击或振动。此外，该系统还配备了额外的模拟电压输入，用于监测站点的运行状态（例如磁力计信号幅度、磁力计反馈和/或激光锁定的误差信号、温度传感器的读数，以及监测激光或环境光功率的光电二极管发出的信号）。对于每个 GNOME站，系统会根据具体配置，设置为监测其关键参数。

专用的基于 Python 的软件可以显示和保存所有受监测参数，并为这些参数定义“合理”范围。如果某个参数超出“合理”范围，系统就会向数据采集系统输出信号，指示在此期间记录的数据应在数据分析中予以拒绝。该软件会写入日志文件，以便追溯事件对应的具体受监测参数。还可以设置警报，通过电子邮件和/或 Telegram 应用通知站点操作员存在异常。

C. 校准脉冲

磁力计连续运行数月后，一个可能令人担忧的问题是探测器的校准和带宽会发生变化。这些变化可能由激光功率、激光频率或蒸气室温度的漂移造成。为监测这些变化，我们会定期通过磁屏蔽罩内的线圈，向每个磁力计站点施加一系列振荡磁场。在 9 s 内，利用可编程函数发生器将所施加磁场的频率从 1 赫兹逐步调至 180 赫兹。[3] 在最近一次实验活动（科学运行 5）期间，每小时施加一次脉冲序列。磁力计对不同频率的响应，既可用于方便地检查磁力计是否正常运行，也可用于测量探测器的频率响应和带宽。这些脉冲还可用于检验各台站的定时。脉冲由 GNOME数据采集系统的 GPS 秒脉冲（pps）信号或经时间同步的计算机时钟触发。这些测试表明，各台站之间的同步精度优于一个采样周期，即 $T_{\rm samp} = 1/512$s。[4]

D. GNOME 实验迄今为止的进展

迄今为止，GNOME合作组已完成五次“科学运行”以及多次测试和校准运行。根据方程 (6) 和 (9) 以及第 II 节中的相关讨论，GNOME传感器旨在测量伪磁场的典型全局模式 $\boldsymbol{\Upsilon}$。通常，GNOME磁力计对沿某一特定敏感轴的 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 投影敏感。因此，来自异域场的信号 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 振幅与 $\hat{\boldsymbol{m}} \cdot \boldsymbol{\Upsilon}$ 成正比，其中 $\hat{\boldsymbol{m}}$ 是

[3] 近期科学运行 5 使用的脉冲序列为：1 赫兹，持续 4 秒；10 赫兹，持续 2 秒；35 赫兹，持续 1 秒；55 赫兹，持续 0.6 秒；70 赫兹，持续 0.4 秒；80 赫兹，持续 0.2 秒；90 赫兹，持续 0.2 秒；110 赫兹，持续 0.2 秒；130 赫兹，持续 0.2 秒；160 赫兹，持续 0.1 秒；180 赫兹，持续 0.1 秒。[4] GPS 数据采集系统提供的定时精度优于 100 纳秒。



图 2. 在前五次科学运行期间，根据公式（10）计算的 GNOME 噪声水平单日滚动平均值。每台磁力计的标准差使用一秒钟的数据计算得出，然后将这些信息按一小时取平均。线条的颜色表示活跃台站的数量，如右上角的色标图例所示。

一个沿磁力计敏感轴指向的单位向量。由于磁场 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 的方向基本未知，要评估 GNOME 的灵敏度，就必须考虑这种方向灵敏度。此外，还必须考虑各个传感器的不同参数，以及传感器响应与底层物理理论之间的关系（该理论必须考虑原子和核结构 [36, 37]）。这些问题将在参考文献 [30, 71, 72]中作更详细的讨论。

图2展示了五次 GNOME 科学运行期间网络性能的概要。由于 GNOME 数据可用于以不同方式检验不同的新奇物理学假说（见第IV节），为简明起见，我们采用一种相对简单的模型无关评估来进行总结。图2展示了如下定义的一小时平均噪声水平：

$$\sigma_{\text{network}} \equiv \sqrt{\frac{1}{\sum_j \sigma_j^{-2}}}\,, \tag{10}$$

其中，σ_j 是磁力计 j的方差，使用每秒数据的标准差计算得出。由图2可见，GNOME实验已积累了超过一年的数据，这些数据对等效幅值为 $\lesssim$ pT 的赝磁场具有灵敏度，可用于搜寻各种新奇物理学信号。

E. AdvancedGNOME：稀有气体共磁力计

GNOME实验的进一步发展着重于多样化并升级网络中部署的传感器。传感器改进主要有三个方向：提升灵敏度、增加带宽，以及扩展所探测的耦合类型。尽管多种实验技术都可用于GNOME传感器（例如，自旋放大器 [73]，稀有气体脉泽 [74, 75]，双物种核自旋共磁力计 [76, 77]，碱金属共磁力计 [78–80]，在零场至超低场（ZULF）范围内工作的液态核磁共振共磁力计 [81, 82]，等），目前的工作重点是开发自补偿型稀有气体-碱金属共磁力计 [69, 70]，以用于“Advanced GNOME”实验 [32, 83]。

除了奇异场与质子自旋的耦合（这是第一代 GNOME [30],唯一能够以具有竞争力的灵敏度探测的耦合）之外，自补偿型稀有气体–碱金属共磁力计还能够探测中子和电子自旋耦合。测量中子自旋与 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 之间耦合的能力，源于这些传感器所使用的稀有气体（例如 ^{3}He）的原子核中含有价中子 [36]。[5] 然而，这些传感器能够测量电子自旋耦合的原因则更为微妙。假设 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 主要与电子自旋耦合，那么铁磁性（或亚铁磁性）屏蔽层会对 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 产生响应，通过产生感应磁场来抵消 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 对屏蔽层内部、蒸气所在位置的电子所产生的影响 [35]。然而，如果我们假设 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 不与中子自旋耦合，

[5] 请注意，^{3}氦-碱金属共磁力计仍对质子耦合保持灵敏度，这得益于 ^{3}He原子核中已得到合理测量和理解的质子自旋极化，以及碱金属原子核的质子自旋极化 [36]。

那么中子会响应屏蔽层产生的感应磁场，从而产生可探测的效应。这进一步凸显了共磁测量技术在利用 GNOME 搜索奇异物理方面的优势。在亚赫兹频率下，由于共磁力计工作于自补偿状态，磁场响应受到抑制，其灵敏度也显著提升。

Advanced GNOME 传感器的初步测试表明，对于与中子自旋耦合的 10^{-21} 奇异场，其灵敏度达到√电子伏特/10^{-19} 赫兹（1 赫兹时）；对于质子自旋耦合，灵敏度约为√电子伏特/赫兹（1 赫兹时），比 GNOME磁力计高出 100 倍，见图3。对于电子自旋耦合，预计其灵敏度与第一代 GNOME 磁力计对质子奇异自旋耦合的灵敏度相当。惰性气体—碱金属共磁力计在几赫兹以下的频率范围内，对核自旋耦合具有最佳灵敏度。不过，与第一代 GNOME 磁力计相比，预计其在普通磁力计的整个带宽范围内，对奇异场的灵敏度都会更高，即使在共磁力计性能不够理想的频率下也是如此。

Advanced GNOME 传感器还为奇异物理搜索带来了另一项重要的定性优势。磁自旋耦合与非磁性自旋耦合的响应差异，可用于区分磁性来源事件与由非磁性自旋耦合驱动的事件，只需读取单个传感器即可[32]。尽管最终确认全局性的奇异物理事件，仍需依靠多个 GNOME 站点观测到的信号之间的相关性，但更有效地区分磁性信号与非磁性信号，将有助于高效抑制“假阳性”率，从而提升整个网络的灵敏度。

IV. 搜索目标及其信号

通过分析组成 GNOME 的地理位置相互分离的磁力计和共磁力计所产生信号之间的相关性，可以探测各种各样的超出标准模型的假说。本节将概述一些可利用 GNOME 数据进行搜索的奇异物理情景，并重点介绍其特有时间特征的示例。

A. 轴子畴壁

GNOME最初提出的搜索目标是轴子或类轴子粒子畴壁 [28, 31]。畴壁是拓扑缺陷，形成于这样的空间区域之间：在这些区域中，类轴子粒子场具有不同但能量简并的真空态 [84, 85]。这种情形的出现源于类轴子粒子场通常具有的非平凡真空拓扑：可能存在多个局部场能量极小值（以及相应的真空态），而在描述该场的抽象空间中，从拓扑意义上说，这些极小值并非“单连通”的 [86]。当早期宇宙发生自发对称性破缺时，不同空间区域（畴）会获得不同的真空态。畴壁就是这些畴之间边界处的场构型。为了使类轴子粒子场在这些边界两侧从一个能量极小值过渡到另一个，它必然会取得高于极小能量所对应值的场值。这些非真空态具有相当大的势能，而场在空间中的变化意味着类轴子粒子场具有非零梯度。

1. *Theoretical description*

类轴子粒子畴壁是可能稳定且寿命很长的宏观场构型，并且至今仍然存在 [85]。它们的尺度可以达到天体物理学范围，可能远大于地球的大小。如果类轴子粒子场主要以畴壁的形式表现出来，那么相关的能量密度将集中在紧凑的空间区域内。尽管在大多数理论模型中，这种畴壁是不稳定的 [84, 87]，但在其他一些模型中，[31, 85, 88] 畴壁可以构成暗物质的很大一部分。根据标准晕模型（SHM），可以认为这些物体在星系中已经维里化。基于这一假设，可以估算类轴子粒子畴壁遭遇事件的发生率和持续时间。预计在理论上合理的参数空间中，与地球发生遭遇的平均间隔为一年或更短 [31, 88]。这为直接搜索此类遭遇事件提供了可能。原子磁力计和共磁力计对畴壁敏感，因为类轴子粒子场梯度可以与电子、中子和质子的自旋相互作用 [参见方程（6）和（9）]。

2. *Signal model*

考虑一个位于 yz-平面（$x = 0$）中的 ALP畴壁，它将两个简并的类轴子粒子真空态分隔开，如图 4 上方示意图所示。场方程4的解为 φ 得到 [30, 31, 89]

$$\varphi(x) = \varphi_0 \arcsin\left[\tanh\left(x/\lambda_c\right)\right], \tag{11}$$

其中，φ_0 是一个与类轴子粒子相关的自发对称性破缺尺度成正比的常数，$\lambda_c = \hbar/(m_a c)$是质量为 m_a的类轴子粒子的康普顿波长。原子自旋可通过以下线性和二次梯度相互作用与类轴子粒子场相互作用

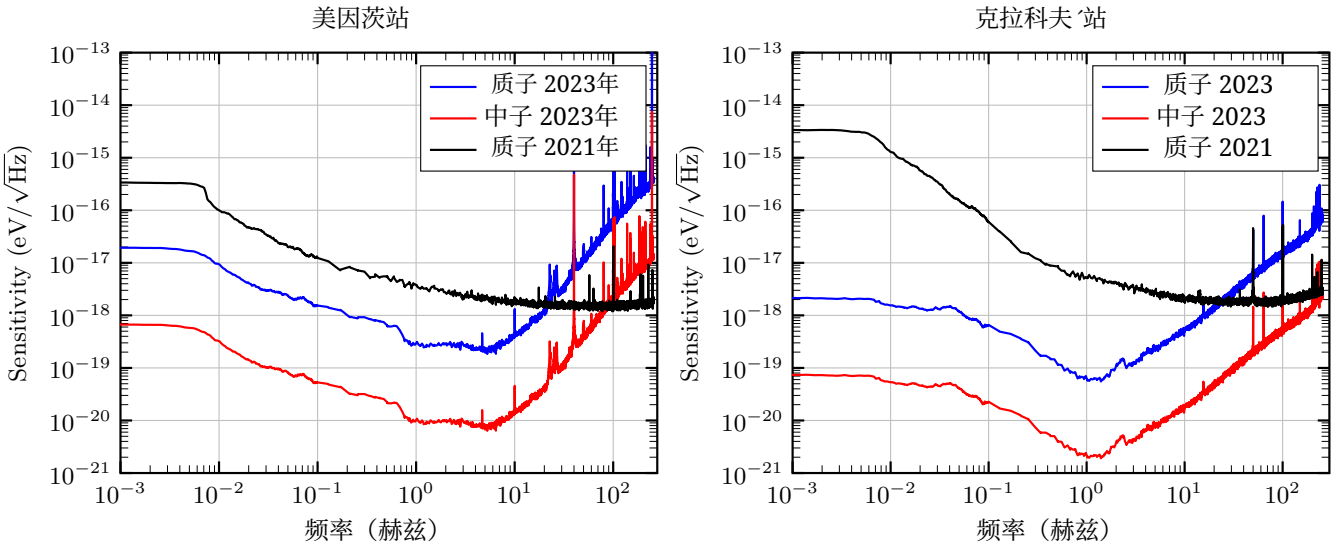

图 3. 在 2023年1月的测试运行期间，Advanced GNOME 位于美因茨（左）和克拉科夫（右）的台站灵敏度，与第一代 GNOME 台站在科学运行 5 期间的典型灵敏度进行比较（见图 2）。**红色曲线**：共磁力计对中子奇异自旋耦合的灵敏度；**蓝色曲线**：共磁力计对质子自旋耦合的灵敏度；**黑色曲线**：磁力计对奇异质子耦合的灵敏度。灵敏度以所考察微扰产生的类塞曼能级分裂表示。为便于展示，所示数据集经过了降采样。

方程 (6) 和 (9)，可用赝磁场来描述

$$\boldsymbol{\Upsilon}_l = \boldsymbol{\nabla}\varphi(x) = \frac{\varphi_0}{\lambda_c}\,\mathrm{sech}\,(x/\lambda_c)\,\hat{\boldsymbol{x}} \tag{12}$$

and

$$\boldsymbol{\Upsilon}_q = \boldsymbol{\nabla}\varphi^2(x) = \frac{2\varphi_0^2}{\lambda_c}\,\arcsin\left[\tanh\left(x/\lambda_c\right)\right]\mathrm{sech}\,(x/\lambda_c)\,\hat{\boldsymbol{x}}\,, \tag{13}$$

分别。GNOME传感器测得的信号为 $\propto \hat{\boldsymbol{m}}\cdot\boldsymbol{\Upsilon}$，其中 $\hat{\boldsymbol{m}}$ 沿磁力计的敏感轴方向。线性耦合和二次耦合的预期时变线形显示在图 4下方的图中。虽然所有 GNOME 传感器都会经历一个共同的瞬态赝磁场 $\boldsymbol{\Upsilon}$，但由于它们的敏感轴方向各不相同 $\hat{\boldsymbol{m}}$（所用磁力计也存在差异），不同传感器中的信号会具有不同的振幅和符号。对于类轴子粒子畴壁与地球之间给定的相对速度，信号定时和振幅模式具有特征性，可用于区分真实的畴壁穿越事件与虚假噪声 [30, 71, 90]。检测到事件后，可以将信号特性（信号宽度和振幅，以及推断出的畴壁预期分布）与类轴子粒子参数联系起来，包括类轴子粒子的质量、相互作用尺度和对称性破缺尺度 [30]。

GNOME合作组开发了数据分析算法，用于搜索类轴子粒子畴壁 [71, 90],

并已完成对在 2017 [30]开展的科学运行第2阶段数据的全面分析。我们的搜索未发现任何显著高于背景水平、能够指向类轴子粒子畴壁存在的统计显著信号。因此，我们的结果可用于约束类轴子粒子畴壁的性质。被排除的（依赖于模型的）类轴子粒子参数空间涵盖质量范围 $\sim 10^{-15} - 10^{-7}$ 电子伏特 [30]。目前正在开发一种新的分析流程，以提高对比先前工作中更窄畴壁宽度的灵敏度 [30]。新分析基于对给定时间窗口内出现的候选信号组进行预筛选。随后，对每组信号进行测试，以检验其是否符合畴壁穿越模型。与先前方法相比，这使得数据审查更加高效。在参考文献 [30]中，研究人员扫描了所有可能的畴壁构型，并评估了它们与数据的一致性。新流程所需的计算资源相对较少。

B. Axion stars

与上文第 IVA 节所讨论的、主要以畴壁等拓扑缺陷形式存在的类轴子粒子暗物质不同，暗物质分布中的不均匀性可能会提供种子，使类轴子粒子自相互作用或引力将大量类轴子粒子吸引到一起，形成球形束缚态（参见文献 [91–94] 及其中的参考文献）。这类球形束缚态被称为

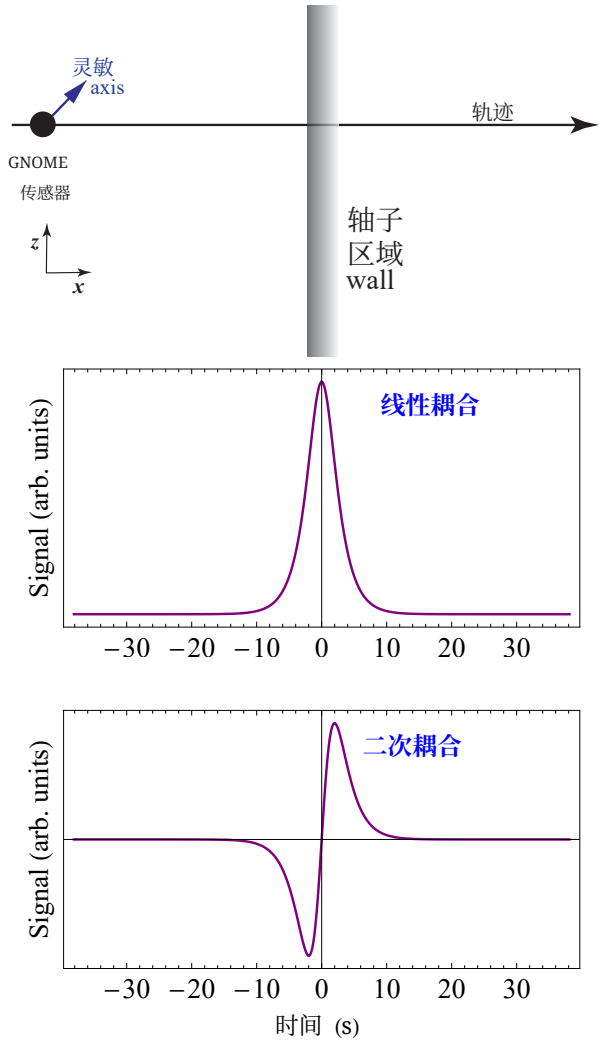

图4。上图：GNOME传感器穿过ALP畴壁（厚度为 $\approx R_E/10$）的示意图，黑色长箭头表示传感器沿 $\boldsymbol{v}$ 的运动轨迹（平行于 $\boldsymbol{k}$，沿$\hat{\boldsymbol{x}}$，$v \approx 10^{-3}c$），并标出GNOME传感器的敏感轴（蓝色箭头，与$\hat{\boldsymbol{x}}$成45° 角）。下方的图展示了与上方示意图对应的ALP畴壁遭遇所产生的线性自旋耦合（中图）和二次自旋耦合（下图）信号示例。

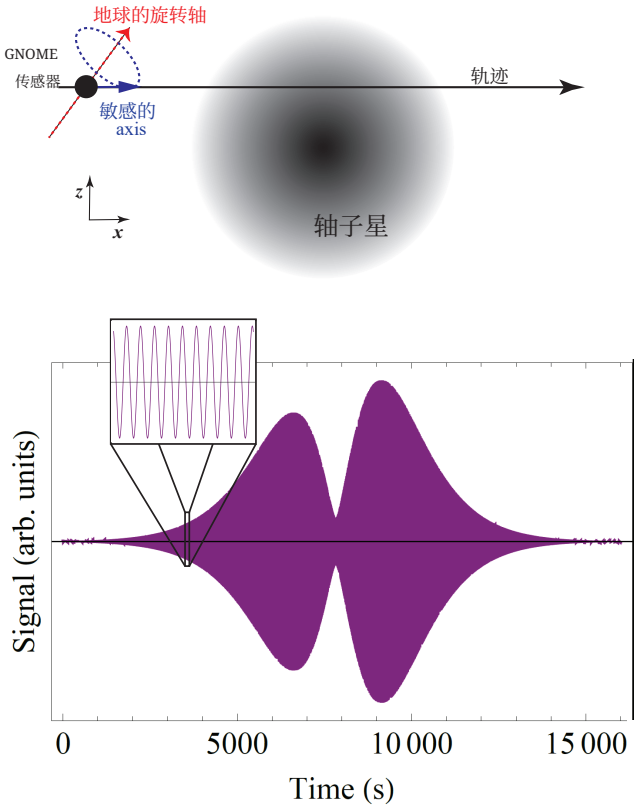

图 5。上图：GNOME传感器穿过 ALP 星的示意图。长黑箭头表示传感器沿 $\boldsymbol{v}$ （平行于 $\boldsymbol{k}$，沿 $\hat{\boldsymbol{x}}$）的轨迹；蓝色箭头表示GNOME传感器敏感轴的初始方向（沿 $\hat{\boldsymbol{x}}$）；虚线红色箭头表示地球的旋转轴（ 45° 指向 x-轴）。下图：与上述示意图对应的 ALP 星经过时，由线性自旋耦合 [式 (19)] 产生的信号示例。在此示例中，ALP 星半径为 $R \approx 200R_E$， $v = 10^{-3}c$，且在 $t = 0$，传感器位于 $(x_0, y_0, z_0) = (2R, 0, R/2)$，其中原点定义为 ALP 星的中心。轴子样粒子场振荡频率设为 $\omega = 2\pi \times 10$ $\omega \approx \omega_c$

赫兹，并假设，忽略束缚能。图中的 ALP 星信号基于指数模型，式 (16)。插图展示了模拟信号中一段长为 ≈ 1 秒的片段。

轴子星或 ALP 星，它们可能构成暗物质密度的相当大一部分 [91]。在某些条件下，ALP 星能够抵抗扰动并避免辐射衰变，从而保持稳定 [95–98], ，并且可以在早期宇宙中高效形成 [99–102]。针对不同类轴子粒子自相互作用模型，对 ALP 星的演化、稳定性以及特征半径和质量进行的广泛理论研究表明，ALP 星确实是一种合理的暗物质情景[91, 103, 104]。如文献 [105], 所述，ALP 星是 GNOME 极具吸引力的搜寻目标，因为在现有实证观测尚未排除的 ALP 星质量和半径范围内，地球遭遇率可能足够高（至少每年一次），因此有望实现探测。ALP星可以通过线性或二次梯度相互作用与原子自旋发生相互作用 [方程（6）和（9）]。因此，如果一颗ALP星穿过地球，就会在GNOME传感器中产生振荡的赝磁场脉冲；原则上，这些脉冲可能处于GNOME的灵敏度范围内[105]。

1. Theoretical description

由自相互作用束缚在一起的轴子星或类轴子粒子星称为 振荡子 [106] 或轴子子 [107]。关于这类复合系统已有多项理论研究，并发现了一些普遍特征。振荡子和轴子子的模型表明，它们可以处于稳定或准稳定状态并持续存在 [108——110], 然而，如果类轴子粒子密度过高，它们往往会辐射类轴子粒子波并损失质量 [91]。密度足够低的ALP星可以在很长的时间尺度内保持稳定 [108, 109, 111]。以振荡子形式束缚的类轴子粒子场具有特征场振荡频率 ω ，该频率略低于类轴子粒子的康普顿频率 ω_c。这是因为，尽管自由类轴子粒子以康普顿频率振荡 ω_c，但由于星体中类轴子粒子的能量因束缚能而降低 ϵ_b，振荡子中类轴子粒子的振荡频率为

$$\omega = \omega_c - \epsilon_b/\hbar \,. \tag{14}$$

这是第IVA 节所讨论的类轴子粒子畴壁与本文所讨论的ALP星之间的一个关键区别：畴壁的类轴子粒子场并不振荡，因为它是一种与类轴子粒子场势能相关的拓扑缺陷；而星体的类轴子粒子场会振荡，因为场能量的大部分以动能的形式存在。振子的质量为 M ，其中 $M \approx N\left(m_a - \epsilon_b/c^2\right)$， N 表示星体中类轴子粒子的数量。

或者，轴子星也可能由引力束缚在一起 [95–98, 112–115]。然而，在这种情况下，太阳、地球以及太阳系中其他天体产生的引力潮汐力可能会使轴子星发生形变和瓦解 [116], ，从而以难以预测的方式使其形状轮廓的细节变得复杂。因此，为了简化问题，本文将重点讨论振子或轴子模型，其中强于引力的自相互作用占主导地位。

2. Signal model

文献中研究过多种 ALP星近似解析波函数（综述见参考文献 [94] ）。其中较为广泛使用的两种径向波函数 $\Psi(r)$ 中， r 表示距 ALP星中心的径向距离；其中一种是高斯近似，

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{N\kappa^3}{\pi^{3/2}R^3}} e^{-\kappa^2 r^2/(2R^2)} \,, \tag{15}$$

以及指数近似，

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{N\kappa^3}{\pi R^3}} e^{-\kappa r/R} \,, \tag{16}$$

其中 R 是 ALP 星的特征半径，包含其 99% 的质量； κ 是一个数值参数（对于高斯波函数，$\kappa = 2.8$ ；对于指数波函数， $\kappa = 4.2$ [94]）。文献 [94] 指出，在许多相关情形下，实际上用“线性加指数”波函数能够更准确地描述 ALP 星：

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{N\kappa^3}{7\pi R^3}} \left(1 + \frac{\kappa r}{R}\right) e^{-\kappa r/R} \,. \tag{17}$$

无论如何，从 GNOME 传感器参考系中观测到的 ALP 场为

$$\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \Psi(r) \cos\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t + \theta\right), \tag{18}$$

其中 $\boldsymbol{k}$ 是 ALP 波矢， $\boldsymbol{r}$ 是 ALP 星中心到传感器的距离， θ 是一个随机相位。由于星体中的 ALP 场本质上是具有较长相干时间 [91], 的玻色凝聚体，因此我们可以将相位 θ 视为在 GNOME 传感器穿过 ALP 星的整个过程中保持不变。为简化后续讨论，我们令$\theta = 0$。

GNOME传感器中的预期信号可根据奇异赝磁场 $\boldsymbol{\Upsilon}_l = \boldsymbol{\nabla}\varphi$ 和 $\boldsymbol{\Upsilon}_q = \boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ 由表达式（18）得出，其中（如上所述）下标表示线性场或二次场：

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Upsilon}_l &= (\boldsymbol{\nabla}\Psi)\cos\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right) - \boldsymbol{k}\Psi(r)\sin\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right), \\ &= \frac{\partial\Psi}{\partial r}\cos\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\hat{\boldsymbol{r}} - \frac{m_a v}{\hbar}\Psi(r)\sin\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\hat{\boldsymbol{k}} \,,\end{aligned} \tag{19}$$

and

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Upsilon}_q &= \left(\boldsymbol{\nabla}\Psi^2\right)\cos^2\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right) - 2\boldsymbol{k}\Psi(r)\cos\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\sin\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right), \\ &= 2\Psi(r)\frac{\partial\Psi}{\partial r}\cos^2\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\hat{\boldsymbol{r}} - \frac{2m_a v}{\hbar}\Psi(r)\cos\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\sin\left(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t\right)\hat{\boldsymbol{k}} \,.\end{aligned} \tag{20}$$

有两个通常不正交的分量

ˆ沿 $\boldsymbol{k}$ 和 ˆ$\boldsymbol{r}$方向的信号，其大小会发生变化

GNOME传感器穿过 ALP星时。请注意，敏感轴 $\hat{\boldsymbol{m}}$ 会随着地球自转而随时间变化，因此这可能会引入信号的额外时间依赖性，而该信号为 $\propto \hat{\boldsymbol{m}} \cdot \boldsymbol{\Upsilon}$。图 5 展示了GNOME传感器穿过 ALP星时，在一组特定参数下模拟信号的示例。随着GNOME传感器穿过 ALP星， $\boldsymbol{\Upsilon}$ 的方向和大小都会发生变化，同时 $\hat{\boldsymbol{m}}$的方向也会变化，从而导致较为复杂的时间依赖性。

GNOME合作组目前正在开发一种分析方法，利用超额功率统计量 [117] 搜索呈现此类信号的 ALP星。

C. Q球

另一类紧致复合暗物质天体是Q球 或Q星 [118–121]。Q球是非拓扑孤子：由复标量场 φ构成的束缚态。如果复标量场 φ 具有全局 $U(1)$ 对称性，且净电荷密度 Q 不为零，那么标量场的自相互作用会使其碎裂成称为 Q球 [122, 123]的团块在能量上更有利。在一些模型中，Q球可能构成全部暗物质 [124, 125]。此外，Q球概念还有各种理论扩展，例如涉及多个标量场 [126] ，或以局域$U(1)$ 对称性取代全局 [127]对称性。Q球与 ALP星之间的区别有些微妙。由于具有全局 $U(1)$ 对称性，Q球是真正的孤子，因为它们凭借与之相关的守恒荷而稳定 φ。另一方面，作为 ALP星模型的振荡子属于“准孤子”，因为它们虽然在特定条件下可以长寿，但严格来说并不稳定。Q球由复场构成，而振荡子由实场构成。Q球和振荡子的形成都需要吸引势。正如我们将在下文看到的，描述振荡子和 Q球的基础理论模型之间的差异，会使它们在 GNOME 中呈现不同的实验特征。

1. *Theoretical description*

Q球的复标量场形式为[118]

$$\varphi(\boldsymbol{r},t) = \Psi(r)e^{i\omega t}\,, \tag{21}$$

其中， $\omega \lesssim \omega_c$ 是角振荡频率。Q球的稳定性源于其守恒荷 Q

$$Q = \frac{\omega}{\hbar^2 c^3}\int |\varphi(\boldsymbol{r},t)|^2\, d^3\boldsymbol{r}\ . \tag{22}$$

Q球形成的必要条件是$Q \neq 0$ 在整个空间上的平均值，以及存在一个自相互作用势 $U(\Psi)$，其在 $\Psi = 0$ 以及 $\Psi = \Psi_0$ [118–121]处至少具有两个不同极小值。在这种情况下，空间中存在真空能不同的区域，而 $\Psi = \Psi_0$ 所在的区域由于守恒荷 Q而可以发生形变，但不会消失。Q球的一个典型特征是，场的势能 $U(\Psi)$在Q球的过渡表面区域中不为零，即场从 $\Psi = 0$变为 $\Psi = \Psi_0$的区域。因此，当Q球的表面积最小时，其能量达到最小，从而形成球形束缚态。此外，在 $\omega \lesssim \omega_c$的情况下，与场 φ对应的组成粒子（在我们所研究的情形中为类轴子粒子）留在Q球内部在能量上更有利，因为Q球内部的类轴子粒子能量为 $\hbar\omega$ ，而Q星外部的类轴子粒子能量为 $\hbar\omega_c$。ω^2 和 ω_c^2 的值分别与Q球内部（$\Psi = \Psi_0$）和外部（$\Psi = 0$）相应势能极小值处的 $\partial^2 U/\partial\Psi^2$ 成正比，因此可以不同 [118, 121]。条件 $\omega \lesssim \omega_c$ 确保Q星相对于通过类轴子粒子发射发生的辐射衰变是稳定的。

2. *Signal model*

$\Psi(r)$的具体形式取决于势函数的细节。尽管某些特殊形式的$U(\Psi)$存在解析解 [128–130], ，但通常需要进行数值计算。不过，已有不少分析（例如参考文献 [131–133],）推导出有用的近似径向轮廓函数，与数值解高度吻合。为简化数学描述，这里采用参考文献 [131],给出的形式

$$\Psi(r) = \frac{C_0}{\sqrt{1 + C_1\cosh(\alpha r)}}\,, \tag{23}$$

其中， C_0、 C_1和 α 是通过拟合不同势函数以及 Q 和 ω 的取值所对应的数值解而确定的常数。与第四节A和第四节B中描述的ALP畴壁和ALP星不同，对于形成Q球的复值场 $\varphi(r)$， [式（21）],自旋与 $\varphi(r)$的任何耦合都必须关于 $\varphi(r)$[134]呈二次形式。这是为了遵循赋予Q球电荷的全局 $U(1)$对称性：从数学角度看，相互作用必须包含 $\varphi(r)$和 $\varphi(r)^*$ 的乘积，才能得到实值能量。因此，我们考虑由二次相互作用产生的赝磁场 $\boldsymbol{\Upsilon}_q$ ，其形式为

$$\boldsymbol{\Upsilon}_q = \boldsymbol{\nabla}|\varphi(r,t)|^2 = \boldsymbol{\nabla}\Psi^2(r)\,, \tag{24}$$

$$= \alpha C_0^2 C_1 \frac{\sinh(\alpha r)}{[1 + C_1\cosh(\alpha r)]^2}\hat{\boldsymbol{r}}\,. \tag{25}$$

图 6展示了 GNOME传感器穿过 Q球时可能测得的信号示意图。与

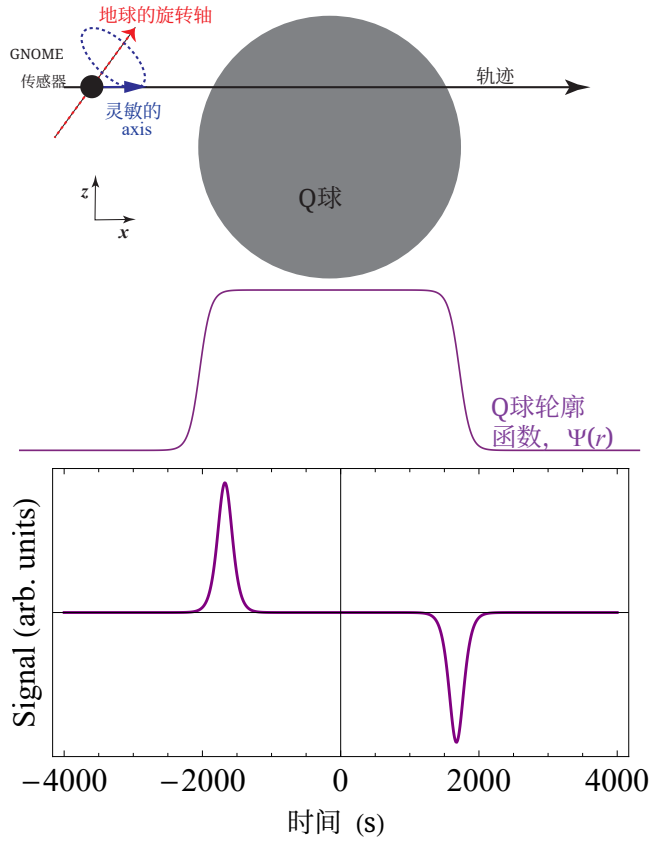

图 6. 上图：示意图展示了一个 GNOME传感器穿过一个天文尺度大小的 Q球（半径为$\approx 100R_E$）的情形。长黑箭头表示传感器沿 $\boldsymbol{v}$ （平行于 $\boldsymbol{k}$，沿 $\hat{\boldsymbol{x}}, v \approx 10^{-3}c$）的轨迹；蓝色箭头表示 GNOME传感器敏感轴的初始方向（沿 $\hat{\boldsymbol{x}}$）；红色虚线箭头表示地球旋转轴（ 45° 指向 x轴）。下方的紫色曲线显示 Q球的轮廓函数。下图：上方示意图所示的 Q球穿过过程所产生的二次自旋耦合信号示例。

第 IVB节中所讨论的 ALP星不同，Q球的信号不会呈现振荡行为，实际上更类似于第 IVA节中所讨论的 ALP畴壁的特征。不过，Q球存在一个显著差异：应当有两个彼此相关且在时间上分离的信号，分别对应进入和离开 $\Psi = \Psi_0$区域的过程，从而形成一种独特的信号模式，可用于抑制噪声。

请注意，GNOME 中对应 Q球遭遇的信号模式（图 6）与连续两次畴壁遭遇产生的信号（图4）十分相似；若畴壁相对于地球的尺寸“较厚”，则也与具有二次耦合的畴壁遭遇产生的信号相似。这表明，我们用于搜索畴壁的数据分析策略 [30, 71, 90]可以调整后用于 Q球情形。基于这一概念的分析算法正在开发中。

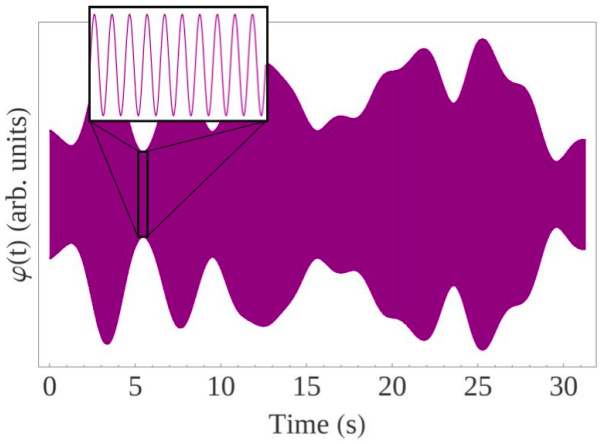

图 7. 暗物质场以其康普顿频率振荡，同时包络函数发生涨落的示意图。

D. 暗物质场涨落

与迄今所述的致密暗物质天体不同，本节考虑的是一种更常见的超轻暗物质（UBDM）模型，即 UBDM 场较为均匀地弥散于整个银河晕体积中，而非集中在大型致密天体内。由于类轴子粒子极轻，而且（如果它们构成暗物质的相当一部分）数密度极高，因此可以将其视为经典平面波。在标准晕模型（SHM）中，类轴子粒子在银河系的引力势中处于维里化状态，其能量为 $\hbar\omega \approx m_a c^2 + m_a v^2/2$，其中 ω 是观测到的类轴子粒子场振荡频率，$v \sim 10^{-3}c$ 是类轴子粒子速度。由于类轴子粒子的速度随机，不同的类轴子粒子场模态彼此干涉，形成的净场会以特征时间尺度发生随机波动，该时间尺度由类轴子粒子场相干时间 $\tau_{\rm coh} \sim \hbar/(m_a v^2)$ [24] 给出。鉴于太阳系所在位置的银河系暗物质维里速度为 $\approx 10^{-3}c$ [135, 136]，$\tau_{\rm coh} \sim 10^6 \times (2\pi/\omega_c)$。这意味着类轴子粒子场的波动时间尺度比其振荡时间尺度慢一百万倍。维里化类轴子粒子场的随机变化特性可由瑞利分布 [25, 137]，很好地描述；值得注意的是，瑞利分布也能描述热（混沌）光。若维里化类轴子粒子场的相干长度 $\lambda_{\rm coh}$ 远大于地球直径，GNOME 磁力仪便可探测到类轴子粒子暗物质场的共模波动。

有若干实验旨在通过观测类轴子粒子在其康普顿频率下与自旋的共振耦合，来探测超轻暗物质场 [9–20]。此类测量也可以使用 GNOME 和 Advanced GNOME 传感器进行。鉴于维里化的

类轴子粒子场与热光的行为十分相似，我们可以充分利用 GNOME 由空间分布的传感器组成这一特点，采用类似于 Hanburry-Brown-and-Twiss 强度干涉测量的探测方案 [138] ，正如文献中最近提出的那样 [63]。类轴子粒子与自旋的二次相互作用 [方程（9）] 会在 GNOME 磁力计中产生与类轴子粒子场强度相关的信号，$\varphi^2(\boldsymbol{r},\ t)$。利用 GNOME 关联远距离传感器的时间序列，以探测共模信号，即可测量暗物质场振幅随机的类强度涨落。测量的不是 $\approx \omega_c$处的快速振荡，而是变化缓慢（特征频率为 $\sim 10^{-6}\omega_c$）的类轴子粒子场包络函数。这样，与使用相同带宽受限传感器进行的共振测量相比，所探测的类轴子粒子质量范围可扩展至高出数个数量级：GNOME 的 $\sim$ 100赫兹带宽传感器可搜索康普顿频率高达 $\sim$ 100 兆赫兹 [63]的类轴子粒子。

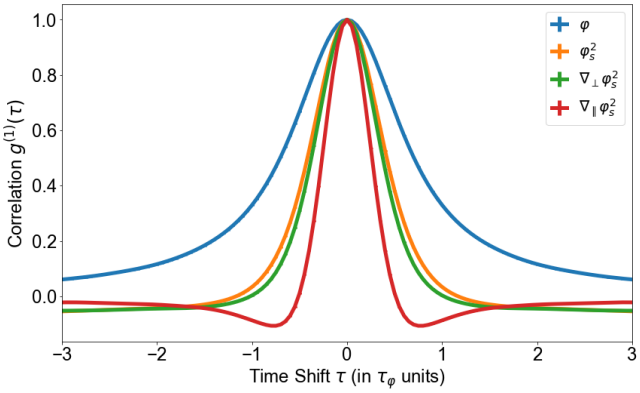

图 8. 模拟的类轴子粒子暗物质场φ、其平方的低频分量 φ_s^2（与随机涨落相关），以及垂直于和平行于 $\boldsymbol{v}_{\rm lab}$的两个梯度分量：即 $\boldsymbol{\nabla}_\perp\varphi_s^2$ 和 $\boldsymbol{\nabla}_\parallel\varphi_s^2$，其中下标 s 表示与随机涨落相关的低频分量。

1. *Theoretical description*

在空间中的每一点，暗物质场都可以描述为平面波的叠加，这些平面波代表类轴子粒子场的各个独立模式（即对构成该场的所有类轴子粒子求和），

$$\varphi(\boldsymbol{r},t)=\sum_{n=1}^{N}\frac{A}{\sqrt{N}}\cos(\omega_n t-\boldsymbol{k}_n\cdot\boldsymbol{r}+\theta_n)\,. \tag{26}$$

振幅定义为 $A=\hbar\sqrt{2\rho_{\rm dm}/(m_a c)}$，使得类轴子粒子场的平均能量密度对应于平均暗物质密度 $\rho_{\rm dm}$。第 n 个类轴子粒子具有随机速度 $\boldsymbol{v}_n$，对应的波矢为 $\boldsymbol{k}_n=m_\varphi\boldsymbol{v}_n/\hbar$。根据标准晕模型，速度的概率分布函数 $\boldsymbol{v}_n$ 服从位移后的麦克斯韦-玻尔兹曼分布：

$$f_{\rm lab}(\boldsymbol{v})\approx\frac{1}{\pi^{3/2}v_0^3}\exp\left[-\frac{(\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_{\rm lab})^2}{v_0^2}\right], \tag{27}$$

其中，$|\boldsymbol{v}_{\rm lab}|\approx 233$ km/s 是太阳相对于银河系静止系的速度，$v_0\approx 220$ km/s 是类轴子粒子的速度弥散。

第 n 个振荡频率主要由康普顿频率 $\omega_c=m_\varphi c^2/\hbar$ 决定，但会因粒子波的相对论多普勒效应而发生偏移。对于 $v_n/c\ll 1$，该效应可近似表示为 [27]

$$\omega_n=\omega_c\left(1+\frac{\boldsymbol{v}_n^2}{2c^2}\right). \tag{28}$$

暗物质场随时间的涨落源于构成波的随机方向、相位以及频率分布。请参见图7，了解 ALP 暗物质场振幅随时间变化的可视化展示。

2. *Signal model*

假设二次耦合哈密顿量[式（9）]，赝磁场可表示为 $\boldsymbol{\Upsilon}_q=\boldsymbol{\nabla}\varphi^2$ GNOME传感器观测到的信号为 $\propto\hat{}\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{\Upsilon}_q$。由于探测器的带宽有限$\Delta\omega$，在 $\Delta\omega\ll\omega_c$ 的情况下，测量中无法观测到 $2\omega_c$ 处的快速振荡。测得的赝磁场可近似为近直流分量

$$\boldsymbol{\Upsilon}_q=\boldsymbol{\nabla}\varphi^2\approx\frac{A^2}{2N}\sum_{n,m=1}^{N}\boldsymbol{k}_{nm}\sin(\omega_{nm}t-\boldsymbol{k}_{nm}\cdot\boldsymbol{r}+\theta_{nm}), \tag{29}$$

其中 $\omega_{nm}=\omega_n-\omega_m$、$\boldsymbol{k}_{nm}=\boldsymbol{k}_n-\boldsymbol{k}_m$和 $\theta_{nm}=\theta_n-\theta_m$。这种信号可以用两个参数很好地表征：相干时间和振幅。

对于单个磁力计或共磁力计而言，UBDM特征很难与强度相当的背景噪声区分开来。目前正在开展的 GNOME 数据分析采用的策略，是测量不同台站所测数据之间的互相关。对于敏感轴对齐且间距为 $\lesssim\lambda_{\rm coh}$、时间延迟为 $\lesssim\tau_{\rm coh}$ 的台站，与原子自旋二次耦合的 UBDM 可能会产生共模信号；在相互作用足够强时，该信号或可与不相关背景噪声区分开来。图 8 显示了模拟 ALP 信号的自相关函数；它等同于相干斑块内敏感轴对齐的台站之间的互相关（忽略不相关噪声的任何贡献）。相关特征的宽度为 $\approx\tau_{\rm coh}$，单位为相对时间偏移。通过这种强度干涉测量技术，可利用 GNOME $\sim 10^{-14}$ 电子伏特 – 10^{-9} 电子伏特的质量范围，搜寻与 ALP 的二次耦合 [63]。

E. 太阳轴子晕

另一种与第 IVB 节所述轴子星模型密切相关的理论可能性是，潮汐剪切力可能使地球和太阳等天体物体能够在其引力场中捕获超轻暗物质，并形成局域晕 [139–143], 见图 9。在这些模型中，地球或太阳在轴子星的形成过程中有效地充当种子。如果这一过程发生，与文献中讨论的平均暗物质密度相比，这些物体附近的类轴子粒子场将存在显著的超密度 [139, 141]。致密天体物体捕获暗物质的可能机制，例如已在文献中得到研究 [144–149], ，并且仍在持续受到积极研究。

1. *Theoretical description*

这里我们假设采用参考文献 [139, 141], 中描述的引力束缚太阳类轴子粒子晕模型，并假设该晕不旋转（即相对于太阳静止）。对于太阳晕，地球位置处的类轴子粒子场振幅呈指数衰减

其特征长度尺度为

$$R_\star \approx \frac{\hbar^2}{G_N M_\odot m_a^2}\,, \tag{30}$$

其中 G_N 是牛顿引力常数， $M_\odot$ 是太阳质量。要使太阳类轴子粒子晕延伸至地球所在位置，我们要求 $R_\star \gtrsim 1$ 天文单位。这要求 $m_a c^2 \lesssim 10^{-14}$ 电子伏特。类轴子粒子场以 $\approx \omega_c$ 振荡，相干时间为 $\tau_{\rm coh} \gtrsim m_a R_\star^2/\hbar$。对于 $m_a c^2 \lesssim 10^{-14}$ 电子伏特，相干时间长于 $\sim 10^7$ 秒；因此，我们可以将类轴子粒子的振荡视为有效的单频振荡（即单色）。因此，类轴子粒子场可以描述为 [139, 141]:

$$\varphi(\boldsymbol{r},t) \approx \varphi_0 \cos\left(\omega_c t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} + \theta\right) e^{-r/R_\star}\,, \tag{31}$$

其中， φ_0 是由太阳类轴子粒子晕中的总能量密度决定的常数，而 θ 是一个随机相位，在相干时间和相干长度内保持不变。为简便起见，在此示例中我们设定 $\theta = 0$。

2. *Signal model*

太阳类轴子粒子晕在线性自旋相互作用下产生的奇异赝磁场为

$$\boldsymbol{\Upsilon}_l = \boldsymbol{\nabla}\varphi(\boldsymbol{r},t) = \varphi_0 e^{-r/R_\star}\left[\boldsymbol{k}\sin\left(\omega_c t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}\right) - \frac{\hat{\boldsymbol{r}}}{R_\star}\cos\left(\omega_c t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}\right)\right], \tag{32}$$

而在二次自旋相互作用下产生的奇异赝磁场为

$$\boldsymbol{\Upsilon}_q = \boldsymbol{\nabla}\varphi^2(\boldsymbol{r},t) = \varphi_0^2 e^{-2r/R_\star}\left[\boldsymbol{k}\sin\left(2\omega_c t - 2\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}\right) - \frac{2\hat{\boldsymbol{r}}}{R_\star}\cos^2\left(\omega_c t - \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}\right)\right]. \tag{33}$$

我们注意到，在这两种情况下，$\boldsymbol{\Upsilon}$ 在实验室参考系中 [141]都有两个分量：(1) 由指向太阳位置的类轴子粒子场空间梯度产生的径向分量；(2) 沿着 $\boldsymbol{k}$ 由类轴子粒子风相互作用产生的横向分量 [5, 6]。由于地球相对于太阳的相对速度主要由其轨道运动决定（~ 100 比由地球绕自身轴旋转产生的速度分量快，因此所有 GNOME传感器都具有近似相同的 $\boldsymbol{k}$ ，从而观测到相同的磁场。 $\boldsymbol{\Upsilon}$ 的径向分量和横向分量的振幅随时间相对恒定，因此，特定 GNOME传感器中观测到的信号会由于 $\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\hat{\boldsymbol{m}}$ 和 $\boldsymbol{k}\cdot\hat{\boldsymbol{m}}$ 随地球旋转而产生的时间依赖性，呈现出可预测的日调制。这种信号的时间依赖性示例见图9的下图。

用于搜索太阳类轴子粒子晕的 GNOME 数据分析正在进行中。其策略是在台站之间的互相关数据中搜索一个持续的单频信号，然后利用预测的每日调制来区分来自太阳类轴子粒子晕的信号与系统背景。

F. 黑洞并合产生的奇异低质量场（超轻场）

在文献 [56], 中，部分本文作者曾探讨过这样一种可能性：在某些高能天体物理事件过程中，例如超新星爆发、双黑洞并合，或伴随快速射电暴，可能会产生超相对论标量场的暴发

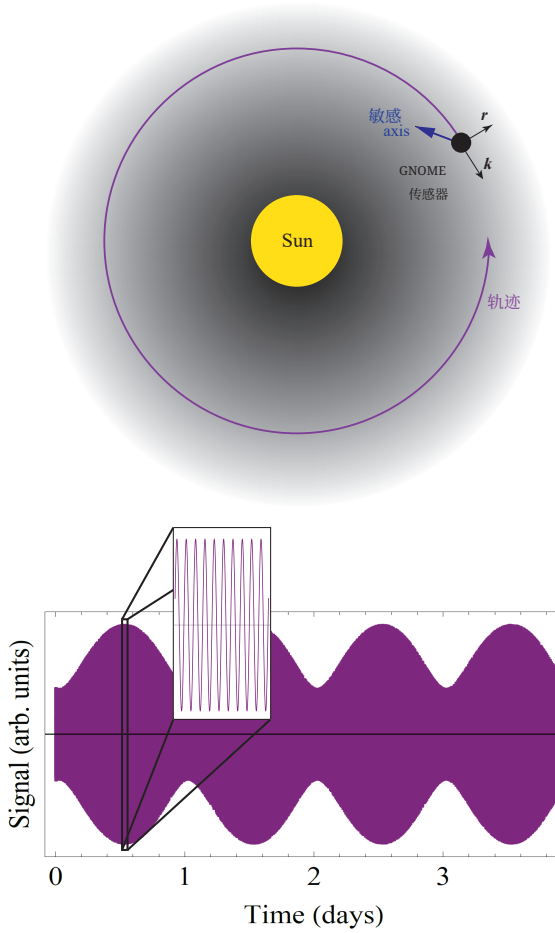

图 9。上图：地球穿过太阳类轴子粒子晕的示意图。太阳类轴子粒子晕与原子自旋耦合所产生的赝磁场，既有沿 $-\hat{\boldsymbol{r}}$ 方向、由空间梯度引起的径向分量，也有沿类轴子粒子晕相对于实验室参考系的相对速度 $\hat{\boldsymbol{k}}$方向的「轴子样粒子风」所引起的横向分量。下图：线性自旋耦合产生的信号示例。图中显示了四天内的信号；由于 GNOME传感器的敏感轴相对于赝磁场旋转，信号受到日调制，从而呈现包络函数 $\boldsymbol{\Upsilon}$。插图展示了康普顿频率下的快速振荡。

通过某种迄今未知的相干过程产生暴发[6] （例如，参见文献 [151]）。这些“奇异低质量场”

[6] 请注意，由于能量-时间不确定关系，如果产生极低频场的高能天体物理事件持续时间为 τ_0，则发射的极低频场波包的能量展宽为 $\gtrsim \hbar/\tau_0$。因此，源处的频率展宽为 $\Delta\omega_0 \gtrsim 2\pi/\tau_0$。本文的讨论假设相干产生，这要求满足 $\Delta\omega_0 \ll \omega_0$。为根据本文及参考文献 [56]，中提出的模型来解释结果，我们必须将讨论限制在极低频场的相对论能量 $\varepsilon = \hbar\omega$ 满足 $\varepsilon \gg \hbar/\tau_0$ 的范围内，正如参考文献 [150] 所指出的那样。

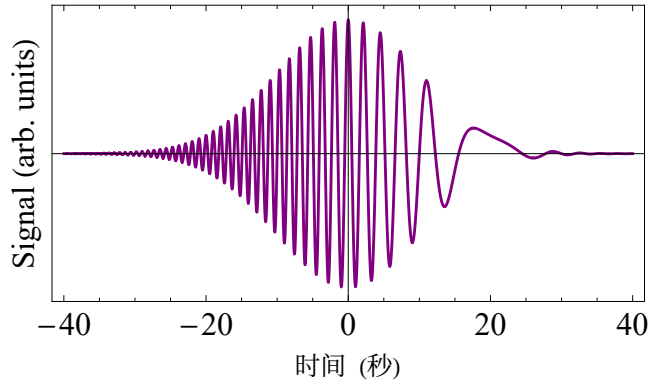

图 10. 根据公式（34）测得的极低频场信号示例，测量设备为 GNOME传感器，参数为 $\omega_0 = 2\pi \times$(0.5 赫兹)，$\tau = 10$ 秒，以及 $\delta t = 10$ 秒。

因此，超轻场（ELFs）会具有较大的模式占据数，从而可以将其视为经典波，其振荡频率由 $\hbar\omega = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} \approx pc$ 给出。可使用 GNOME 搜寻此类超轻场。

1. *Theoretical description*

考虑这样一种情形：能量 ΔE 以高斯超轻场脉冲的形式各向同性地辐射出去，该脉冲在源处的持续时间为 τ_0。对于 $\varphi(r)$，克莱因-戈尔登方程可求解得到

$$\varphi(t) \approx \frac{A_0}{R}\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}\exp\left(-\frac{(t-t_s)^2}{2\tau^2}\right) \times \cos\left(\omega_0(t-t_s) - \frac{\omega_0}{4\delta t}(t-t_s)^2\right), \tag{34}$$

其中，ω_0 是波包的中心频率，τ 是地球上的传感器测得的脉冲持续时间，$t_s = R/v_g$ 表示超轻场脉冲从距地球 R 处的源传播至地球所需的时间，v_g 是群速度。电磁波或引力波触发信号与超轻场脉冲之间的延迟时间为 $\delta t = R/v_g - R/c$。根据释放的总能量，振幅 A_0 可表示为

$$A_0 \approx \frac{1}{\pi^{1/4}}\left(\frac{1}{\omega_0}\sqrt{\frac{c\Delta E}{2\pi\tau_0}}\right). \tag{35}$$

方程（34）和（35）描述了一个以啁啾率展宽的高斯波包

$$\frac{d\omega(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_0\tau} = -\frac{\omega_0}{2\delta t}. \tag{36}$$

值得注意的是，啁啾率受到中心频率以及电磁波或引力波触发信号与其之间延迟的限制。

2. *Signal model*

因此，根据方程（3）至（9）中所述的耦合关系，具有方程（34）所述形式的标量场，将通过与 $\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{\nabla}\varphi$（$\boldsymbol{r}$、$t$）和 $\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{\nabla}[\varphi(\boldsymbol{r}、t)]^2$成正比的相互作用项，在 GNOME 中产生赝磁场。由 ELF 事件（图 10 ）引起的信号因此将：（1）源自与电磁波或引力波触发信号相同的源；（2）在 GNOME网络中呈现由 ELF 速度矢量在网络中各传感器轴上的投影所决定的空间模式；（3）呈现由方程（36）给出的特征性啁啾模式。利用这些特征，我们设计了一种分析算法，用于在 GNOME 数据中搜索 ELF 信号。我们将 GNOME传感器的测量结果投影到时频平面上，并选择与预期信号色散相匹配的分辨率。随后，我们构建一个覆盖整个网络的检验统计量，并在已报告的双黑洞并合事件和快速射电暴事件发生后不久的时间区间内，搜索与 GNOME 数据中的 ELF 相一致的信号。

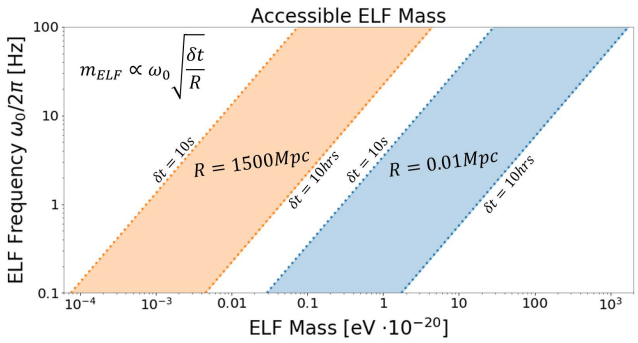

图 11. 距离分别为 R $=1500$ Mpc 和 R $=0.01$ Mpc 的源所对应的极低频场可探测质量范围。带状区域的左右边界由延迟时间 10 s $<\delta$t <10 hr 决定。

我们在图 11 中展示了在假设触发后观测 10 小时的情况下，GNOME 在磁力计带宽限制下可探测的质量范围。因此，GNOME 可以充当“望远镜”，探测强度足够高、能够产生类轴子粒子爆发的源所发出的极低频场信号。

G. 其他潜在候选者

还有许多其他奇异物理情景可利用GNOME实验的数据进行搜索，这展现了这一通用方法的多用途性。例如，正如前文所述，暗区中的粒子之间可能存在相对强烈的相互作用。这种相互作用可能导致暗物质粒子聚合成巨大的复合“团块” [33]。与上文已讨论的轴子星、Q 球和太阳轴子晕情景不同，后者由超轻粒子构成复合态；暗物质团块也可能由重费米子或玻色子组成，并由暗区其他基本组分介导的长程力作用于其上 [33, 152]。GNOME实验的其他可能搜索目标包括来自黑洞超辐射 [153] 或轴子星坍缩 [151]的类轴子粒子波。相关研究还利用未屏蔽的磁力计网络搜索来自暗（或隐藏）光子 [154, 155] 和轴子 [156]的信号。

GNOME 另一个可能的搜索目标是超轻暗物质星流，尤其是受到太阳系其他天体引力聚焦的星流。宇宙学模拟表明，太阳系附近可能存在多达 10^{12} 具有较小速度弥散（相较于标准晕模型）的暗物质星流 [157]。这些粒子所受的偏转取决于引力聚焦源的质量分布，与暗物质粒子的质量无关，并与其速度的平方成反比。对于超轻暗物质，要全面描述引力聚焦导致的谱特征，必须考虑其波动性 [158]。一般而言，对于粒子受地球引力势偏转的情况，当粒子速度约为 10 至 20 km/s 时，地球表面（GNOME 的运行地点）会发生有效聚焦 [159, 160]。在这种情况下，预计通量最高可增强 10^9 。太阳系中的其他天体（如木星）的引力偏转也能使地球上的通量增强。此时所需的星流速度更高，约为 10^{-3}c，且增强幅度较小，仅为 10^6 [161]。同样，GNOME 的联网方法在搜索这类引力聚焦星流时具有多项优势。具体而言，这类星流焦点范围很小：由地球引力势造成的偏转，其焦点尺度仅为数千米；由木星引力势造成的则更小，因此产生的瞬态信号仅持续约 10 s。若只使用单个探测器，这类信号可能难以与噪声区分。对于较长的星流，一个或多个探测器有可能在数周内每天探测到增强的暗物质通量。显然，网络中的传感器越多，遇到高通量区域的概率就越大。网络还可以精确确定星流的空间方向，这有助于在探测到星流后更好地了解其起源；不过，由于还必须考虑上游的引力偏转源，这项工作可能相当复杂。此外，纬度大致相同的传感器可能会因同一个聚焦暗物质源而产生相关信号（图 12）。GNOME 传感器的地理位置使这种相关性探测成为可能。

虽然 GNOME 主要用于探测瞬态“新物理”信号，但其姊妹实验宇宙轴子自旋进动实验（CASPEr）[9, 11, 16]，正在搜寻银河系暗物质及

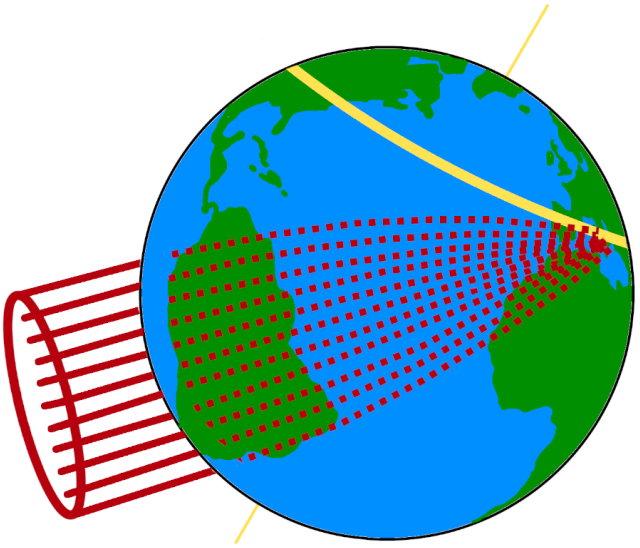

图 12. 低速超轻暗物质流（红色）受引力聚焦到地球表面的一个小区域，轨迹近似遵循文献 [159]中的预测。随着地球绕其轴旋转，焦点沿固定纬度形成一条路径（黄色）。

太阳和地球引力束缚晕中聚集的暗物质所产生的振荡效应（但不一定是瞬态效应）。CASPEr 同时在两个地点开展：美国波士顿大学和德国美因茨的约翰内斯·古腾堡大学亥姆霍兹研究所。CASPEr 的核心理念是将其设计为核磁共振（NMR）实验，其中横向振荡磁场“$\boldsymbol{B}_1$”的作用由环境中的轴子/类轴子粒子场承担：要么通过其与胶子的耦合（CASPEr-electric），要么通过其梯度相互作用 [参见方程（6）和（9）；CASPEr-gradient]。CASPEr 的探测频率将覆盖最高达康普顿频率≈600MHz 的范围，而它已经涉足低得多的频率范围 [12, 13], ，从接近直流到数赫兹。其他多种实验也探索了低频范围 [10, 17, 18, 20, 26]。

Advanced-GNOME 共磁力计 [32, 83] 非常适合用于开展类似“CASPEr”的搜索，覆盖从接近直流到数百赫兹的康普顿频率范围，其灵敏度预计可与此前最佳搜索结果相媲美。朝这一方向开展的首批实验有望在 Advanced GNOME 发展的早期阶段就取得成果，因为这种模式下的搜索并不需要网络具备完整的能力。然而，与 GNOME 一样，我们预计该网络将能够立即发挥作用，排除来自各种实验室干扰的虚假信号，而这些干扰很可能因实验室而异。此外，该网络还提供了有趣的可能性，即关联不同台站中信号的随机行为，从而为区分新物理信号提供额外的手段。

V. 结论与展望

GNOME 的理念是使用在偏远地点的磁屏蔽环境中工作的光学原子磁力仪和共磁力计进行同步测量。GNOME 实验搜寻一类不同于大多数其他实验所探测的信号，即在有限时间内穿过地球的天体物理起源 ALP 场可能产生的瞬态效应和随机效应。通过分析多个地理位置分散的传感器所测信号之间的相关性，可以探测各种各样的奇异物理情景。

在 GNOME 的构想初次提出时，类轴子粒子畴壁是唯一的搜索目标 [28, 31]。随着 GNOME合作组不断扩大并日趋成熟，我们逐渐认识到，借助这一工具还可以研究许多更有趣的物理情景；我们希望，这篇“GNOME 科学案例”文章已经能够使读者信服。从 GNOME合作组前 10 年的工作来看，我们或许可以预期，其科学研究范围将继续扩展，并有望发现“新”物理。

GNOME 的出现很快伴随着原子钟网络的建立 [88]，这些网络旨在搜索标量超轻暗物质；标量超轻暗物质的作用是产生基本常数的表观振荡，而不是导致自旋进动。与此同时，人们认识到，某些超轻暗物质候选者（如弛豫子） [162, 163] 可能具有混合的内禀宇称，同时表现出标量和赝标量性质。这为构建混合传感器网络（例如，（共）磁力计—时钟网络）提供了动机，以便对信号进行交叉关联并增强背景抑制能力。我们预计，这种跨网络方法将成为未来研究中的常见做法。此外，GNOME 正计划开展未来的科学运行，并与 LIGO/VIRGO 等引力波探测器网络同步，以进行“奇异”的多信使天文学研究 [56]。

对于搜索网络（例如 GNOME）而言，科学研究的前景似乎主要受限于我们当前的科学视野。事实上，如果我们的想象力更丰富一些，还有许多其他有趣而意想不到的信号值得寻找。但我们能否在弄清这些信号是什么之前，就先去寻找它们呢？现代机器学习方法似乎确实为我们提供了这样一个令人振奋的机会。它或许可以按如下方式运作：利用来自 GNOME（和/或扩展后的混合传感器网络）的数据训练机器学习系统，使其建立网络的“正常”动态状态模型。随后再用各种新物理情景进一步训练该系统。随着训练在整个实验期间持续进行，人工智能（AI）系统最终便能够识别网络上的异常事件或模式。虽然这看起来前景渺茫，但我们应当认识到，眼前的任务与……的任务并没有太大区别。

自动化安全系统目前常规进行的未知威胁检测。

在对“GNOME 科学”进行概述的最后，我们还要指出，除了基础物理学之外，磁力计网络也可能适用于更多“贴近地球”的应用，例如研究城市环境中的磁信号模式，以及这些模式所揭示的城市信息 [164, 165]。

致谢

作者感谢 Konstantin Zioutas 提请 GNOME合作组关注引力聚焦效应。GNOME合作组感谢卓越集群“精密物理、基本相互作用与物质结构”（PRISMA+ EXC 2118/1）下的美因茨理论物理研究所（MITP）在本项工作完成期间给予接待和部分支持。本项工作还得到美国国家科学基金会资助（PHY-1307507、PHY-1707875、PHY-1707803、PHY-2110370、PHY-2110388 和 PHY-2207546）；德国研究基金会（DFG）资助（编号 439720477）以及德国卓越战略项目（项目编号 39083149）；欧洲科学技术合作组织（COST）的支持。ZDG 感谢塞尔维亚共和国科学、技术发展与创新部通过资助贝尔格莱德物理研究所提供的机构经费。SP 和 GL 的工作得到波兰国家科学中心 Opus 计划（资助编号 2019/34/E/ST2/00440）的支持，部分经费来自克拉科夫雅盖隆大学的卓越倡议——研究型大学。YVS 的工作得到澳大利亚研究理事会探索早期职业研究人员奖（DE210101593）的支持。AD 的工作部分得到海辛-西蒙斯基金会的支持。JE 的工作得到日本文部科学省世界顶尖国际研究中心计划（WPI）及日本学术振兴会科研费（项目编号 21H05451 和 21K20366）的支持。RF 和 DFJK 感谢美国国家科学基金会—以色列科学基金会（NSF-BSF）资助（编号 2016635）。

[1] D. F. Jackson Kimball 和 K. van Bibber, *The Search for Ultralight Bosonic Dark Matter* 2022 （Springer, ）。[2] P. W. Graham、I. G. Irastorza、S. K. Lamoreaux、A. Lindner 和 K. A. van Bibber，轴子和类轴子粒子的实验搜寻，《核与粒子科学年度评论》65，485（2015年）。[3] P. W. Graham、D. E. Kaplan、J. Mardon、S. Rajendran 和 W. A. Terrano，利用加速度计直接探测暗物质，《物理评论 D》93，075029（2016）。[4] M. Safronova、D. Budker、D. DeMille、D. F. Jackson Kimball、A. Derevianko 和 C. W. Clark，利用原子和分子搜寻新物理，《现代物理评论》90，025008（2018年）。[5] Y. Stadnik 和 V. Flambaum，轴子诱导的原子、分子和原子核效应：宇称不守恒、环形偶极矩、电偶极矩以及自旋-引力和自旋-轴子动量耦合，《物理评论 D》89，043522（2014）。[6] P. W. Graham、D. E. Kaplan、J. Mardon、S. Rajendran、W. A. Terrano、L. Trahms 和 T. Wilkason，轻轴子暗物质的自旋进动实验，《物理评论 D》97，055006（2018年）。[7] D. Budker 和 D. F. Jackson Kimball, *Optical Magnetometry* 2013 （剑桥大学出版社, ）。[8] D. Budker 和 M. Romalis，《光学磁测量》，《自然物理学》3，227（2007）。[9] D. Budker、P. W. Graham、M. Ledbetter、S. Rajendran 和 A. O. Sushkov，宇宙轴子自旋进动实验提案（CASPEr），《物理评论X》4，021030（2014）。[10] C. Abel、N. J. Ayres、G. Ban、G. Bison、K. Bodek、V. Bondar、M. Daum、M. Fairbairn、V. V. Flambaum、P. Geltenbort、*et al.*，通过电场和磁场中的核自旋进动搜寻类轴子暗物质场，《物理评论X》7, 041034（2017年）。[11] A. Garcon, D. Aybas, J. W. Blanchard, G. Centers, N. L. Figueroa, P. W. Graham, D. F. Jackson Kimball, S. Rajendran, M. G. Sendra, A. O. Sushkov, L. Trahms, T. Wang, A. Wickenbrock, T. Wu 和 D. Budker，《宇宙轴子自旋进动实验》（CASPEr）：利用核磁共振搜寻暗物质，《Quantum Sci. Technol.》3, 014008（2017年）。[12] T. Wu, J. W. Blanchard, G. P. Centers, N. L. Figueroa, A. Garcon, P. W. Graham, D. F. Jackson Kimball, S. Rajendran, Y. V. Stadnik, A. O. Sushkov, *et al.*，利用液态核自旋共磁力仪搜寻类轴子暗物质，《物理评论快报》122, 191302（2019年）。[13] A. Garcon, J. W. Blanchard, G. P. Centers, N. L. Figueroa, P. W. Graham, D. F. Jackson Kimball, S. Ra-jendran, A. O. Sushkov, Y. V. Stadnik, A. Wicken-brock, *et al.*，超低场核磁共振对玻色暗物质的限制，《Science Advances》5, eaax4539（2019年）。[14] D. Aybas, H. Bekker, J. Blanchard, D. Budker, G. Cen-ters, N. Figueroa, A. Gramolin, D. F. Jackson Kim-ball, A. Wickenbrock 和 A. Sushkov，搜寻新基本物理的核磁共振实验的量子灵敏度极限，《Quantum Sci. Technol.》6, 034007（2021年）。[15] T. S. Roussy, D. A. Palken, W. B. Cairncross, B. M. Brubaker, D. N. Gresh, M. Grau, K. C. Cossel, K. B. Ng, Y. Shagam, Y. Zhou, *et al.*，对跨越七个数量级质量范围的类轴子粒子的实验限制，《物理评论快报》126, 171301（2021年）。[16] D. Aybas, J. Adam, E. Blumenthal, A. V. Gramolin, D. Johnson, A. Kleyheeg, S. Afach, J. W. Blanchard, G. P. Centers, A. Garcon, M. Engler, N. L. Figueroa,

M. G. Sendra, A. Wickenbrock, M. Lawson, T. Wang, T. Wu, H. Luo, H. Mani, P. Mauskopf, P. W. Graham, S. Rajendran, D. F. Jackson Kimball, D. Budker 和 A. O. Sushkov，利用固态核磁共振搜寻类轴子暗物质，《物理评论快报》126, 141802（2021年）。[17] M. Jiang, H. Su, A. Garcon, X. Peng 和 D. Budker，利用自旋放大器搜寻类轴子暗物质，《Nature Phys.》17, 1402（2021年）。[18] I. M. Bloch, G. Ronen, R. Shaham, O. Katz, T. Volan-sky 和 O. Katz，利用 Floquet 量子探测器对类轴子暗物质的新限制，《科学进展》8, eabl8919（2022年）。[19] J. Lee, M. Lisanti, W. A. Terrano 和 M. Ro-malis，实验室对 feV 量级轴子中子自旋耦合的限制，arXiv:2209 03289 10 48550 2209 03289 2022 . . /arXiv. . ( )。[20] C. Abel, N. Ayres, G. Ban, G. Bison, K. Bodek, V. Bon-dar, E. Chanel, C. Crawford, M. Daum, B. Dechenaux, *et al.*，通过 Hg-199 自由自旋进动信号的边带分析搜寻超轻轴子暗物质，arXiv:2212.02403 10.48550/arXiv.2212.02403（2022年）。[21] K. Freese, M. Lisanti 和 C. Savage，专题讨论：暗物质的年度调制，《Rev. Mod. Phys.》85, 1561（2013年）。[22] A. Pillepich, M. Kuhlen, J. Guedes 和 P. Madau，银河系盘中的暗物质分布，《天体物理学杂志》784, 161（2014年）。[23] N. W. Evans, C. A. O'Hare 和 C. McCabe，鉴于盖亚香肠结构，对暗物质搜寻的标准晕模型进行完善，《物理评论 D》99, 023012（2019年）。[24] J. W. Foster, N. L. Rodd 和 B. R. Safdi，通过轴子直接探测揭示暗物质晕，《物理评论 D》97, 123006（2018年）。[25] G. P. Centers, J. W. Blanchard, J. Conrad, N. L. Figueroa, A. Garcon, A. V. Gramolin, D. F. Jack-son Kimball, M. Lawson, B. Pelssers, J. A. Smiga, *et al.*，玻色暗物质的随机涨落，《Nature Comm.》12, 7321（2021年）。[26] M. Lisanti, M. Moschella 和 W. Terrano，超轻标量场梯度的随机特性，《物理评论 D》104, 055037（2021年）。[27] A. V. Gramolin, A. Wickenbrock, D. Aybas, H. Bekker, D. Budker, G. P. Centers, N. L. Figueroa, D. F. Jack-son Kimball 和 A. O. Sushkov，类轴子暗物质的谱特征，《物理评论 D》105, 035029（2022年）。[28] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, C. Pankow, M. P. Ledbetter, P. Wlodarczyk, P. Wcislo, M. Pospelov, J. R. Smith, J. Read, W. Gawlik, *et al.*，用于探索标准模型之外物理的新型全球光学磁力计网络（GNOME），《物理学年鉴》525, 659（2013年）。[29] S. Afach, D. Budker, G. DeCamp, V. Dumont, Z. D. Gruji´c, H. Guo, D. Jackson Kimball, T. Kornack, V. Lebedev, W. Li, *et al.*，全球光学磁力计网络（GNOME）的特性研究，以搜寻奇异物理，《Phys. Dark Universe》22, 162（2018年）。[30] S. Afach, B. C. Buchler, D. Budker, C. Dailey, A. Dere-vianko, V. Dumont, N. L. Figueroa, I. Gerhardt, Z. D. Gruji´c, H. Guo, *et al.*，利用全球光学磁力计网络搜寻拓扑缺陷暗物质，《Nature Phys.》17, 1396（2021年）。[31] M. Pospelov、S. Pustelny、M. P. Ledbetter、D. F. Jackson Kimball、W. Gawlik 和 D. Budker，《利用地面实验探测类轴子模型的畴壁》，《物理评论快报》110, 021803（2013）。[32] M. Padniuk、M. Kopciuch、R. Cipolletti、A. Wickenbrock、D. Budker 和 S. Pustelny，《原子自旋传感器对磁性和非磁性扰动的响应》，《科学报告》12，324（2022）。[33] D. M. Grabowska、T. Melia 和 S. Rajendran，《探测暗团块》，《物理评论 D》98，115020（2018）。[34] V. Yashchuk、S. Lee 和 E. Paperno，《磁屏蔽》，载于 *Optical Magnetometry*（剑桥大学出版社，2011）第225–248页。[35] D. Jackson Kimball、J. Dudley、Y. Li、S. Thulasi、S. Pustelny、D. Budker 和 M. Zolotorev，《磁屏蔽与奇异自旋依赖相互作用》，《物理评论 D》94，082005（2016）。[36] D. F. Jackson Kimball，《核自旋含量及对奇异自旋依赖耦合的限制》，《新物理学杂志》17，073008（2015）。[37] Y. Stadnik 和 V. Flambaum，《核自旋依赖相互作用：搜寻弱相互作用大质量粒子、轴子和拓扑缺陷暗物质，并检验基本对称性》，《欧洲物理学杂志C辑》75，1（2015）。[38] R. Peccei 和 H. Quinn，《赝粒子存在时的CP守恒》，《物理评论快报》38，1440（1977）。[39] R. Peccei 和 H. Quinn，《赝粒子存在时CP守恒所施加的限制》，《物理评论 D》16，1791（1977）。[40] S. Weinberg，《一种新的轻玻色子？》，《物理评论快报》40，223（1978）。[41] F. Wilczek，《瞬子存在时强 p 和 t 不变性的问题》，《物理评论快报》40，279（1978）。[42] P. W. Graham、D. E. Kaplan 和 S. Rajendran，《电弱尺度的宇宙学弛豫》，《物理评论快报》115，221801（2015）。[43] R. T. Co、L. J. Hall 和 K. Harigaya，《类轴子粒子共同生成对轴子耦合的预言》，《高能物理学杂志》2021，172。[44] P. Svrcek 和 E. Witten，《弦理论中的轴子》，《高能物理学杂志》06，051。[45] A. Arvanitaki、S. Dimopoulos、S. Dubovsky、N. Kaloper 和 J. March-Russell，《弦轴子群》，《物理评论 D》81，123530（2010）。[46] L. F. Abbott 和 P. Sikivie，《不可见轴子的宇宙学界限》，《物理快报B辑》120，133（1983）。[47] J. Preskill、M. B. Wise 和 F. Wilczek，《不可见轴子的宇宙学》，《物理快报B辑》120，127（1983）。[48] M. Dine 和 W. Fischler，《并非无害的轴子》，《物理快报B辑》120，137（1983）。[49] B. Freivogel，《暗物质丰度的人择原理解释》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2010，021。[50] S. Chang、C. Hagmann 和 P. Sikivie，《由弦界定的轴子畴壁的运动与衰变研究》，《物理评论 D》59，023505（1998）。[51] N. Arkani-Hamed、D. P. Finkbeiner、T. R. Slatyer 和 N. Weiner，《暗物质理论》，《物理评论 D》79，015014（2009）。[52] P. Arias、D. Cadamuro、M. Goodsell、J. Jaeckel、J. Redondo 和 A. Ringwald，《弱相互作用类轴子粒子冷暗物质》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》2012，013（2012）。[53] P. W. Graham 和 A. Scherlis，《随机轴子情景》，《物理评论 D》98，035017（2018）。

[54] L. D. Duffy 和 K. Van Bibber，轴子作为暗物质粒子，《新物理学杂志》11，105008（2009）。[55] P. W. Graham 和 S. Rajendran，直接探测轴子暗物质的新观测量，《物理评论 D》88，035023（2013）。[56] C. Dailey、C. Bradley、D. F. Jackson Kimball、I. A. Su- lai、S. Pustelny、A. Wickenbrock 和 A. Derevianko，量子传感器网络作为用于多信使天文学的奇异场望远镜，《自然天文学》5，150（2021）。[57] V. V. Flambaum，轴子电效应以及暗物质和暗能量在实验室实验中的其他表现，轴子、弱相互作用大质量粒子和弱相互作用轻粒子第九届帕特拉斯研讨会论文集，德国美因茨，2013年，https://axion-wimp2013.desy.de/e201031/index_eng.html。[58] D. F. Jackson Kimball、S. Afach、D. Aybas、J. Blan- chard、D. Budker、G. Centers、M. Engler、N. Figueroa、A. Garcon、P. Graham、 *et al.*，宇宙轴子自旋进动实验（CASPEr）概述，载于*Microwave Cavities and Detectors for Axion Research*，G. Carosi、G. Rybka 和 K. van Bibber 编（Springer，2020年），第105–121页。[59] K. A. Olive 和 M. Pospelov，质量和耦合常数对环境的依赖性，《物理评论 D》77，043524（2008）。[60] T. Damour 和 K. Nordtvedt，广义相对论作为张量-标量理论的宇宙学吸引子，《物理评论快报》70，2217（1993）。[61] T. Damour 和 K. Nordtvedt，张量-标量宇宙学模型及其向广义相对论的弛豫，《物理评论 D》48，3436（1993）。[62] T. Damour 和 A. M. Polyakov，弦膨胀子与最小耦合原理，《核物理 B》423，532（1994）。[63] H. Masia-Roig、N. L. Figueroa、A. Bordon、J. A. Smiga、D. Budker、G. P. Centers、A. V. Gramolin、P. S. Hamil- ton、S. Khamis、C. A. Palm、 *et al.*，用于探测超轻玻色暗物质的强度干涉测量，arXiv:2202.02645 10.48550/arXiv.2202.02645（2022）。[64] W. Bernreuther，CP破坏与重子生成，载于 *CP Violation in Particle*， *Nuclear and Astrophysics*，M. Beyer 编（Springer Berlin Heidelberg，德国柏林、海德堡，2002年），第237–293页。[65] P. W-lodarczyk、S. Pustelny、D. Budker 和 M. Lipi´nski，具备绝对时间同步功能的多通道数据采集系统，《核仪器与方法：物理研究A辑》763，150（2014）。[66] I. Kominis、T. Kornack、J. Allred 和 M. Romalis，亚飞特斯拉级多通道原子磁力计，《自然》422，596–599（2003）。[67] S. Groeger、G. Bison、J. L. Schenker、R. Wynands 和 A. Weis，高灵敏度激光泵浦Mx磁力计，《欧洲物理学杂志D辑》38，239–247（2006）。[68] S. Pustelny、A. Wojciechowski、M. Gring、J. Kotyrba、M. amd Zachorowski 和 G. W.，基于振幅调制光的非线性磁光旋转磁力测量，《应用物理学杂志》103，063108（2008）。[69] T. W. Kornack 和 M. V. Romalis，通过自旋交换相互作用的两个重叠自旋系综的动力学，《物理评论快报》89，253002（2002）。[70] W. A. Terrano 和 M. V. Romalis，共磁力计对暗物质和新物理的探测，《量子科学与技术》7，014001（2021）。

[71] H. Masia-Roig, J. A. Smiga, D. Budker, V. Dumont, Z. Grujic, D. Kim, D. F. Jackson Kimball, V. Lebe- dev, M. Monroy, S. Pustelny, *et al.*利用全球磁力计网络探测拓扑缺陷暗物质的分析方法，《暗物质宇宙》28, 100494 (2020). [72] J. A. Smiga，评估矢量场传感器网络的质量，《欧洲物理学杂志D辑》76, 4 (2022). [73] M. Jiang, Y. Qin, X. Wang, Y. Wang, H. Su, X. Peng, and D. Budker，弗洛凯自旋放大，《物理评论快报》128, 233201 (2022). [74] A. G. Glenday, C. E. Cramer, D. F. Phillips, and R. L. Walsworth，中子间反常自旋-自旋耦合的限制，《物理评论快报》101, 261801 (2008). [75] M. Jiang, H. Su, Z. Wu, X. Peng, and D. Budker，弗洛凯脉泽，《科学进展》7, eabe0719 (2021). [76] B. J. Venema, P. K. Majumder, S. K. Lamoreaux, B. R. Heckel, and E. N. Fortson，探测地球引力场与原子汞核自旋的耦合，《物理评论快报》68, 135 (1992). [77] Y. Feng, D. Ning, S. Zhang, Z. Lu, and D. Sheng，利用 ^{129}Xe-^{131}Xe-Rb共磁力计探测亚毫米范围内的单极-偶极相互作用，《物理评论快报》128, 231803 (2022). [78] D. F. Jackson Kimball, I. Lacey, J. Valdez, J. Swiat- lowski, C. Rios, R. Peregrina-Ramirez, C. Montcrieffe, J. Kremer, J. Dudley, and C. Sanchez，一种用于寻找质子反常长程自旋-质量（自旋-引力）耦合的双同位素铷共磁力计，《物理学年鉴》525, 514 (2013). [79] D. F. Jackson Kimball, J. Dudley, Y. Li, D. Patel, and J. Valdez，质子长程自旋-引力耦合和单极-偶极耦合的限制，《物理评论 D》96, 075004 (2017)；勘误：质子长程自旋-引力耦合和单极-偶极耦合的限制 [96, 075004 2017], **107**, 019903 2023，《物理评论 D》( )《物理评论 D》(E) ( )。[80] Z. Wang, X. Peng, R. Zhang, H. Luo, J. Li, Z. Xiong, S. Wang, and H. Guo，基于铷87[80] 124, 193002 2020原子的单物种原子共磁力计，《物理评论快报》( )。[81] M. Ledbetter, S. Pustelny, D. Budker, M. V. Romalis, J. Blanchard, and A. Pines，液态核自旋共磁力计，《物理评论快报》108, 243001 (2012). [82] T. Wu, J. W. Blanchard, D. F. Jackson Kimball, M. Jiang, and D. Budker，基于相同分子液体的核自旋共磁力计，《物理评论快报》121, 023202 (2018). [83] E. Klinger, T. Liu, M. Padniuk, M. Engler, T. Kornack, S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, D. Budker, and A. Wickenbrock，核自旋陀螺仪中的极化动力学，ar Xiv:2210 07687 10 48550 2210 07687 2022 . . /arXiv. . ( )。[84] P. Sikivie，轴子、畴壁与早期宇宙，《物理评论快报》48, 1156 (1982). [85] M. Kawasaki, K. Saikawa, and T. Sekiguchi，拓扑缺陷产生的轴子暗物质，《物理评论 D》91, 065014 2015( )。[86] A. Vilenkin and A. E. Everett，含戈德斯通玻色子和赝戈德斯通玻色子的模型中的宇宙弦与畴壁，《物理评论快报》48, 1867 (1982). [87] M. Nagasawa and M. Kawasaki，轴子畴壁的坍缩与轴子发射，《物理评论 D》50, 4821 (1994).

[88] A. Derevianko and M. Pospelov，利用原子钟搜寻拓扑暗物质，《自然·物理》10, 933 (2014). [89] Y. B. Zeldovich, I. Y. Kobzarev, and L. B. Okun，离散对称性自发破缺的宇宙学后果，Zh. Eksp. Teor. Fiz. 67, 3 (1974). [90] D. Kim, D. F. Jackson Kimball, H. Masia-Roig, J. A. Smiga, A. Wickenbrock, D. Budker, Y. Kim, Y. C. Shin, and Y. K. Semertzidis，一种用于直接探测类轴子粒子畴壁的机器学习算法，《暗物质宇宙》37, 101118 (2022). [91] E. Braaten and H. Zhang，专题综述：轴子星物理学，Rev. Mod. Phys. 91, 041002 (2019). [92] J. Eby, M. Leembruggen, L. Street, P. Suranyi, and L. Wijewardhana，QCD轴子星的全局图景，《物理评论 D》100, 063002 (2019). [93] J. Eby, L. Street, P. Suranyi, and L. Wijewardhana，近普朗克尺度衰变常数下轴子星的全局图景，《物理评论 D》103, 063043 (2021). [94] J. Eby, M. Leembruggen, L. Street, P. Suranyi, and L. Wijewardhana，玻色子星研究中的近似方法，《物理评论 D》98, 123013 (2018). [95] P.-H. Chavanis，具有短程相互作用的牛顿自引力玻色-爱因斯坦凝聚体的质量-半径关系。I. 解析结果，《物理评论 D》84, 043531 2011( )。[96] P.-H. Chavanis and L. Delfini，具有短程相互作用的牛顿自引力玻色-爱因斯坦凝聚体的质量-半径关系。II. 数值结果，《物理评论 D》84, 043532 (2011). [97] J. Eby, P. Suranyi, and L. Wijewardhana，轴子星寿命，Mod. Phys. Lett. A 31, 1650090 (2016). [98] J. Eby, M. Ma, P. Suranyi, and L. Wijewardhana，超轻轴子凝聚体的衰变，《高能物理学杂志》2018 (1), 066. [99] H.-Y. Schive, M.-H. Liao, T.-P. Woo, S.-K. Wong, T. Chiueh, T. Broadhurst, and W. P. Hwang，通过三维模拟理解量子波暗物质的核-晕关系，《物理评论快报》( ) 113, 261302 2014 D ( )。[100] D. Levkov, A. Panin, and I. Tkachev，动力学区间内的引力玻色-爱因斯坦凝聚，《物理评论快报》121, 151301 (2018). [101] B. Eggemeier and J. C. Niemeyer，轴子微星团中轴子星的形成与质量增长，《物理评论 D》100, 063528 (2019). [102] K. Kirkpatrick, A. E. Mirasola, and C. Prescod- Weinstein，轴子微星团中玻色-爱因斯坦凝聚的弛豫时间，《物理评论 D》102, 103012 (2020). [103] L. Visinelli, S. Baum, J. Redondo, K. Freese, and F. Wilczek，稀薄和致密轴子星，《物理快报 B》777, 64 (2018). [104] H. Zhang，轴子星，Symmetry 12, 25 (2019). [105] D. F. Jackson Kimball, D. Budker, J. Eby, M. Pospelov, S. Pustelny, T. Scholtes, Y. V. Stadnik, A. Weis, and A. Wickenbrock，利用地面磁力仪网络搜寻轴子星和Q球，《物理评论 D》97, 043002 (2018). [106] M. Gleiser，伪稳定泡，《物理评论 D》49, 2978 1994( )。[107] E. W. Kolb and I. I. Tkachev，轴子微星团与玻色星，《物理评论快报》71, 3051 (1993).

[108]E. P. Honda 和 M. W. Choptuik，《球对称 φ 4 Klein-Gordon 模型中振荡子的精细结构》，《物理评论 D》65，084037（2002）。[109] M. Gleiser，《d 维振荡标量场团块与空间维数》，《物理快报 B》600，126（2004）。[110] K. Mukaida、M. Takimoto 和 M. Yamada，《关于 i 球/振荡子的长寿命》，JHEP 03，122，arXiv:1612.07750 [hep-ph]。[111] K. Mukaida、M. Takimoto 和 M. Yamada，《关于 I 球/振荡子的长寿命》，《高能物理学杂志》2017（3），122。[112] D. J. Kaup，《Klein-Gordon 测地星》，《物理评论》172，1331（1968）。[113] R. Ruffini 和 S. Bonazzola，《广义相对论中自引力粒子系统与状态方程概念》，《物理评论》187，1767（1969）。[114] F. E. Schunck 和 E. W. Mielke，《广义相对论玻色子星》，Class. Quantum Grav. 20，R301（2003）。[115] J. Barranco 和 A. Bernal，《由轴子构成的自引力系统》，《物理评论 D》83，043525（2011）。[116] P. Tinyakov、I. Tkachev 和 K. Zioutas，《来自轴子微星团的潮汐星流与轴子直接探测》，J. Cos mol. Astropart. Phys. 2016（01），035。[117] W. Anderson、P. Brady、J. Creighton 和 E. Flanagan，《用于探测引力辐射爆发源的超额功率统计量》，《物理评论 D》63，042003（2001）。[118] S. Coleman，《Q球》，Nucl. Phys. B 262，263（1985）。[119] T. D. Lee，《孤子星与黑洞的临界质量》，《物理评论 D》35，3637（1987）。[120] T.-D. Lee 和 Y. Pang，《非拓扑孤子》，Phys. Rep. 221，251（1992）。[121] A. Kusenko 和 P. J. Steinhardt，《作为自相互作用暗物质候选者的 Q 球》，《物理评论快报》87，141301 2001( )。[122] M. Colpi、S. L. Shapiro 和 I. Wasserman，《玻色子星：自相互作用标量场的引力平衡态》，《物理评论快报》57，2485（1986）。[123] E. Y. Nugaev 和 A. Shkerin，《具有 $U(1)$对称性的理论中的非拓扑孤子综述》，J. Exp. Theor. Phys. 130，301（2020）。[124] A. Kusenko 和 M. Shaposhnikov，《作为暗物质的超对称 Q 球》，《物理快报 B》418，46（1998）。[125] A. Kusenko、V. Kuzmin、M. Shaposhnikov 和 P. G. Tinyakov，《超对称暗物质 Q 球的实验特征》，《物理评论快报》80，3185（1998）。[126] R. Friedberg、T. Lee 和 A. Sirlin，《三维空间中的一类标量场孤子解》，《物理评论 D》13，2739（1976）。[127] K. Lee、J. A. Stein-Schabes、R. Watkins 和 L. M. Widrow，《规范 Q 球》，《物理评论 D》39，1665（1989）。[128] G. Rosen，《局域相对论场论中的膨胀协变性与精确解》，《物理评论》183，1186（1969）。[129] S. Theodorakis，《抛物型势中的解析 Q 球解》，《物理评论 D》61，047701（2000）。[130] I. Gulamov、E. Y. Nugaev 和 M. Smolyakov，《分段抛物势中的解析 Q 球解及其稳定性》，《物理评论 D》87，085043（2013）。[131] T. Ioannidou 和 N. Vlachos，《关于 Q 球轮廓函数》，数学物理学杂志 44，3562（2003）。[132] T. Ioannidou、A. Kouiroukidis 和 N. Vlachos，《一类 Q 球解的普适性：解析方法

，数学物理学杂志 **46** ，042306（2005）。

[133] J. Heeck、A. Rajaraman、R. Riley 和 C. B. Verhaaren，理解薄壁极限之外的Q球，《物理评论 D》103，045008（2021年）。[134] D. Jackson Kimball、D. Budker、J. Eby、M. Pospelov、S. Pustelny、T. Scholtes、Y. Stadnik、A. Weis 和 A. Wickenbrock，使用地面磁力仪网络搜索轴子星和Q球，《物理评论 D》97，043002（2018年）。[135] A. Helmi、S. D. White 和 V. Springel，暗物质晕的相空间结构：对暗物质直接探测实验的影响，《物理评论 D》66，063502（2002年）。[136] M. Kamionkowski 和 S. M. Koushiappas，银河系子结构与暗物质直接探测，《物理评论 D》77，103509（2008年）。[137] A. Derevianko，使用精密测量工具网络探测暗物质波，《物理评论 A》97，042506 2018年( )。[138] R. Hanbury Brown 和 R. Q. Twiss，两束相干光中的光子之间的关联，《自然》177，27（1956年）。[139] A. Banerjee、D. Budker、J. Eby、H. Kim 和 G. Perez，弛豫子星及其通过原子物理学的探测，《通信物理》3，1（2020年）。[140] H. Grote 和 Y. Stadnik，激光干涉式引力波探测器中的暗物质新颖信号，《物理评论研究》1，033187（2019年）。[141] A. Banerjee、D. Budker、J. Eby、V. V. Flambaum、H. Kim、O. Matsedonskyi 和 G. Perez，搜索地球/太阳轴子晕，《高能物理学杂志》2020年（9），4。[142] S. M. Vermeulen、P. Relton、H. Grote、V. Raymond、C. Affeldt、F. Bergamin、A. Bisht、M. Brinkmann、K. Danzmann、S. Doravari、 *et al.*，引力波探测器对标量场暗物质的直接限制，《自然》600，424（2021年）。[143] O. Tretiak、X. Zhang、N. L. Figueroa、D. Antypas、A. Brogna、A. Banerjee、G. Perez 和 D. Budker，改进射频范围内超轻标量暗物质的界限，《物理评论快报》129，031301（2022年）。[144] X. Xu 和 E. Siegel，太阳系中的暗物质，arXiv:0806.3767 10.48550/arXiv.0806.3767（2008年）。[145] I. Khriplovich 和 D. Shepelyansky，太阳系捕获暗物质，《现代物理学国际杂志 D》18，1903 2009年( )。[146] I. Khriplovich，太阳系捕获暗物质：简单估算，《现代物理学国际杂志 D》20，17（2011年）。[147] I. Khriplovich，太阳系捕获暗物质：解析估算，载于 *Gribov-80 Memorial Volume: Quantum Chromodynamics and Beyond*（World Scientific，2011年）第471–478页。[148] R. Brito、V. Cardoso 和 H. Okawa，恒星吸积暗物质，《物理评论快报》115，111301（2015年）。[149] R. Brito、V. Cardoso、C. F. Macedo、H. Okawa 和 C. Palenzuela，玻色暗物质与恒星之间的相互作用，《物理评论 D》93，044045（2016年）。[150] Y. V. Stadnik，《关于“量子传感器网络作为用于多信使天文学的奇异场望远镜”的评论》，arXiv:2111.14351（2021）。[151] J. Eby、S. Shirai、Y. V. Stadnik 和 V. Takhis-tov，《探测瞬变天体物理源发出的相对论性轴子》，《物理快报 B》825，136858（2022），arXiv:2106.14893 [hep-ph]。[152] S. Baum、M. A. Fedderke 和 P. W. Graham，《利用引力波探测器搜寻暗物质团块》，《物理评论 D》106，063015（2022）。[153] M. Baryakhtar、M. Galanis、R. Lasenby 和 O. Simon，《自相互作用标量场的黑洞超辐射》，《物理评论 D》103，095019（2021）。[154] M. A. Fedderke、P. W. Graham、D. F. Jackson Kim-ball 和 S. Kalia，《地球作为探测暗光子暗物质的换能器》，《物理评论 D》104，075023 2021( )。[155] M. A. Fedderke、P. W. Graham、D. F. Jackson Kimball 和 S. Kalia，《利用 SuperMAG 地磁场数据集搜寻暗光子暗物质》，《物理评论 D》104，095032 2021( )。[156] A. Arza、M. A. Fedderke、P. W. Graham、D. F. J. Kim-ball 和 S. Kalia，《地球作为探测轴子暗物质的换能器》，《物理评论 D》105，095007（2022）。[157] M. Vogelsberger 和 S. D. M. White，《星流与焦散：ΛCDM 晕的精细结构》，《皇家天文学会月报》413，1419（2011），arXiv:1002.3162 [astro-ph.CO]。[158] H. Kim 和 A. Lenoci，《波动暗物质的引力聚焦》，《物理评论 D》105，063032（2022），arXiv:2112.05718 [hep-ph]。[159] Y. Sofue，《地球表面低速暗物质的引力聚焦》，《星系》8，10 3390 8020042 2020 。/galaxies（）。[160] A. Kryemadhi、M. Maroudas、A. Mastronikolis 和 K. Zioutas，《流动暗物质的引力聚焦效应：一种新的探测概念》，10.48550/arXiv.2210.07367（2022），2210.07367。[161] B. R. Patla、R. J. Nemiroff、D. H. H. Hoffmann 和 K. Zioutas，《太阳或木星对慢速粒子的通量增强：能否在地球上探测到？》，《天体物理学杂志》780，158（2013）。[162] P. W. Graham、D. E. Kaplan 和 S. Rajendran，《电弱尺度的宇宙学弛豫》，《物理评论快报》115，221801（2015）。[163] A. Banerjee、H. Kim 和 G. Perez，《相干弛豫子暗物质》，《物理评论 D》100，115026（2019）。[164] T. A. Bowen、E. Zhivun、A. Wickenbrock、V. Dumont、S. D. Bale、C. Pankow、G. Dobler、J. S. Wurtele 和 D. Budker，《用于多尺度城市科学与信息学的磁力计网络》，《地球科学仪器、方法与数据系统》8，129（2019）。[165] V. Dumont、T. A. Bowen、R. Roglans、G. Dobler、M. S. Sharma、A. Karpf、S. D. Bale、A. Wickenbrock、E. Zhivun、T. Kornack、J. S. Wurtele 和 D. Budker，《城市是否拥有独特的磁脉冲？》，《应用物理学杂志》131，204902（2022）。