中国科学: 物理学 力学 天文学 2026 年 第 56 卷 第 10 期: 109518
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
评 述 环月低频射电天文台(鸿蒙计划)专题

基于超长波天文阵列的极高能宇宙线及中微子探测

陈林杰[1,2*], 程岭梅[2], 张建立[2]

1. 中国科学院国家空间科学中心太阳活动与空间天气全国重点实验室, 北京 100190
2. 中国科学院国家天文台, 北京 100101
*联系人, E-mail: chenlinjie@nssc.ac.cn

收稿日期: 2026-01-13; 接受日期: 2026-03-24; 网络出版日期: 2026-08-11
科技部SKA专项(编号: 2025SKA0110103)、国家自然科学基金(编号: 12373101, 12375108)、太空探源专项(编号: GJ11010405)和中国科学院技术支撑人才项目(编号: 2023134)资助

摘要 极高能宇宙射线(>10^{21} eV)的特性和来源至今仍是高能粒子物理学有待解决的重大科学问题. 为了探测流量极低的极高能宇宙线, 必须采用新的探测技术来实现超大的探测器. 当极高能宇宙线或中微子撞击到月面时, 基于Askaryan效应会产生射电辐射, 月球Askaryan技术以月壤为介质, 通过射电天线观测Askaryan辐射, 实现对极高能宇宙线的探测. 超长波天文阵列由多颗卫星组成绕月编队来形成射电阵列, 能够进行单天线或干涉观测. 基于这一阵列探测极高能宇宙线和中微子在月球上产生的射电脉冲信号, 可以利用天线的三维极化测量能力来确认信号是否来自Askaryan射电辐射, 利用多个天线之间的相干测量来提高探测的灵敏度, 进而确定信号的来源, 这些研究也将为未来的月球极高能粒子探测实验提供参考.

关键词 极高能, 宇宙线, 中微子, Askaryan射电辐射, 绕月射电阵列

PACS: 95.55.Vj, 95.85.Ry, 98.70.Sa, 95.85.Bh, 13.85.-t

1 引言

宇宙射线是来自外太空的带电高能次原子粒子, 在传播过程中会受到星际磁场而偏转, 到达探测器时早已失去了原初的方向信息, 从而无法根据所探测到的宇宙线到达方向来反推出源的方向, 而只能通过对来自源的中性粒子的测量来间接寻找宇宙线源. 与电磁辐射(光学、射电、伽马射线等)和宇宙线相比, 中微子由于不带电并且只有弱的相互作用, 所以其成为一种研究天体物理的极佳手段, 高能中微子的探测将在天体物理和粒子物理领域获得一系列科学发现, 研究前景广阔. 一个重要的应用就是研究宇宙线起源. 对于极高能宇宙线, 尽管有研究显示和宇宙大尺度物质分布有关[1], 但其起源还是一个悬而未决的问题. 极高能宇宙线在宇宙空间穿行过程中, 将与宇宙微波背景(Cosmic Microwave Background, CMB)辐射作用, 使极高能宇宙线损失能量变成较低能量粒子, 这就是宇宙线能谱的GZK截断[2], 伴随着这个过程将产生中微子($p\gamma\rightarrow n\pi^{+}\rightarrow n\mu+\nu\mu$等), 被称为宇宙学起源(Cosmogenic)中微子或简称为GZK中微子. 极高能宇宙线能谱的GZK截断已经由Abraham等人[3]和Abbasi等人[4]实验观测证实, 所以应该能观测到GZK中微子. 对

引用格式: 陈林杰, 程岭梅, 张建立. 基于超长波天文阵列的极高能宇宙线及中微子探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 109518
Chen L J, Cheng L M, Zhang J L. Detection of ultra-high-energy cosmic rays and neutrinos with ultra-long-wavelength radio array (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 109518, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0022

© 2026《中国科学》杂志社

GZK中微子的观测将检验极高能宇宙线起源的模型和极高能宇宙线的成分等. 由于GZK机制, 极大地限制了所能探测的极高能宇宙线源的距离, 但是由于中微子的特性, 将使我们能探测更远的距离, 到达GZK中微子的产生地, 进而在一定方向精度下探测到极高能宇宙线源.

在极高能宇宙线起源的理论框架中, 除了上述“自下而上”的粒子加速机制, “自上而下(Top-down, TD)”模型是另一类关键替代理论[5]. 该模型认为, 极高能宇宙线并非来自天体物理环境中的加速过程, 而是源于超重“X粒子”(质量接近大统一能标)的衰变——这类X粒子可能是早期宇宙对称性破缺相变产生的拓扑缺陷遗迹, 或者寿命与宇宙年龄相当的超重暗物质; X粒子衰变时会产生夸克与轻子, 其中夸克通过强子化形成强子喷流, 喷流中不稳定强子(如π介子)衰变后会伴随中微子(即TD模型中微子)辐射. 不过, TD模型受严格观测约束(如结合河外弥漫GeV伽马射线背景观测, 其参数空间已被显著压缩[5]), 对TD中微子的探测是检验该模型及极高能宇宙线“自上而下”起源的核心途径.

在高能宇宙射线的观测中, 一个最主要的困难在于它的流量特别低, 传统探测高能宇宙射线的手段是借助于大型的粒子探测器. 目前探测面积最大的是位于阿根廷的Pierre Auger Observatory(PAO)[6], 覆盖高达3000 km^2, 每年也仅能探测到20个左右能量大于5.6×10^{19} eV的事件[7]. 为了探测并确定这些高能粒子的来源, 必须建造更大的探测器. 然而受地理环境、建造成本、维护难度等因素的限制, 很难实现足够大的有效探测面积及高灵敏度. 为此, 必须采取新的探测手段和技术.

近年来, 高能宇宙线及中微子的射电探测方法获得了迅速发展, 其射电辐射的理论最早是由苏联科学家Askaryan于1962年提出, 当高能粒子与介质中的电子相互作用时会产生占总量约20%左右的静电荷过剩, 而这些高速运动的电子将会产生切伦科夫射电辐射. 他同时也指出一些合适的介质如冰、岩盐、月壤或大气[8]. 在这之后, 大量的科学实验被提出来用以对高能宇宙射线进行观测: 在南极, 开展了多个以冰为介质的射电探测中微子的实验, 如RICE[9], ANITA[10]和IceCube[11]等, 高能中微子簇射在冰中会产生Askaryan效应, 发射类似切伦科夫辐射的相干射电辐射, 这类实验就是探测这种辐射.

利用月球Askaryan技术同时进行高能宇宙线和中微子探测的方法最早由Dagkesamanskii等人在1989年提出[12]. 由于月球表面能够提供巨大的接收面积, 因此利用月球来进行极高能宇宙射线(Ultra-high-energy Cosmic Ray, UHECR)和中微子(Ultra-high-energy Cosmic Neutrino, UHECν)探测受到了很大的重视, 并相继提出了一系列的地基实验来开展月球高能粒子的探测, 包括Parkes[13], GLUE[14], Kalyazin[15], LUNASKA[16,17], RESUN[18], AuScope[19]等.

基于高能宇宙线及中微子的射电辐射理论可知, 高能宇宙线和中微子在月壤中产生的簇射尺寸约为10 cm, 由此产生的相干射电辐射预计在约3 GHz时强度达到最大[17], 因此前期大部分的月球极高能宇宙线和中微子实验的探测频率集中在GHz频段. 然而, Scholten等人在2006年的研究中指出相比于在高频段对这种相干射电脉冲进行观测, 在低频段(波长大于粒子簇射的长度)利用射电的方法对高能粒子进行观测将更为有效[20]. 相比于在高频频段, 低频频段最大的优势在于基于Askaryan效应产生的射电辐射在切伦科夫角附近的辐射角度大大扩展了, 这将极大地增加射电辐射逃逸出月面被射电天线探测到的概率, 从而提高宇宙线和中微子探测的效率. 虽然在低频频段切伦科夫射电辐射的峰值强度降低了, 但是宇宙线或中微子能量的提高会抵消由此带来的影响. 在低频频段进行极高能粒子的探测, 还可以降低月壤对射电脉冲信号的衰减. 基于以上的原因, 一些低频频段的月球极高能宇宙线和中微子实验也被提了出来, 如NuMoon[21], LOFAR[22]等.

相比于在地球上对月球极高能宇宙线和中微子的观测, 月基射电望远镜距离月面很近, 例如绕月轨道上的射电望远镜, 距离仅几百千米甚至更近, 其观测到的月球射电脉冲信号比地面上的望远镜观测的信号强度要高60 dB以上. 此外, 在月球观测不用考虑电离层的色散效应, 且射电干扰极少. 因此, 利用月基射电望远镜探测高能宇宙线和中微子也获得了越来越多的重视, 并开展了相关的研究. 2006年左右, Gusev等人提出了Lunar Orbital Radio Detector(LORD)实验项目[23], 对LORD实验探测高能宇宙线和中微子的性能进行了分析, 并设计了实验的初步方案. 2007年, Stål等人对利用绕月卫星探测极高能中微子进行了蒙特卡罗仿真分析[24]. 2018年, Aminaei等人对绕月轨道及月面上的射电望远镜探测极高能宇宙线和中微子进行了研究, 分

析了望远镜在低频段150 MHz和高频段1.5 GHz的探测能力[25]，结果表明月球轨道上的望远镜相比于月面上的望远镜更具有优势. 2023年，Chen等人针对绕月射电望远镜阵列，分析了利用其进行月球极高能宇宙线和中微子探测的能力，首次提出利用三颗卫星上的天线即可能初步确定月球极高能粒子的来源方向[26].

本文将研究利用月球轨道超长波天文阵列(“鸿蒙计划”)探测极高能宇宙射线或中微子. 论文结构安排如下: 第2节描述月球Askaryan射电辐射的模型. 第3节分析超长波天文阵列的探测高能粒子的灵敏度. 第4节计算和分析月球UHECR和UHECν事件的孔径和流量限. 最后的第5节给出了论文的总结与结论.

2　月球Askaryan射电辐射

当高能宇宙线穿过致密介质(如月壤)时，会触发重子物质的级联簇射，随着簇射中的正电子在飞行过程的湮灭，会造成负电荷超出，进而产生相干切伦科夫射电辐射，其频率介于MHz和GHz之间[27]. 月球Askaryan技术就是通过探测极高能宇宙线与月壤相互作用产生的纳秒级脉冲进而探测极高能宇宙线的方法. 这些射电辐射在月壤中传播一定距离，然后经月面逃逸到空间中，如果其传播方向在月球轨道射电望远镜的视场内并被探测到，且幅度超过一定的阈值，就会作为候选的高能粒子事例被记录. 为了研究月基极高能宇宙射线与中微子的探测，就需要对月球Askaryan辐射的电磁特性进行了建模，包括射电探测器的各种系统参数等.

对于月球极高能粒子的探测，望远镜的探测灵敏度是一个关键参数，其主要表现为时域内接收系统的实时灵敏度，系统噪声和有效接收面积是主要的影响因素. 有效孔径是另一个关键参数，它直接取决于天线所照射的月球表面区域. 该物理表面面积由天线波束宽度和天线距月面的高度决定，而天线高度也会影响探测到的Askaryan射电辐射强度. 通过大量的蒙特卡罗仿真和实验测试，不同介质中的Askaryan射电辐射已经得到了参数化的计算和分析，如式(1)所示[26–29]:

$$\varepsilon(E,d,f,\theta)=8.45\frac{2.32^{1.23}Ef\sin\theta}{10^{20}\ \mathrm{eV}\left(2.32^{1.23}\ \mathrm{GHz}+f^{1.23}\right)R\sin\theta_C}\mathrm{e}^{-\frac{Z^2}{2}},\tag{1}$$

这里R为辐射源距离探测器的距离；E是高能粒子的初始能量，单位为eV；f为频率，单位为GHz. 公式中$\sin\theta/\sin\theta_C$为射电辐射相对于切伦科夫角θ_C的角分布模型, 其中$\theta_C=\cos^{-1}(1/n)$, n为月壤的折射率；参照大多数月球Askaryan射电探测实验的工作[16,26,28]，这里月壤的折射率取值为1.73. $Z=(\cos\theta-\cos\theta_C)/\Delta_C\sin\theta_C$；扩展角$\Delta_C=0.0754L(E_0)/fL(E)$，单位为弧度；簇射长度$L(E)=12.7+2\lg(E/E_0)/3$, $E_0=10^{20}$ eV. 需要说明的是，不同于高能宇宙线，在计算高能中微子所产生的射电信号强度时，其初始能量中仅有约20%会转化为射电辐射的能量.

此外，月壤中的射电辐射在逃逸出月面时会受到反射和折射的影响，在计算辐射电场的强度时也必须考虑这一因素. 基于菲涅尔定律，水平极化的传输系数可以表示为$t_{\parallel}(\theta_S)=2\cos r/(n\cos r+\cos i)$. 其中$\theta_S$为极角, 与角度$r$和$i$具有唯一对应关系, 如图1所示. r指电磁波穿过月面进入自由空间时相对于法线的折射角，i为入射角. r与i满足关系式: $\sin i=\sin r/n$. 因此，射电望远镜探测到的极高能粒子在月壤中产生的Askaryan辐射可以表示为$\varepsilon(E,d,f,\theta)t_{\parallel}(\theta_S)$.

3　超长波天文阵列探测实验分析

3.1　超长波天文阵列简介

超长波天文阵列“鸿蒙计划”旨在利用多颗卫星组

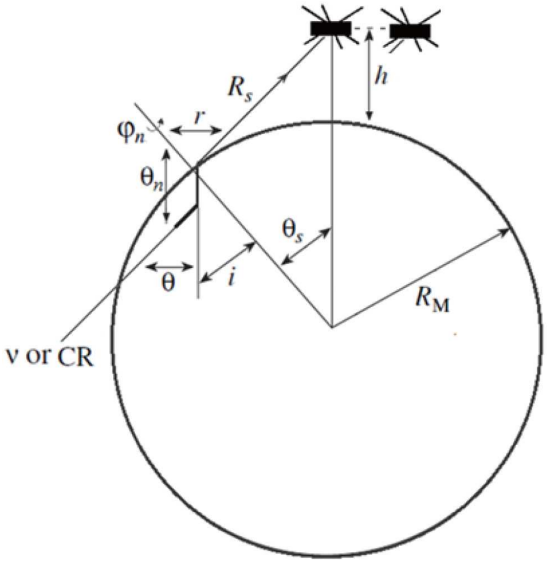


图 1　超长波天文阵列单天线探测极高能粒子示意图
Figure 1　Schematic view of radio detections of the UHECR or UHECν with lunar orbital telescope.

成绕月编队来形成射电阵列，实现在月球背面开展空间低频射电天文探测．项目拟采用1颗主星和9颗子星绕月编队的方式，在300 km绕月圆轨道线形编队形成基线为100 m–100 km的空间分布式干涉阵列，利用编队协同观测和轨道演化带来的基线变化，实现对宇宙黑暗时代的空间探测．

9颗子星中有1颗携带高频频谱仪(技术指标如表1所示)，将在30–120 MHz频段进行极高精度的全天频谱测量，开展对宇宙黑暗时期和黎明时代的探索．另外8颗子星在0.1–30 MHz频段进行科学探测，探测数据传输至主星，经主星的互相关处理单元完成数据处理后下行至地面接收站．根据设计，8颗低频子星在进行干涉测量的同时也能够进行高精度的频谱测量(技术指标如表2所示)，从而给出超长波波段的宇宙射电天图和频谱[30]．

超长波天文阵列中有8颗子星工作在低频段, 采用2.5 m长的三极子矢量天线进行观测, 如图2所示. 基于三极子天线的特性，它可以探测空间电磁场的三维矢量，从而可以获取电磁波的三维极化信息．阵列中的高频子星采用球锥形天线进行观测，其只能提供单极化的全天频谱测量, 不具备极化测量的能力.

基于月球Askaryan效应的辐射理论可知，极高能宇宙线或中微子撞击月壤产生的射电辐射是高度线极化的信号，在探测的时候需要通过信号的极化特性来确认其是否来自于上述过程．此外，星上有限的资源限制了天线的尺寸，单个天线的灵敏度很低．为了探测微弱的Askaryan射电脉冲信号，需要多个天线之间的相干测量来提高探测的灵敏度，进而确定信号的来源方向．因此，本文的研究只考虑了超长波天文阵列中的低频天线对极高能粒子的射电探测.

表 1　高频频谱仪(包括1颗子星)技术指标

Table 1　Specifications of the high frequency band interferometric imaging spectrometer

技术参数	技术指标
天线	尺寸小、波瓣与频率无关、响应平坦
极化	单极化
频率	30–120 MHz
灵敏度	优于0.1 K@80 MHz(1 MHz带宽, 10 min积分时间)
动态范围	80 dB
频谱分辨率	100 kHz

表 2　低频干涉成像谱仪(包括8颗子星)技术指标

Table 2　Specifications of the low frequency band interferometric imaging spectrometer

技术参数	技术指标
天线	8×2.5 m三正交单极子
极化	三正交
探测频率	0.1–30 MHz
基线覆盖	100 m–100 km
空间分辨率	优于0.18°@1 MHz, 0.012°@30 MHz
谱分辨点数	优于8192
探测灵敏度	优于1000 K@30 MHz(1 MHz带宽, 10 min积分时间)

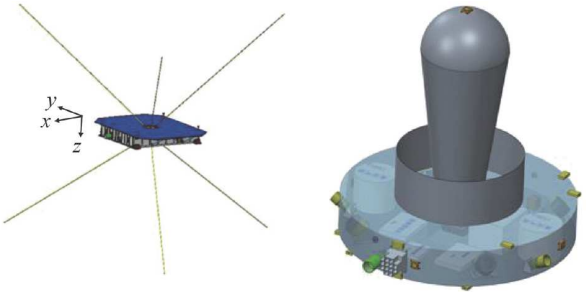


图 2　超长波天文阵列的低频子星天线和高频子星天线[30]

Figure 2　Low frequency daughter satellite with the deployed antenna and high frequency daughter satellite with antenna [30].

3.2　Askaryan射电信号的干扰去除和触发机制

对于月球极高能粒子的探测，射频干扰(Radio Frequency Interference，RFI)是一个严重的阻碍因素．它使得从强子级联中甄别真实射电脉冲信号变得非常困难．虽然超长波天文阵列已采取各种设计措施来对卫星平台自身的射电干扰进行抑制，但是要彻底消除射电干扰是很难实现的．针对不同类型的射频干扰，窄带射频干扰较易识别，因为望远镜本身的电磁辐射背景已进行了充分的测试和分析．真正的挑战在于对未知来源的瞬态射频干扰的处理．基于月球Askaryan射电辐射的特性，它是一个线极化的脉冲信号，脉冲的宽度为纳秒量级，为此可以通过分析信号的是否为高度线偏振信号、时间宽度是否为10–20 ns以内及信号来源是否为月球等将其与预期的Askaryan射电脉冲区分开来[20]，其中极化特性和时间宽度是其最显著的判别特征．尽管射频干扰也可能呈现爆发式信号形态，但其持续时间通常还远大于纳秒量级；因此高时间分辨率对于在射频干扰信号中甄别月球Askaryan射电脉

冲至关重要. 此外, 利用超长波天文阵列不同卫星信号之间的相干处理排除射频干扰也是高效且便捷的途径.

月球Askaryan射电探测需要高时间分辨率和高动态范围, 以甄别微弱的纳秒量级的射电脉冲. 超长波天文阵列低频天线的AD采样频率是80 MSPS, 精度为14位, 单天线的数据率为420 MB/s. 如此高的数据率使得记录所有原始数据变得极为困难, 尤其是对于绕月射电探测设备, 因此接收机中必须进行实时的信号触发, 这也是大多数月球Askaryan实验中采用的方式. 相比于大多数实验采用的GHz采样, 虽然超长波天文阵列低频天线的AD采样频率仅为80 MHz, 对于极高能粒子在月壤中产生的纳秒级射电脉冲探测来说稍显不足, 但是并非不可用. 当然, 如果采样频率能够进一步提高, 探测效果就会更好. 此外, 可以调整低频天线三个阵子接收到的信号的相位, 然后累加, 也即进行数字波束合成, 以提高天线的灵敏度, 并获得一定的波束指向. 然后对波束合成后的信号进行实时的脉冲触发, 将进一步提高探测的灵敏度.

通常, 对时域脉冲信号的检测可以利用幅度检测、功率检测、匹配滤波以及相干检测等方法, 但由于星上实时数据处理单元资源的限制, 触发算法的能力及效率很难达到离线分析的水平, 这将影响对月球Askaryan射电辐射的探测. 在实际实验中, 为了弥补资源限制导致的灵敏度损失, 星上实时触发的标准可以设计得低于理论阈值, 以确保单个子星能够记录下所有潜在的脉冲信号, 这将产生更多的候选事件和记录数据. 实际的仿真分析中, 设定的检测阈值为噪声信号方差的3倍, 理论上系统热噪声的起伏将产生约0.27%的误触发信号, 考虑到星上的存储资源, 这一误触发率是可以接受的. 由于阵列星间基线为100 m–100 km, 因此单个天线触发需要记录不低于260 ns–260 μs的数据, 以便在地面的离线处理中搜索不同子星之间的干涉条纹, 干涉得到的延迟结果用以定位脉冲信号的来源, 并进一步排除局地的射频干扰. 由于300 km轨道上月球覆盖超过20%的天空, 目前阵列不同卫星间纳秒级的同步精度是完全能够满足定位要求的.

3.3　单天线及阵列的探测灵敏度

射电天文观测中, 射电望远镜的灵敏度可以用系统等效流量密度(System Flow Equivalent Density, SFED, $F = kT_{\rm sys}/A_{\rm eff}$)来表示, 单位为央斯基. 但对于切伦科夫射电辐射, 通常采用电场强度(单位: V/m/Hz)来表征其产生的相干射电脉冲的强度. 为了分析射电望远镜对Askaryan射电脉冲的探测灵敏度, 需将望远镜灵敏度转换为电场强度的形式.

假设射电望远镜在观测带宽内具有平坦的系统噪声谱, 其探测灵敏度(最小可检测电场强度)与系统噪声温度$T_{\rm sys}$、自由空间的阻抗Z_0、天线的有效接收面积$A_{\rm eff}$以及观测带宽Δf有关[28], 可表示如下:

$$\varepsilon_{\min} = N_\sigma \sqrt{\frac{kT_{\rm sys}Z_0}{A_{\rm eff}\Delta f}}, \tag{2}$$

其中N_σ为抑制热噪声的最小方差数.

在超长波波段, 银河系背景的亮温随频率变化非常大, 从30 MHz约10^4 K上升到1 MHz左右约2.6×10^7 K[31], 导致射电望远镜的系统噪声变化也非常大, 且大部分观测频带天空背景的噪声占主导; 此外, 望远镜也会接受到来自月球自身以及反射的噪声信号, 相比于银河系背景, 这部分信号的占比在7%以下[32]. 在超长波波段内, 天线为电小天线, 其工作波长从10到3000 m, 天线的有效接收面积也随频率变化很大; 因此, 射电望远镜的电场强度灵敏度公式(2)将不再适用, 必须对系统等效流量密度在频率范围内进行积分, 然后再在工作频段内求平均, 才能获得更为真实的望远镜灵敏度, 详见前期工作[26]中的分析:

$$\varepsilon_{\min} = N_\sigma \sqrt{\frac{k\int_{f_L}^{f_H}\frac{T_{\rm sys}(f)Z_0}{A_{\rm eff}(f)}{\rm d}f}{\Delta f}}. \tag{3}$$

由式(3)可知, 观测带宽越宽, 原则上灵敏度越高. 但低频段天空背景的亮温随着频率的降低呈指数升高, 由此带来系统温度的增加. 因此, 探测极高能粒子射电辐射的频率下限并不是越低越好. 考虑到超长波天文阵列的低频天线工作带宽为0.1–30 MHz, 探测的频率上限可以设定为30 MHz. 为了确定最优的频率下限值以获得最高的天线灵敏度, 我们对不同频率下限值的情况进行了仿真分析.

由图3可知, 对于低频天线的单个极子, 在频率下限值为4 MHz时天线的灵敏度最高,为1.952 μV/(m MHz). 当天线的三个极子进行波束合成后, 其灵敏度进一步提高到1.127 μV/(m MHz). 此时, 低频天线的探测频率为4–30 MHz. 考虑到天空背景温度在低频段急剧增

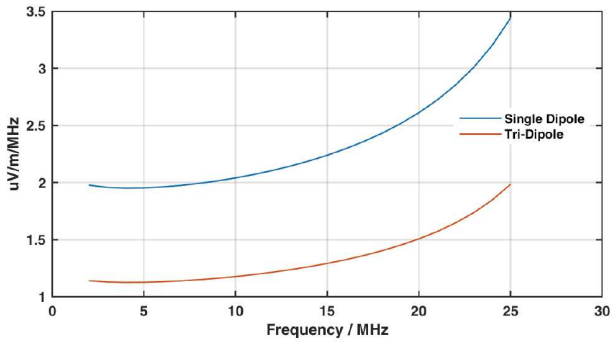


图 3　低频天线的灵敏度随探测频率下限值的变化
Figure 3　Simulated antenna sensitivity for different frequency limit.

加，降低频率下限带来的频带增加已很难抵消接收机系统温度的升高, 这一结果也是可以理解的.

对于超长波天文阵列，子星之间的距离最远可达100 km. 由于星上资源的限制, 对于Askaryan射电辐射的探测，很难通过对不同子星的信号进行实时的条纹搜索来实现高效触发. 因此，信号的触发和记录只能在各子星上单独实现，这就导致阵列探测射电脉冲的灵敏度只取决于单个低频天线系统的灵敏度，如图3所示, 而与子星数量的多少关系不大.

4　月球极高能粒子探测结果分析

本研究采用先前工作[26]中提出的方法来分析超长波天文阵列探测月球极高能粒子的性能. 该方法的基本原理是根据射电望远镜的灵敏度设定探测的阈值，通过判断月球Askaryan射电辐射是否超过阈值来确定探测的孔径. 在计算孔径时，主要通过将立体角$\Delta\Omega$对月表角度(θ_S, φ_S)以及级联簇射轴相对于月表法线的角度(θ_n, φ_n)进行积分，如图1所示，对于能量为E的高能粒子可通过式(4)计算探测的孔径大小:

$$A(E) = A_0 \int \Delta\Omega(E,\theta_S)\mathrm{d}\cos\theta_S, \tag{4}$$

这里A_0为月球半球的物理面积, $A_0 = 2\pi R_M^2$.

基于与模型无关的估计[28]，在给定的观测时间$T_{\rm obs}$内假定零观测事例, 则高能粒子的流量限制$J(E)$可以由下式[33]给出:

$$\frac{\mathrm{d}J(E)}{\mathrm{d}E} \leqslant \frac{2.3}{EA(E)T_{\rm obs}}. \tag{5}$$

4.1　极高能宇宙线

对于极高能宇宙射线，其产生的级联簇射通常发生在靠近月表的月壤中, 来自月球下半球方向(相对于射电望远镜的位置)的高能粒子产生的Askaryan射电辐射很难被上半球轨道上的射电望远镜探测到. 因此, 在计算有效孔径的立体角时只考虑月球的上半球($\cos\theta_n > 0$)的贡献[26]:

$$\Delta\Omega_{CR} = \int \cos\theta_n \Theta\left[\varepsilon(E,\theta_S,\theta) - \varepsilon_{\min}\right] \times \Theta\cos\theta_n \mathrm{d}\varphi_n \mathrm{d}\cos\theta_n. \tag{6}$$

上式(6)用来计算望远镜探测高能宇宙线的有效孔径. 这里, 单位阶跃函数$\Theta[\varepsilon-\varepsilon_{\min}]$仅选择那些能够产生射电辐射强度大于最低阈值的高能粒子事件; $\Theta[\cos\theta_n]$仅选择$\cos\theta_n > 0$的情况.

为了分析超长波天文阵列探测极高能宇宙线的能力, 可以利用式(4)和(5)在月面上进行积分得到探测的有效孔径. 考虑到阵列中8个子星的最远间距为100 km，所有子星上的天线相比于单个子星的天线照射月球的物理面积仅增加了约2.8%，影响很小. 为了简化计算, 文中只分析了单个子星的情况.

在第3节的分析中我们获得了低频天线探测月球Askaryan射电脉冲的天线最优灵敏度，并确认了相应的探测频率. 由于Askaryan射电辐射在低频段随着频率的降低而减弱，不同频段的射电信号平均强度不同, 因此当天线的灵敏度最高时对极高能粒子的探测并不一定能获得最优的探测性能. 为此, 我们仿真并计算了不同探测频段下的有效孔径.

由图4可知，对于低频天线的单极子，其探测高能宇宙线的最低能量阈值为5×10^{20} eV，而对于波束合成后的三极子，这一阈值降低为3×10^{20} eV. 不管是单极子还是三极子, 在宇宙线的能量大于~3×10^{22} eV时，超长波天文阵列探测宇宙线的有效孔径达到峰值. 这是因为宇宙线引起的簇射主要发生在月壤的表面，只有天线照射的月球上表面可以形成有效的孔径，而天线照射的物理面积是一定的，因此宇宙线的孔径较快地达到峰值.

同时我们也可以看到，当天线的观测频带为14–30 MHz时，探测的有效孔径最大，探测灵敏度最优，这与天线的灵敏度最优频带4–30 MHz是不同的. 考虑到在14–30 MHz频带内天线的灵敏度虽然不是最优，但是月球Askaryan射电辐射的平均强度要大于

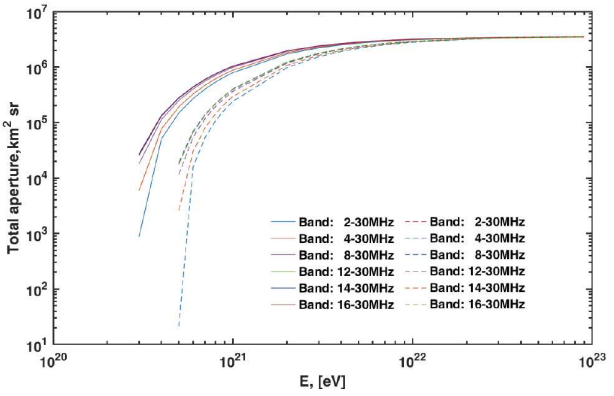


图 4　低频天线单极子(虚线)及三极子波束合成(实线)模式下探测月球极高能宇宙线的有效孔径

Figure 4　Total aperture for the dipole (dashed line) and tri-dipole (solid line) modes of the DSL antenna for detecting ultra-high-energy cosmic rays.

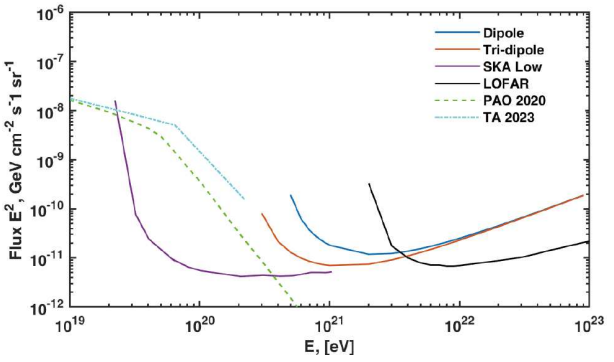


图 5　低频天线对极高能宇宙线的流量限制对比, 观测时间为1年; SKA-Low和LOFAR的观测时间为1000 h, 流量数据来自于文献[26]的再处理; PAO和TA的结果来自于文献[34,35]的实测数据再处理

Figure 5　Comparison of UHECR flux limits for DSL, SKA-Low, LOFAR, PAO, and TA. The observation time for DSL is 1 year, and for both SKA-Low and LOFAR it is 1000 h [26]. The data for PAO and TA is reproduced from refs. [34,35], respectively.

4–30 MHz这一频段, 综合Askaryan射电信号的强度和探测天线的灵敏度这两个因素, 上述有效孔径的结果也是合理的.

利用仿真得到的超长波天文阵列探测极高能宇宙线的有效孔径, 在探测灵敏度最优的观测频带内, 我们对极高能宇宙线的流量限制进行了计算. 如图5所示, 利用低频三极子天线获得的流量限制在10^{21} eV达到最优, 且与SKA-Low和LOFAR的灵敏度相当. 同时也可以看到, 超长波天文阵列、SKA-Low和LOFAR探测极高能宇宙线的能量范围有所不同. SKA-Low主要探测能量在10^{19}–10^{21} eV范围内的宇宙线, 超长波天文阵列探测能量大于3×10^{20} eV的宇宙线, 而LOFAR探测的宇宙线能量则大于2×10^{21} eV.

4.2　极高能中微子

相比于极高能宇宙线, 中微子在月壤中产生的强子级联簇射主要发生在月球的深处, 来自月球上下半球方向的中微子产生的Askaryan射电辐射均有可能被月球轨道上的射电望远镜探测到. 因此, 在分析超长波天文阵列探测极高能中微子时, 月球上下半球的贡献都必须被考虑进去. 同时, 由于产生于月球深处的Askaryan射电辐射在逃逸出月面之前需要传播较长的距离, 分析时也必须考虑月壤对于信号的衰减:

$$\Delta\Omega_{\nu}^{+}=\int\frac{2\ell\cos i}{L_{\nu N}(E)}\ln\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\min}}\Theta\left[\varepsilon(E,\theta_S,\theta)-\varepsilon_{\min}\right]\mathrm{d}\varphi_n\mathrm{d}\cos\theta_n, \tag{7}$$

$$\Delta\Omega_{\nu}^{-}=\int\frac{2\ell\cos i}{L_{\nu N}(E)}\ln\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\min}}\mathrm{e}^{-\frac{2R_M|\cos\theta_n|}{L_{\nu N}(E)}}\times\Theta\left[\varepsilon(E,\theta_S,\theta)-\varepsilon_{\min}\right]\mathrm{d}\varphi_n\mathrm{d}\cos\theta_n, \tag{8}$$

这里, 假定极高能中微子的初始能量仅有20%会转化为强子级联的能量. 式(7)中的$\Delta\Omega^{+}$和式(8)中的$\Delta\Omega^{-}$分别表示探测极高能中微子时月球上下半球分别对应的立体角, 由此可以进一步计算总的有效孔径[26]. ℓ是射电波在月壤中的衰减长度, 中微子-核子的相互作用长度$L_{\nu N}=122(E_0/E)^{1/3}$ km[23]. 对于月球上半球的情况, 为了简化计算, 在绝大多数情况下可以假定$\ell/L_{\nu N}\ll1$.

为了分析超长波天文阵列探测极高能中微子的最优探测性能, 我们仿真并计算了不同探测频段下的有效孔径. 由图6可知, 对于低频天线波束合成后的三极子, 其探测极高能中微子的最低能量阈值为2×10^{21} eV. 随着能量的提高, 探测的有效孔径没有明显的峰值出现. 考虑到中微子引发的簇射主要位于月壤深处, 只要粒子的能量足够高, 月壤深处的射电辐射就同样可以逃逸出月面被天线接收到, 即天线没有照射的月面下表面也可以形成有效孔径, 因此其最大有效孔径受天线照射物理面积的影响不大.

此外, 我们也可以看到, 对于不同的观测频段, 探测的有效孔径有一定的差别, 且在低能量段和高能量段出现了交叉, 例如某些频段其低能段的灵敏度较好,

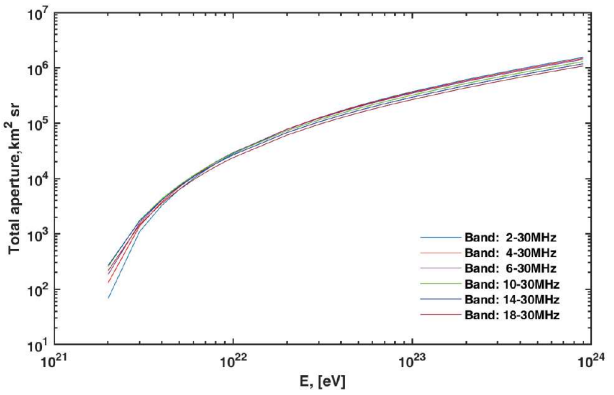


图 6　低频天线三极子波束合成模式下探测月球极高能中微子的有效孔径

Figure 6　Total aperture for the tri-dipole antenna of DSL to detect ultra-high-energy neutrinos.

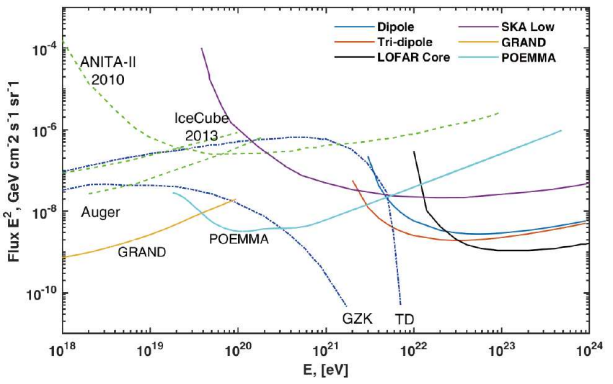


图 7　低频天线对极高能中微子的流量限制对比, 观测时间为1年; SKA-Low和LOFAR的观测时间为1000 h, 流量数据来自于文献[25]的再处理

Figure 7　Comparison of UHECv flux limits for DSL, SKA-Low, and LOFAR. The observation time for DSL is 1 year, and for both SKA-Low and LOFAR it is 1000 h [25].

但高能段的灵敏度反而较差. 这可能与中微子的能量、级联簇射的深度、观测频段的射电辐射强度以及天线灵敏度相关. 在这种情况下, 很难找到一个在所有能量上探测灵敏度都最优的观测频段. 为此, 可以选择折中的频段进行探测, 使得超长波天文阵列在所有能量段上都获得较好的中微子探测灵敏度, 如10–30 MHz频段.

利用超长波天文阵列探测极高能中微子的有效孔径, 在观测频段设置为10–30 MHz的情况下, 我们计算了极高能中微子的流量限制, 并将其与LOFAR[22], SKA-Low[29], Auger[36], IceCube[37], ANITA[38], GRAND[39]和POEMMA[40]等实验的流量限制进行了对比, 还包括GZK[41]和TD[5]模型预测的中微子流量. 如图7所示, 利用超长波天文阵列的低频三极子天线获得的流量限制在能量大于10^{22} eV时优于SKA-Low, 且在3×10^{22} eV处与LOFAR相当. 同时也能够看到, 超长波天文阵列很难实现对GZK中微子的有效探测; 但对>3×10^{20} eV极高能宇宙线的高效探测, 可反推其天体物理加速源的环境特性与加速效率, 进而对“自下而上”机制中微子的产生效率、能谱分布形成间接观测约束, 与IceCube, Auger等实验形成多信使联合分析. 如果中微子TD理论模型成立, 在1年的观测时间内, 就有可能探测到约46例中微子事例.

5　总结

低频射电方法是探测极高能宇宙线及中微子一个极具潜力的手段. 基于月球Askaryan技术, 超长波天文阵列可以充分利用距离月球近、没有电离层影响以及干扰少等优点, 实现对极高能宇宙线和中微子的探测. 它包括1个高频子星上的高频天线和8个低频子星上的低频天线. 针对月壤中产生的Askaryan射电脉冲信号, 低频子星上的三极子天线因其可以进行极化测量和星间的相干测量, 更适合开展月球高能粒子的探测.

文中对利用超长波天文阵列进行极高能宇宙线和中微子的探测进行了分析. 研究结果表明, 低频天线在4–30 MHz频带内具有最高的天线灵敏度, 但对于极高能宇宙线探测, 最佳的观测频段却为14–30 MHz, 此时低频天线系统具有最优的探测灵敏度. 极高能中微子的情况与此不同, 它没有一个最佳的观测频段, 但10–30 MHz频段可能是一个更为可行的选择. 有效孔径和流量限制的结果也进一步说明即使是单个低频天线, 也能够获得和地面大型射电阵列相当的探测能力, 只是它们探测的高能粒子能量范围有所不同.

此外, 基于PAO观测获得的极高能宇宙线的流量进行了仿真分析, 结果显示, 超长波天文阵列在1年时间内有可能探测到1例有效的宇宙线事例. 基于不同模型下的极高能中微子的流量限制也进行了仿真分析, 以超长波天文阵列的灵敏度, 很难实现对GZK中微子的探测; 如果TD中微子模型成立, 该实验就有望在1年内探测到约46例中微子事例. 即便未观测到相关事例, 也能对该模型及其他非标准物理模型的极高能中微子流量给出更严格的空间射电观测上限.

参考文献

1 Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. Large-scale cosmic-ray anisotropies above 4 EeV measured by the Pierre Auger observatory. Astrophys J, 2018, 868: 4

2 Greisen K. End to the cosmic-ray spectrum? Phys Rev Lett, 1966, 16: 748–750

3 Abraham J, Abreu P, Aglietta M, et al. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV. Phys Rev Lett, 2008, 101: 061101

4 Abbasi R U, Abu-Zayyad T, Allen M, et al. First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression. Phys Rev Lett, 2008, 100: 101101

5 Semikoz D V, Sigl G. Ultra-high energy neutrino fluxes: New constraints and implications. J Cosmol Astropart Phys, 2004, 4: 003

6 Abraham J, Aglietta M, Aguirre I C, et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. Nucl Instruments Methods Phys Res Sect A-Accelerators Spectrometers Detectors Associated Equipment, 2004, 523: 50–95

7 Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. Phys Rev D, 2020, 102: 062005

8 Askaryan G. Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission. Soviet Phys JETP-USSR, 1962, 14: 441–443

9 Kravchenko I. Status of RICE and preparations for the next generation radio neutrino experiment in Antarctica. Nucl Instruments Methods Phys Res Sect A-Accelerators Spectrometers Detectors Associated Equipment, 2012, 692: 233–235

10 Miocinovic P, Barwick S W, Beatty J J, et al. Tuning into UHE neutrinos in Antarctica—The ANITA experiment. In: Proceedings of the 22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics at Stanford. 2004. 765–770

11 Ma W Y. Physics potential of the IceCube upgrade. J Phys-Conf Ser, 2020, 1468: 012169

12 Dagkesamanskii R D, Zheleznykh I M. A radio astronomy method of detecting neutrinos and other superhigh-energy elementary particles. Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 1989, 50: 233–235

13 Hankins T H, Ekers R D, O'Sullivan J D. A search for lunar radio Cerenkov emission from high-energy neutrinos. Mon Not R Astron Soc, 1996, 283: 1027–1030

14 Gorham P W, Hebert C L, Liewer K M, et al. Experimental limit on the cosmic diffuse ultrahigh energy neutrino flux. Phys Rev Lett, 2004, 93: 041101

15 Beresnyak A R, Dagkesamanskii R D, Zheleznykh I M, et al. Limits on the flux of ultrahigh-energy neutrinos from radio astronomical observations. Astron Rep, 2005, 49: 127–133

16 James C W, Ekers R D, Álvarez-Muñiz J, et al. LUNASKA experiments using the Australia Telescope Compact Array to search for ultrahigh energy neutrinos and develop technology for the lunar Cherenkov technique. Phys Rev D, 2010, 81: 042003

17 James C W, Protheroe R J. The directional dependence of apertures, limits and sensitivity of the lunar Cherenkov technique to a UHE neutrino flux. Astroparticle Phys, 2009, 31: 392–398

18 Jaeger T R, Mutel R L, Gayley K G. Project RESUN, a radio EVLA search for UHE neutrinos. Astroparticle Phys, 2010, 34: 293–303

19 Lovell J E J, McCallum J N, Reid P B, et al. The AuScope geodetic VLBI array. J Geod, 2013, 87: 527–538

20 Scholten O, Bacelar J, Braun R, et al. Optimal radio window for the detection of Ultra-High Energy cosmic rays and neutrinos off the moon. Astroparticle Phys, 2006, 26: 219–229

21 Buitink S, Scholten O, Bacelar J, et al. Constraints on the flux of ultra-high energy neutrinos from Westerbork Synthesis Radio Telescope observations. Astron Astrophys, 2010, 521: A47

22 Singh K, Mevius M, Scholten O, et al. Optimized trigger for ultra-high-energy cosmic-ray and neutrino observations with the low frequency radio array. Nucl Instruments Methods Phys Res Sect A-Accelerators Spectrometers Detectors Associated Equipment, 2012, 664: 171–185

23 Gusev G A, Lomonosov B N, Pichkhadze K M, et al. Detection of ultrahigh-energy cosmic rays and neutrinos by radio method using artificial lunar satellites. Cosmic Res, 2006, 44: 19–38

24 Stål O, Bergman J E S, Thidé B, et al. Prospects for lunar satellite detection of radio pulses from ultrahigh energy neutrinos interacting with the Moon. Phys Rev Lett, 2007, 98: 071103

25 Aminaei A, Chen L, Pourshaghaghi H, et al. Prospects of probing the radio emission of lunar UHECRv events. Adv Space Res, 2018, 62: 2708–2728

26 Chen L, Wolt M K, Aminaei A, et al. Detection of ultra high energy cosmic rays and neutrinos with lunar orbital radio telescope. Eur Phys J C,

2023, 83: 102
27 Alvarez-Muñiz J, Marqués E, Vázquez R A, et al. Coherent radio pulses from showers in different media: A unified parametrization. Phys Rev D, 2006, 74: 023007
28 Bray J D. The sensitivity of past and near-future lunar radio experiments to ultra-high-energy cosmic rays and neutrinos. Astroparticle Phys, 2016, 77: 1–20
29 Gayley K G, Mutel R L, Jaeger T R. Analytic aperture calculation and scaling laws for radio detection of lunar-target ultra-high-energy neutrinos. Astrophys J, 2009, 706: 1556–1570
30 Chen X, Yan J, Xu Y, et al. Discovering the sky at the longest wavelength mission—A pathfinder for exploring the cosmic dark ages. Chin J Space Sci, 2023, 43: 43–60
31 Jester S, Falcke H. Science with a lunar low-frequency array: From the dark ages of the Universe to nearby exoplanets. New Astron Rev, 2009, 53: 1–26
32 Liu T, Zhang J, Shi Y, et al. Forecast measurement of the 21 cm global spectrum from lunar orbit with the Vari-Zeroth-Order Polynomial (VZOP) method. Publ Astron Soc Aust, 2025, 42: e039
33 Lehtinen N G, Gorham P W, Jacobson A R, et al. FORTE satellite constraints on ultrahigh energy cosmic particle fluxes. Phys Rev D, 2004, 69: 013008
34 Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. Features of the energy spectrum of cosmic rays above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger observatory. Phys Rev Lett, 2020, 125: 10.1103–125
35 Sagawa H. Highlights from the telescope array experiment. SciPost Phys Proc, 2023, 13: 041
36 Aab A, Abreu P, Aglietta M, et al. Improved limit to the diffuse flux of ultrahigh energy neutrinos from the Pierre Auger Observatory. Phys Rev D, 2015, 91: 092008
37 Aartsen M G, Abbasi R, Ackermann M, et al. Probing the origin of cosmic rays with extremely high energy neutrinos using the IceCube Observatory. Phys Rev D, 2013, 88: 112008
38 Gorham P W, Allison P, Baughman B M, et al. Observational constraints on the ultrahigh energy cosmic neutrino flux from the second flight of the ANITA experiment. Phys Rev D, 2010, 82: 022004
39 Álvarez-Muñiz J, Alves Batista R, Balagopal V A, et al. The giant radio array for neutrino detection (GRAND): Science and design. Sci China-Phys Mech Astron, 2020, 63: 219501
40 Olinto A V, Krizmanic J, Adams J H, et al. The POEMMA (probe of extreme multi-messenger astrophysics) observatory. J Cosmol Astropart Phys, 2021, 6: 007
41 Engel R, Seckel D, Stanev T. Neutrinos from propagation of ultrahigh energy protons. Phys Rev D, 2001, 64: 093010

Detection of ultra-high-energy cosmic rays and neutrinos with ultra-long-wavelength radio array

CHEN LinJie[1,2*], CHENG LingMei[2] & ZHANG JianLi[2]

[1]*Key Laboratory of Solar Activity and Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*
[2]*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China*
**Corresponding author (email: chenlinjie@nssc.ac.cn)*

The characteristics and origins of ultra-high-energy cosmic rays (>10^{21} eV) remain major unsolved scientific questions in high-energy particle physics. To detect these extremely low-flux cosmic rays, novel detection techniques must be employed to achieve ultra-large detectors. When ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs) or neutrinos (UHECvs) impact the lunar surface, radio emission will be generated via the Askaryan effect. Lunar Askaryan technology utilizes the vast lunar regolith as a detection medium, observing this radio emission with radio antennas to achieve UHECR and UHECv detection. The ultra-long-wavelength radio array consists of multiple satellites forming a lunar-orbiting radio interferometer, capable of both single-antenna and interferometric observations. By using this array to detect radio pulses generated by UHECRs and UHECvs on the Moon, the three-dimensional polarization measurement capability of the antennas can be employed to confirm whether the signals originate from Askaryan radio emission. Additionally, coherent measurements among multiple antennas can enhance detection sensitivity and determine the source of the signals. These studies will also provide a reference for future lunar ultra-high-energy particle detection experiments.

ultra-high-energy, cosmic rays, neutrinos, Askaryan radio emission, lunar orbital radio array

PACS: 95.55.Vj, 95.85.Ry, 98.70.Sa, 95.85.Bh, 13.85.-t

doi: 10.1360/SSPMA-2026-0022