



清华大学

宇宙线缪子通量随大气温 度变化研究

清华大学 工程物理系 廖 垒

清华大学 未央书院 葛太冲

清华大学 工程物理系 王喆 副教授

2026年7月4日



一、引言

二、拓展的介子和缪子产生源项

三、缪子产生源项的泛函导数

四、考虑缪子在大气中传播的三项权函数

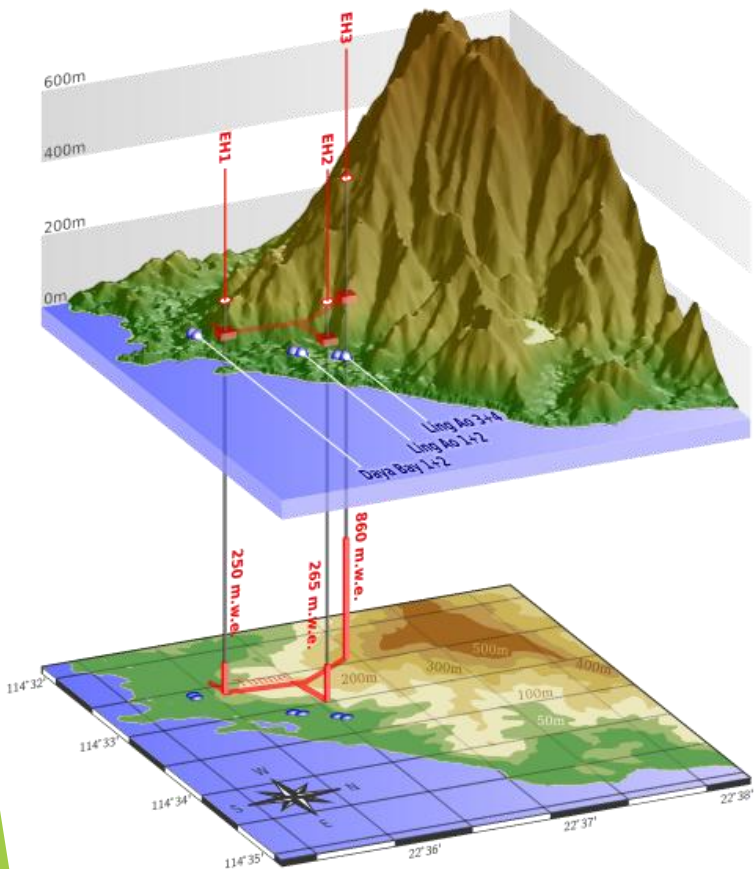
五、利用MCEq的数值验证

六、基于大气模态展开的非线性理解

七、总结和展望

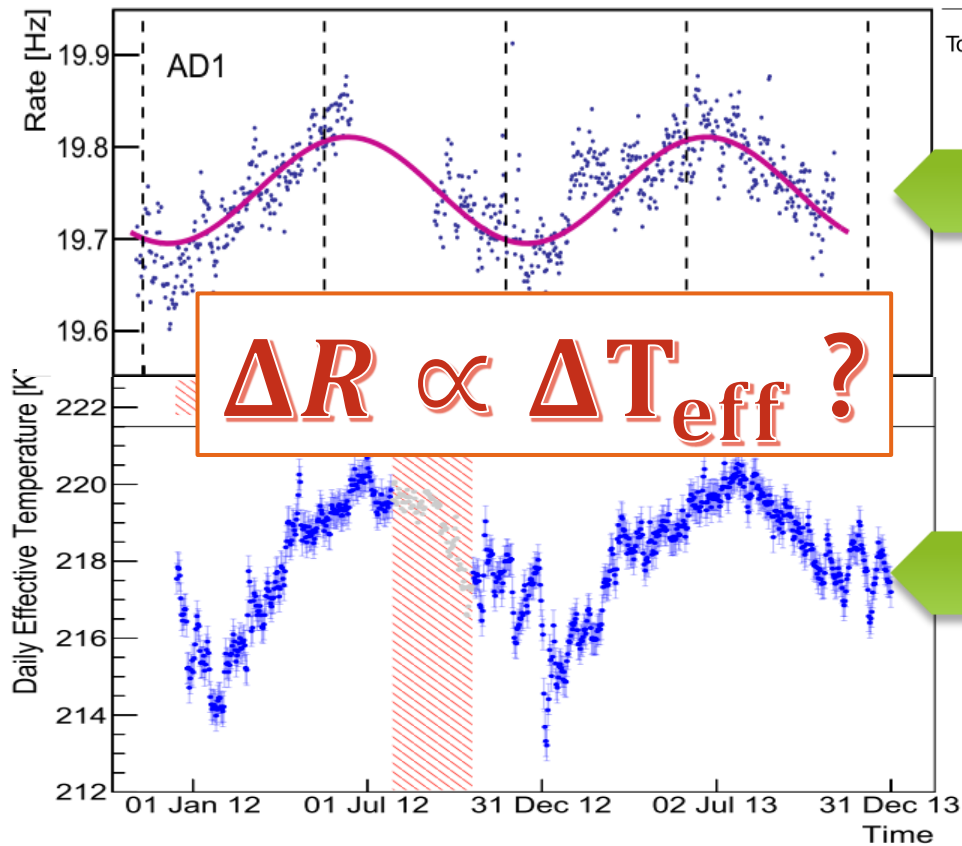


• 地下实验室的计数率和有效温度



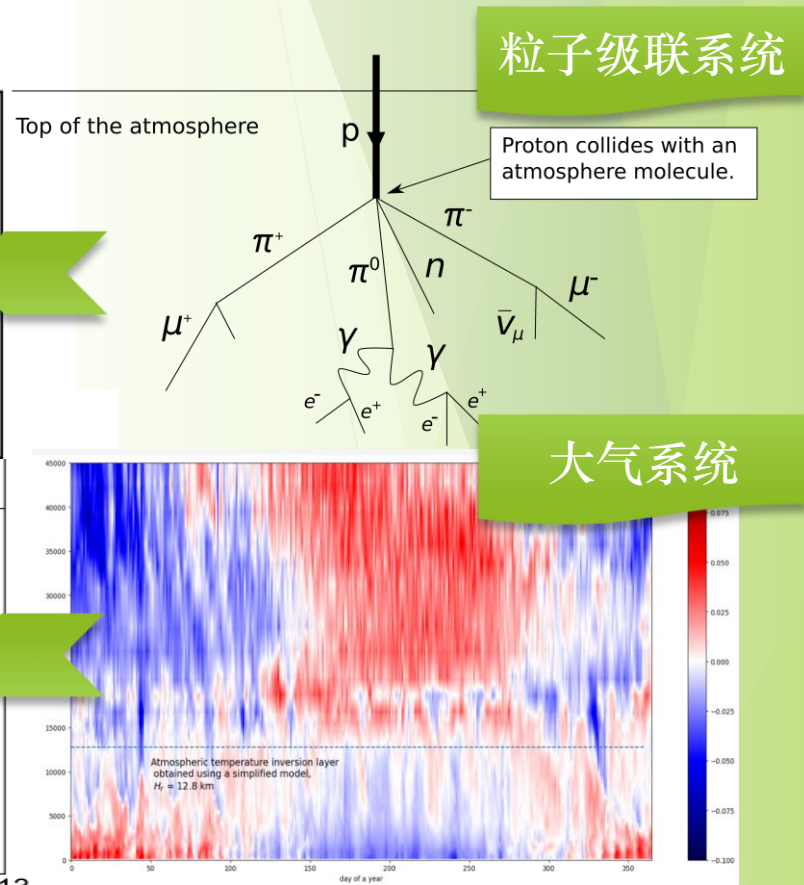
大亚湾中微子实验布置示意图

宇宙线缪子通量随大气温度变化研究



上图：大亚湾EH1 AD1的缪子计数率

下图：EH1有效温度随时间的变化



粒子级联系统

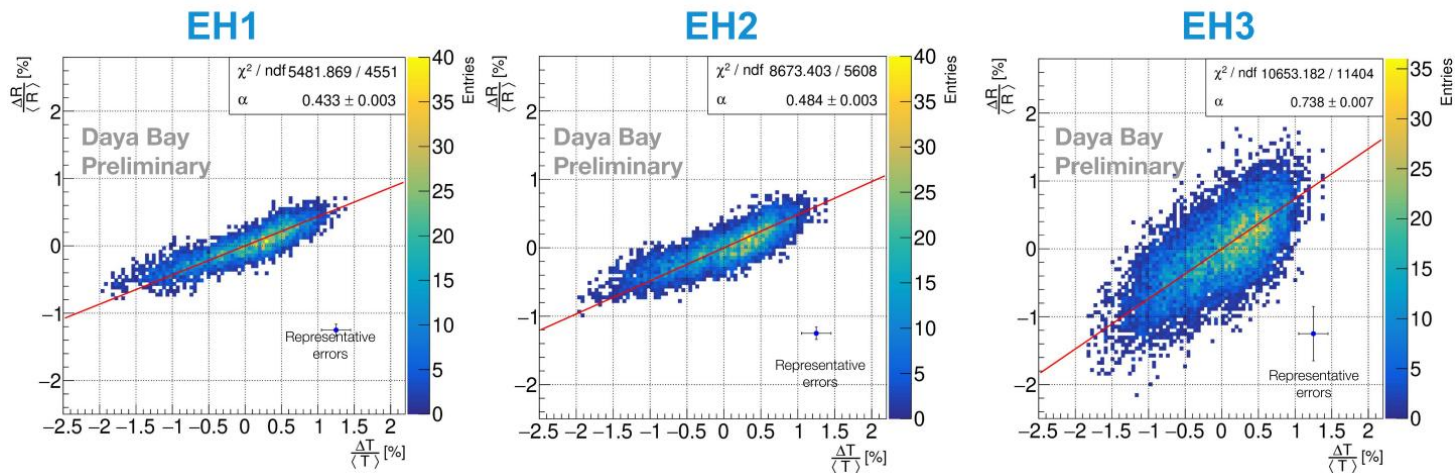
大气系统

上图：宇宙线质子和大气的作用示意图

下图：大亚湾上空密度变化 $\Delta\rho(X, t)$



有效温度相对变化-计数率相对变化散点图



大亚湾中微子实验三厅有效温度相对变化-计数率相对变化图

$$\frac{\Delta R}{\langle R \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle}$$

R是地下实验室实测 μ 子计数率

$$T_{\text{eff}} \propto \int W(X) T(X) dX$$

$W(X)$ 为有效温度权;
 $T(X)$ 为大气温度分布;
 X 为大气深度坐标 (g/cm^2)

$W(X)$ 有效温度权如何定义和计算?

- ❖ 权应该反映 R 对 T 的一阶响应
- ❖ 在等温大气下, 记 $R = \int Q(X) dX$:

$$\Delta R = \int W(X) \Delta T_{\text{iso}} dX$$

$$W(X) = \frac{\partial Q(X)}{\partial T_{\text{iso}}}$$

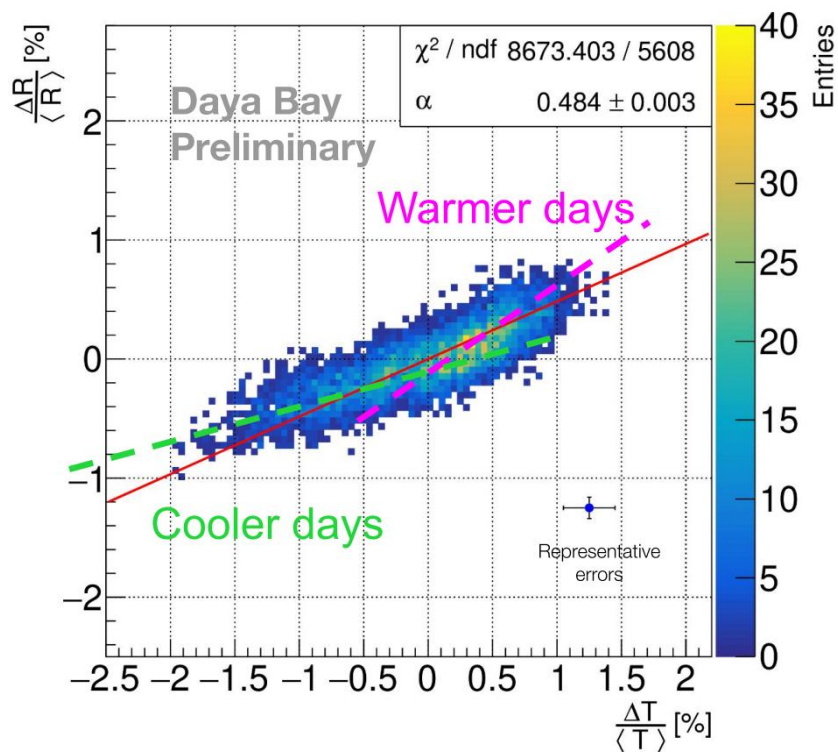
即权函数应该正比于 μ 子的产生谱的导数

->Garshorn解析权[4]

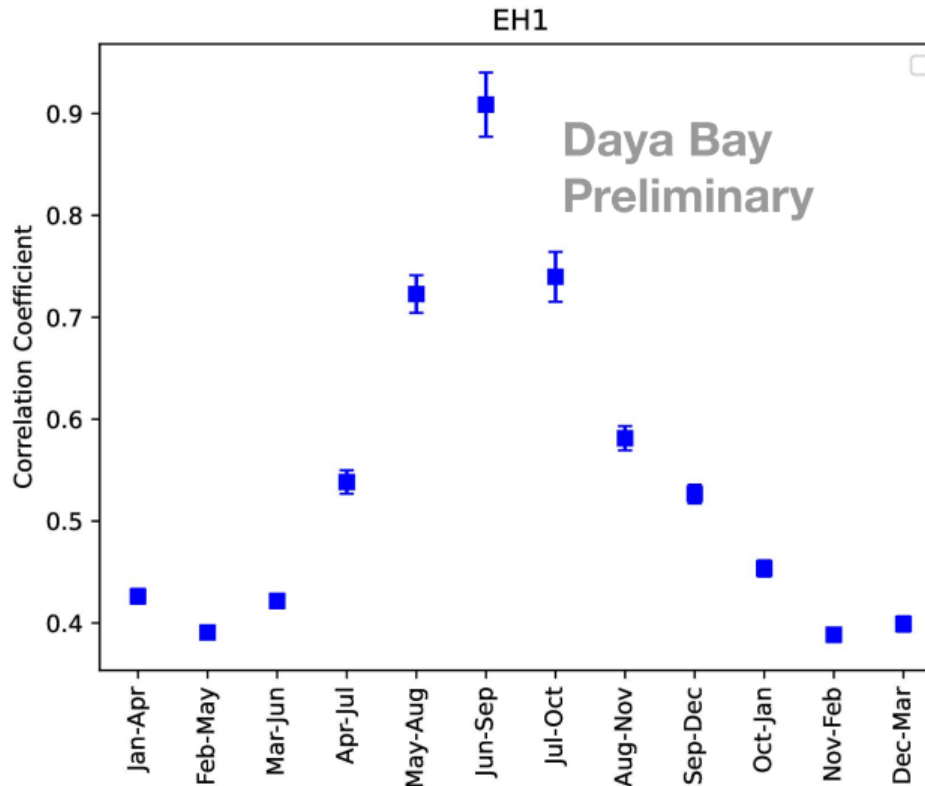
$$W^M(X) \approx \frac{\left(1 - \frac{X}{\lambda_M}\right)^2 \exp\left(-\frac{X}{\Lambda_M}\right) A_M}{\gamma + (\gamma + 1) B_M K_M(X) \left(\frac{E_{\text{th}}}{\epsilon_M}\right)^2}$$



• 大亚湾温度非线性



大亚湾EH1的 $\frac{\Delta R}{R}$ v. $s \frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff}}$ 散点图非线性



大亚湾EH1四月窗口的温度系数 α_T 变化



有效温度和权函数的引入原则

核心物理关切：线性关系

$$\frac{\Delta T_{\text{eff}}}{\langle T_{\text{eff}} \rangle} \propto \frac{\Delta R}{\langle R \rangle}$$

传统理论将大气视为等温的 T_{iso} :

核心数学对象：函数 $\rightarrow$ 泛函

$$T_{\text{iso}} \rightarrow R$$

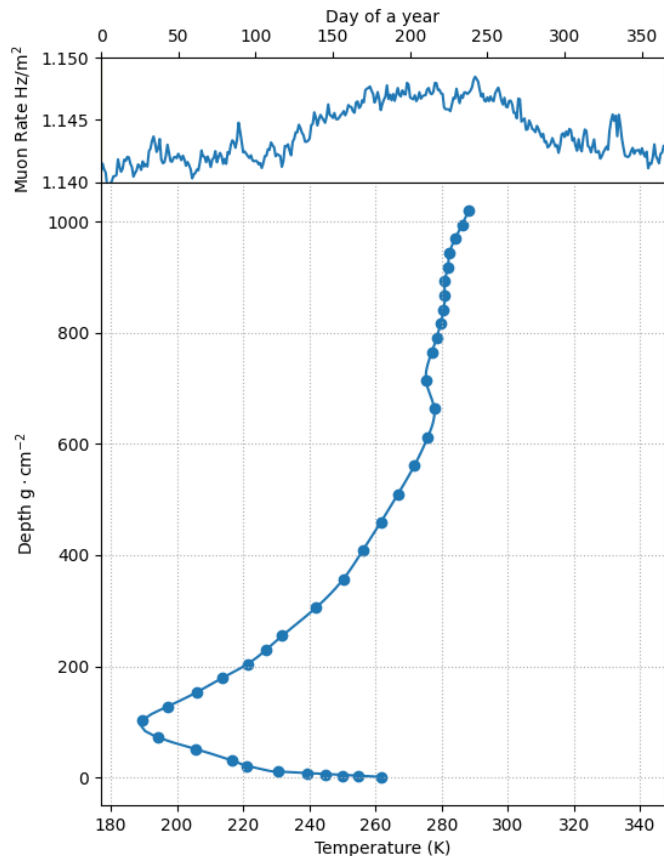
$$T(X) \rightarrow R$$

核心数学工具：偏微分 $\rightarrow$ 泛函微分

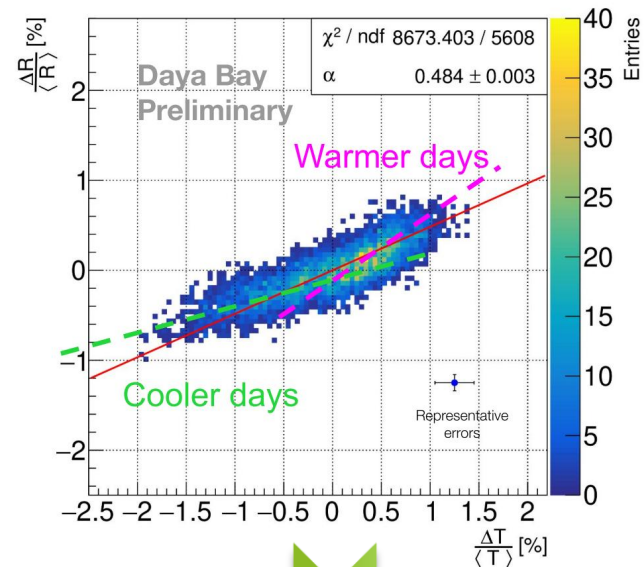
$$dT_{\text{iso}} \rightarrow dR$$

$$\delta T(X) \rightarrow \delta R$$

$$\delta R = \int_0^{X_{\text{max}}} \frac{\delta R}{\delta T(X)} \delta T(X) dX$$



2011年温度曲线和计数率变化



$$T_{\text{eff}} \propto \int_0^{X_{\text{max}}} W(X) T(X) dX$$

R对温度的导数为 $W(X)$

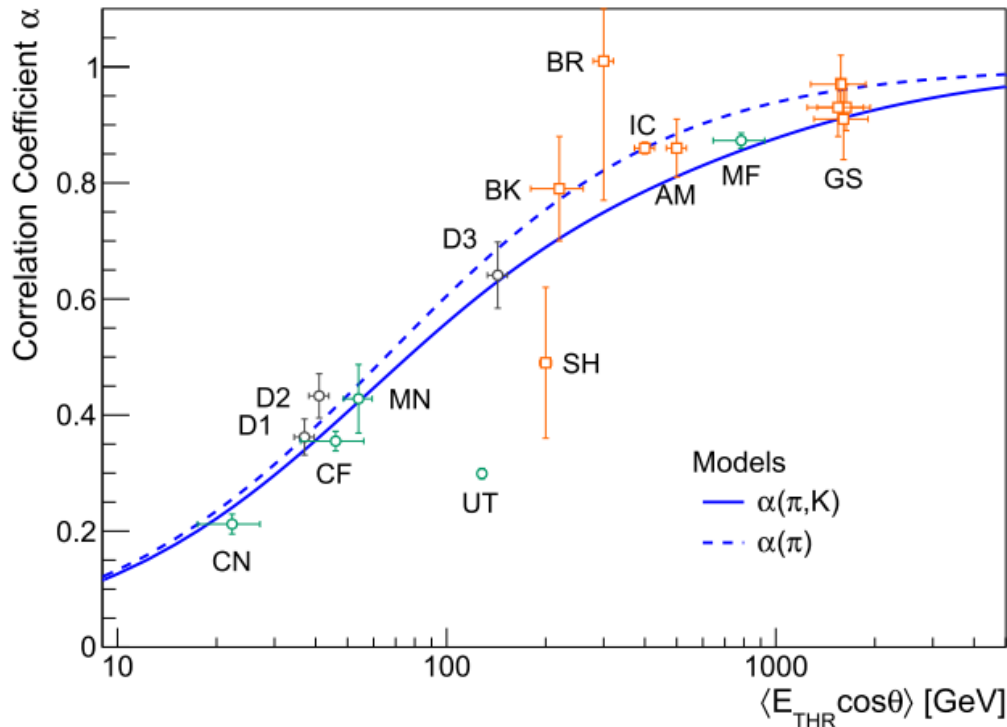


核心目标：如何解释并复现这种非线性？

- ❖ 将传统的等温大气级联方程解拓展到任意大气廓线；
- ❖ 对拓展的 μ 子产生谱求泛函导数权；
- ❖ 使用MCEq 复现非线性；
- ❖ 用泛函导数权消除非线性；
- ❖ 尝试用大气模态分解解释非线性的起源。

研究意义：

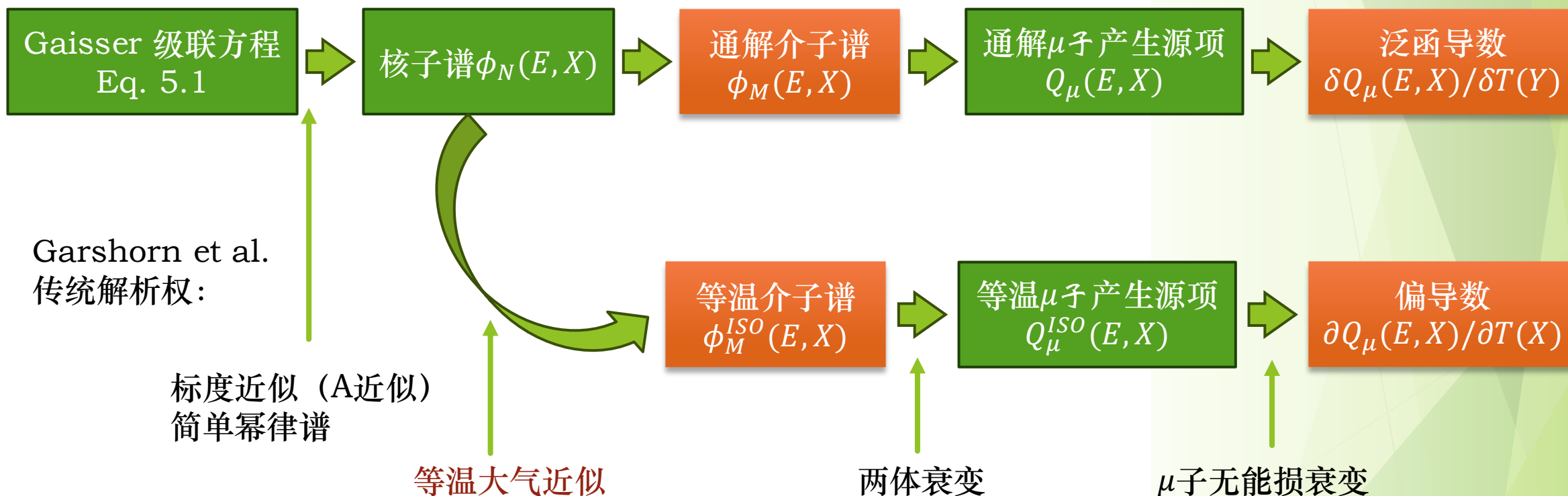
- ❖ 解释大亚湾温度响应的非线性；
- ❖ 为地下实验室的 μ 子通量温度系数 α_T 的测量提供更精细的解析框架；
- ❖ 更精细的 α_T 测量有助于区分不同的相互作用模型。



各实验的温度系数 α_T 和阈能平均 $\langle E_{th} \cos \theta \rangle$

• 计算框架的对比

This work.
完整泛函权:





在深度X变量下:

$$X = \int_l^{\infty} \rho(l) dl$$

在这个变量下，密度项进入自变量积分，使得相互作用长度与密度/温度变化无关；**密度/温度变化直接影响衰变长度**：

$$\lambda = \frac{\rho}{n_A \sigma^{air}} = \frac{A m_p}{\sigma^{air}}$$

$$d(X) = \rho(X) \gamma c \tau$$

理想气体状态方程：

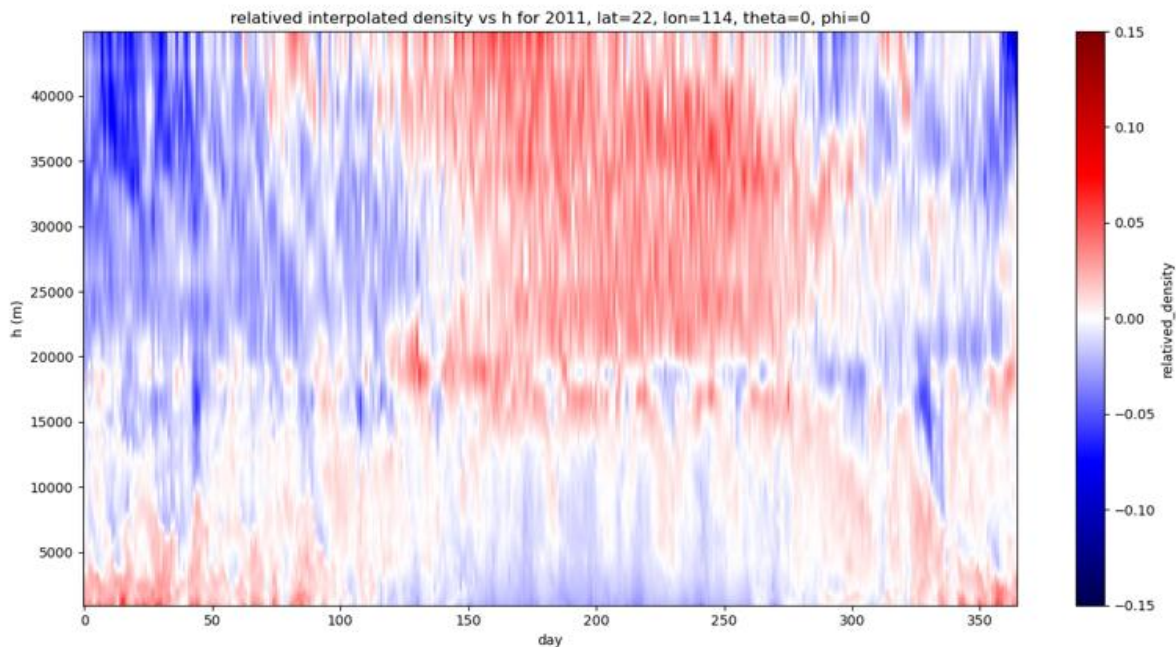
$$p(X) = \frac{R_{air}}{M_{air}} \rho(X) T(X)$$

仅考虑**垂直方向**，静力学平衡方程：

$$p(X) = g X$$

得到大气垂直方向上的温度-密度关系： $\rho(X) = g \frac{M_{air}}{R_{air}} \frac{X}{T(X)}$

$$d_M(E, X) \propto \frac{X \cdot E}{T(X)}$$



大亚湾上空大气相对密度竖直分布和季节变化



产生源项的计算

级联方程中，温度变化只能通过衰变进入级联系统：

$$\frac{d\phi_M(E, X)}{dX} = -\frac{\phi_M(E, X)}{\mathbf{d}_M(E, X)} - \frac{\phi_M(E, X)}{\Lambda_M} + \frac{Z_{NM}}{\lambda_N} \phi_N(E) e^{-X/\Lambda_N}$$

用积分因子法得到完整的介子谱：

$$\phi_M(E, X) = \frac{Z_{NM}}{\lambda_N} \phi_N(E) \int_0^X \exp \left[-\frac{X'}{\Lambda_N} - \frac{X - X'}{\Lambda_M} - \int_{X'}^X \frac{dX''}{d_M(X'', T)} \right] dX'$$

完整的 μ 子产生源项：

$$Q_{\mu, M} = \frac{R_{\text{air}} m_M c^2 Z_{NM}}{g M_{\text{air}} \lambda_N c \tau_M (1 - r_M)} \frac{\mathbf{T}(X)}{X} \int_0^X dX' \exp \left[-\frac{X'}{\Lambda_N} - \frac{X - X'}{\Lambda_M} \right] \int_{E_\mu}^{E_\mu/r_M} \frac{dE_M}{E_M^2} \phi_N(E_M) \exp \left[-\frac{R_{\text{air}} m_M c^2}{g M_{\text{air}} c \tau_M E_M} \int_{X'}^X \frac{\mathbf{T}(X'')}{X''} dX'' \right]$$

考虑 π, K 的贡献：

$$Q_\mu(E, X) = \sum_{M=\pi, K} Q_{\mu, M}$$

不完全Gamma函数表达

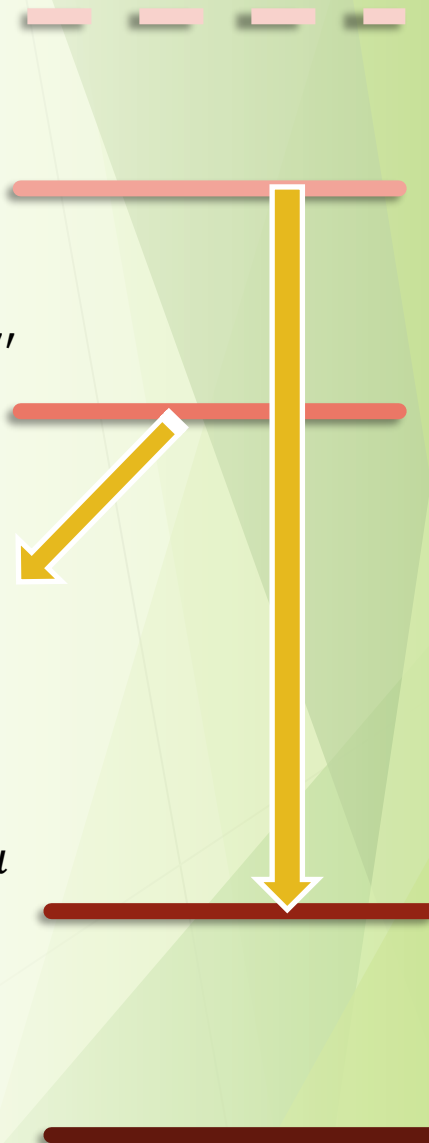
大气顶层 $X \rightarrow 0$

介子产生于 X'

介子衰变离开 X''

观测层 X
介子衰变产生 μ

地表 $X \rightarrow X_{MAX}$





X坐标下，温度-密度是局域的：

$$\frac{\delta \rho(X)}{\delta T(Y)} = -\frac{\rho(Y)}{T(Y)} \delta(X - Y)$$

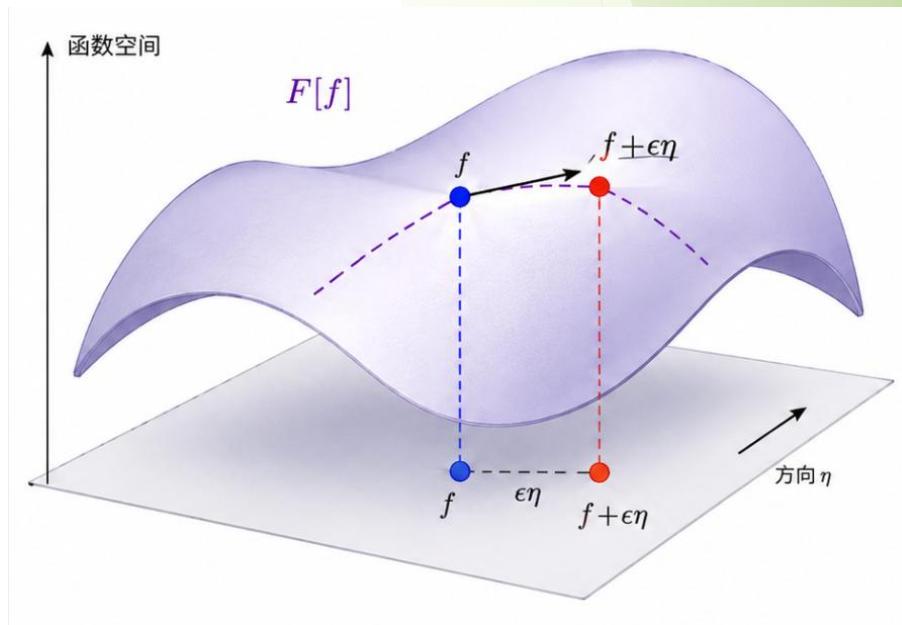
介子穿行长度是非局域的：

$$\frac{\delta L(X', X)}{\delta T(Y)} = \frac{1}{\rho(Y)T(Y)} \chi_{X' < Y < X}$$

在传统权中无法分离局域项和非局域项。

Q_μ 包含上述项，其导数按莱布尼茨律写为两项之和

$$\begin{aligned} \frac{\delta Q_\mu}{\delta T(Y)} &= \frac{K \delta(X - Y)}{\rho(X)T(X)} \int_0^X F(X', X) I_E(L) dX' \\ &+ K \frac{\chi_{0 < Y < X}}{\rho(X)\rho(Y)T(Y)} \int_0^X F(X', X) I_E'(L) dX' \end{aligned}$$



泛函导数的定义：

$$\delta F[f] = F[f + \epsilon \eta] - F[f] = \epsilon \int \frac{\delta F}{\delta f(x)} \eta(x) dx + O(\epsilon^2)$$

与标量场上梯度的定义是平行的：

$$f(x + \epsilon v) - f(x) = \epsilon \nabla f \cdot v + O(\epsilon^2)$$

泛函导数本质上是函数空间上导数算符 $\hat{D}$ 的一阶线性响应核



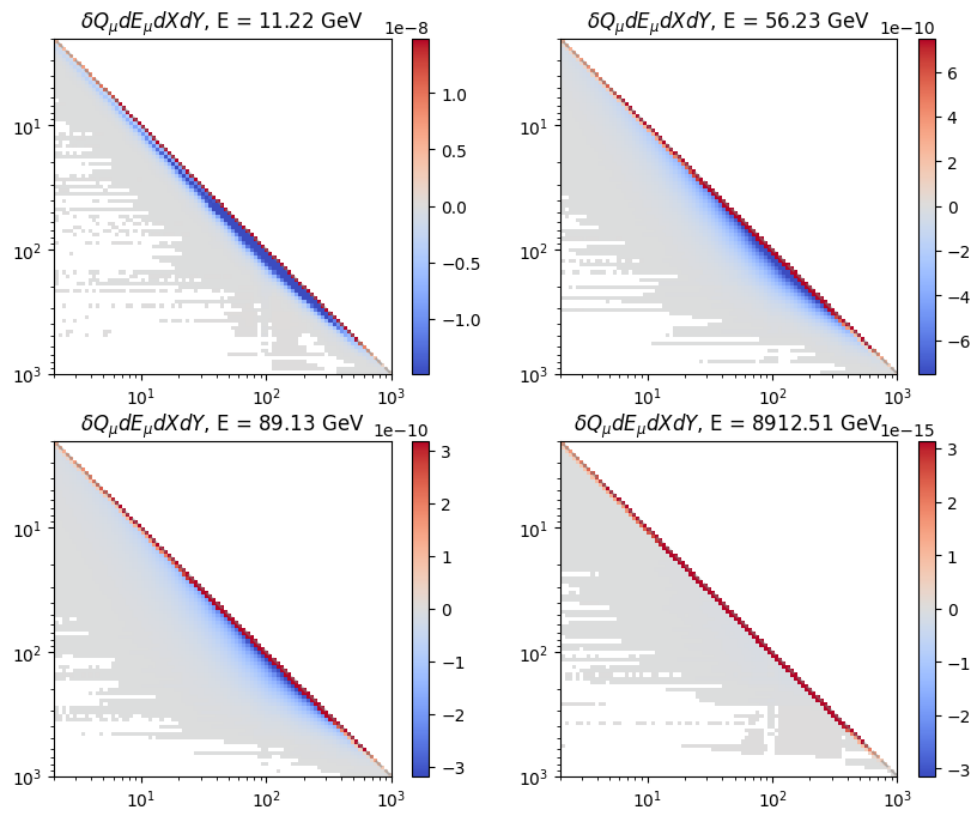
Q_μ 的泛函导数权(Eq3.30):

$$W(Y) = \frac{K}{\rho(X)T(X)} \int_0^Y F(X', Y) I_E(L) dX'$$

$$- \frac{1}{k_\pi} \frac{K}{\rho(Y)T(Y)} \int_0^Y dX' \int_Y^{X_{\max}} \frac{F(X', X)}{\rho(X)} I_E'(L) dX'$$

对于离散情况，各能量下的泛函导数核如右图，其特征为：

- ❖ 完全下三角， $\chi_{0 < Y < X}$ ，因果性的本质要求
- ❖ 对角元为正，第一项局域项是**正温度效应**
- ❖ 下三角为负，第二项非局域项是**负温度效应**



数值计算得到泛函导数核 $K(X, Y, E)dXdYdE$

Y处温度升高

Y处密度
降低

Y处衰变
长度减少

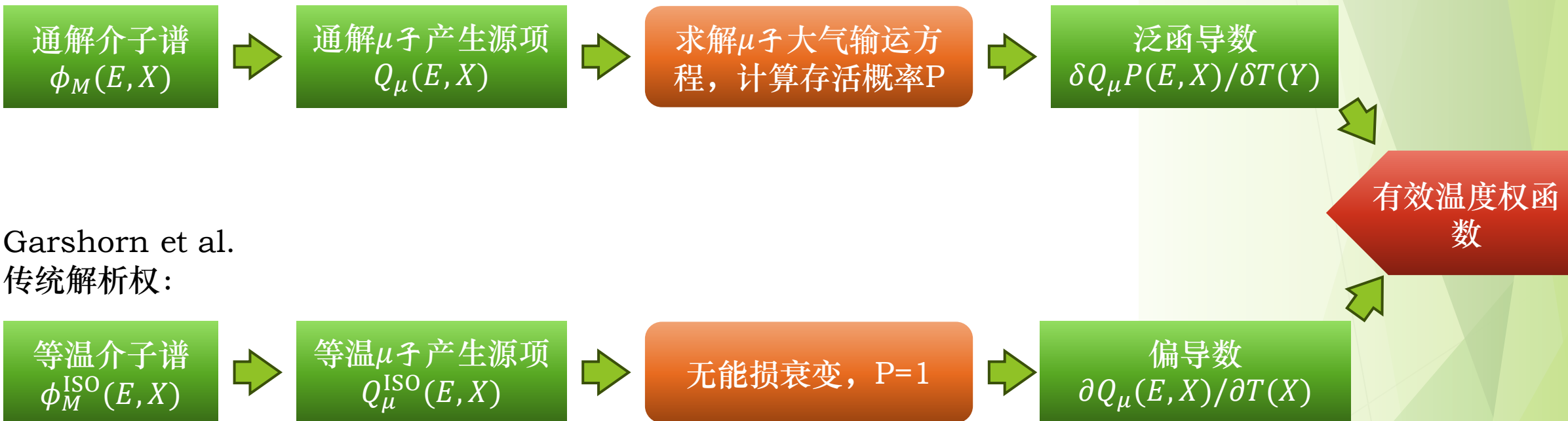
dY内衰变
概率增加

X<Y处局域介子衰变源项减少

X=Y处局域介子衰变产生 μ 增加

• 拓展的计算框架

This work.
完整泛函权:





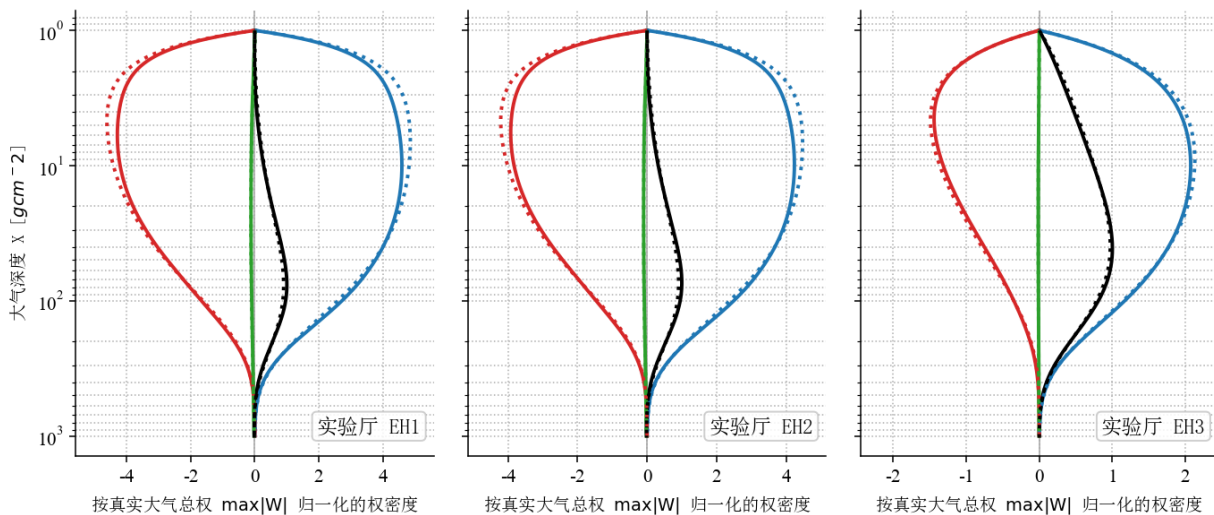
• 三项权函数

考虑 μ 子的能损及衰变后，权函数变为三项：

$$W(Y) = K \frac{R}{gM_{\text{air}}} \cdot \frac{1}{Y} \times \left[\mathbf{P}_*(Y) \mathcal{S}_1(Y) - \frac{1}{k_\pi} \int_Y^{X_{\text{max}}} dX' \frac{\mathbf{P}_*(X')}{\rho(X')} \mathcal{S}_2(Y, X') - \frac{1}{k_\mu E_Y} \int_0^Y dX' \frac{\mathbf{P}_*(X')}{\rho(X')} \mathcal{S}_1(X') \right]$$

简单记这三项为

$$W(Y) = \mathbf{W}_{Q, \text{loc}}(Y) + \mathbf{W}_{Q, \text{prop}}(Y) + \mathbf{W}_P(Y)$$



大气温度扰动 $\delta T(X)$

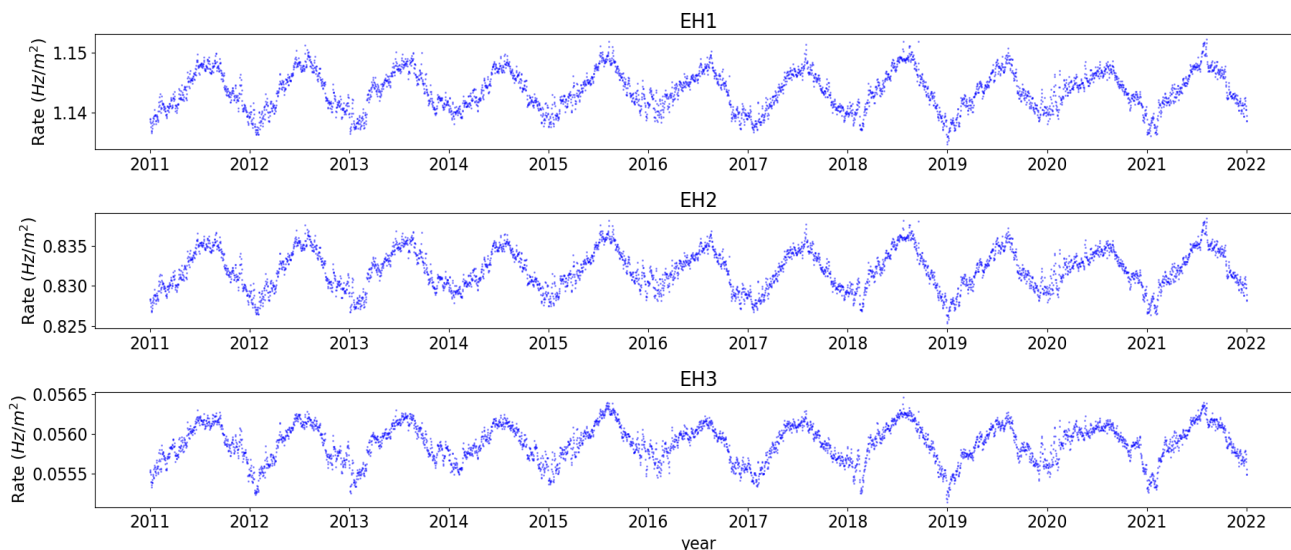
局域介子衰变项 $\mathbf{W}_{Q, \text{loc}}(Y)$
主要贡献、局域正效应

介子传播生存响应项
 $\mathbf{W}_{Q, \text{prop}}(Y)$
主要竞争项、非局域负效应

存活概率响应项
 $\mathbf{W}_P(Y)$
次要竞争项、非局域负效应

地下计数率扰动 δR

- ❖ MCEq (Matrix cascade equations) 是宇宙线大气簇射级联方程数值求解工具。它允许使用自定义的大气模型，考虑不同的入射天顶角、原初宇宙线组成和能谱和强相互作用物理模型，并在不同的大气深度X给出各粒子的能谱。
- ❖ 但只能进行一维的模拟，即所有子粒子均和原初入射方向同向，它也无法如同蒙特卡洛模拟一样追踪特定的粒子，仅可以区分粒子的母粒子类型。
- ❖ MCEq把级联方程在能量上分立化，并且将方程矩阵表示，对短寿命共振态采用共振近似（让其直接衰变成末态而不求解它的方程）以采用较大的X步长。这使得程序运算较快，一次簇射模拟仅需要~1s。

MCEq模拟得到的三个厅的 μ 子通量随时间变化

实验厅	MCEq计算 (Hz/m^2)	实验 (Hz/m^2)
EH1	1.144	1.16 ± 0.11
EH2	0.832	0.86 ± 0.09
EH3	0.056	0.054 ± 0.006

MCEq计算和实验地下缪子通量对比



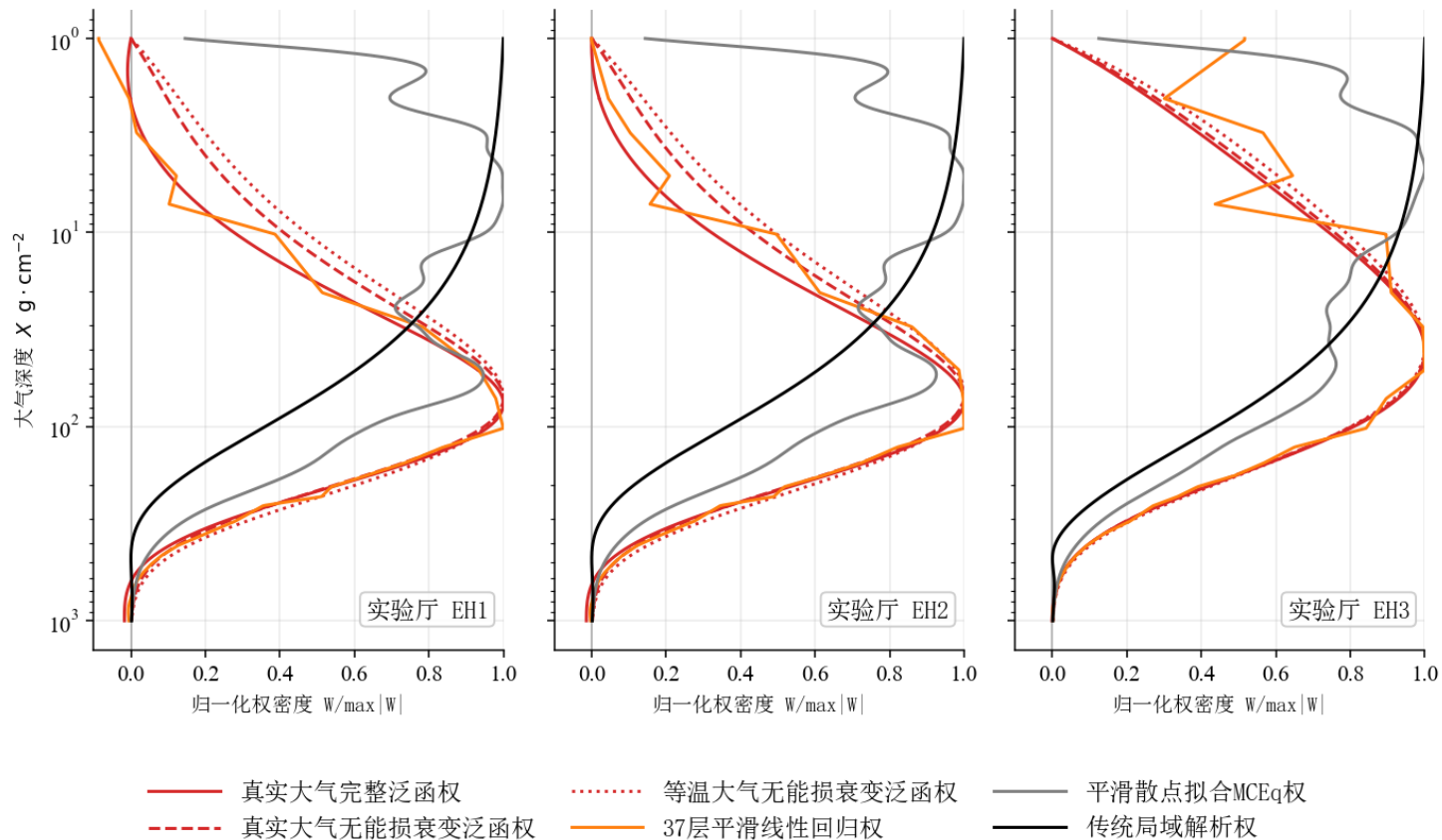
• 总权函数的对比

泛函权结构相近，非线性小

- ❖ 真实大气完整泛函权
- ❖ 等温大气泛函权
- ❖ 真实大气无能损泛函权
- ❖ 线性回归权

偏导权结构相近，非线性大

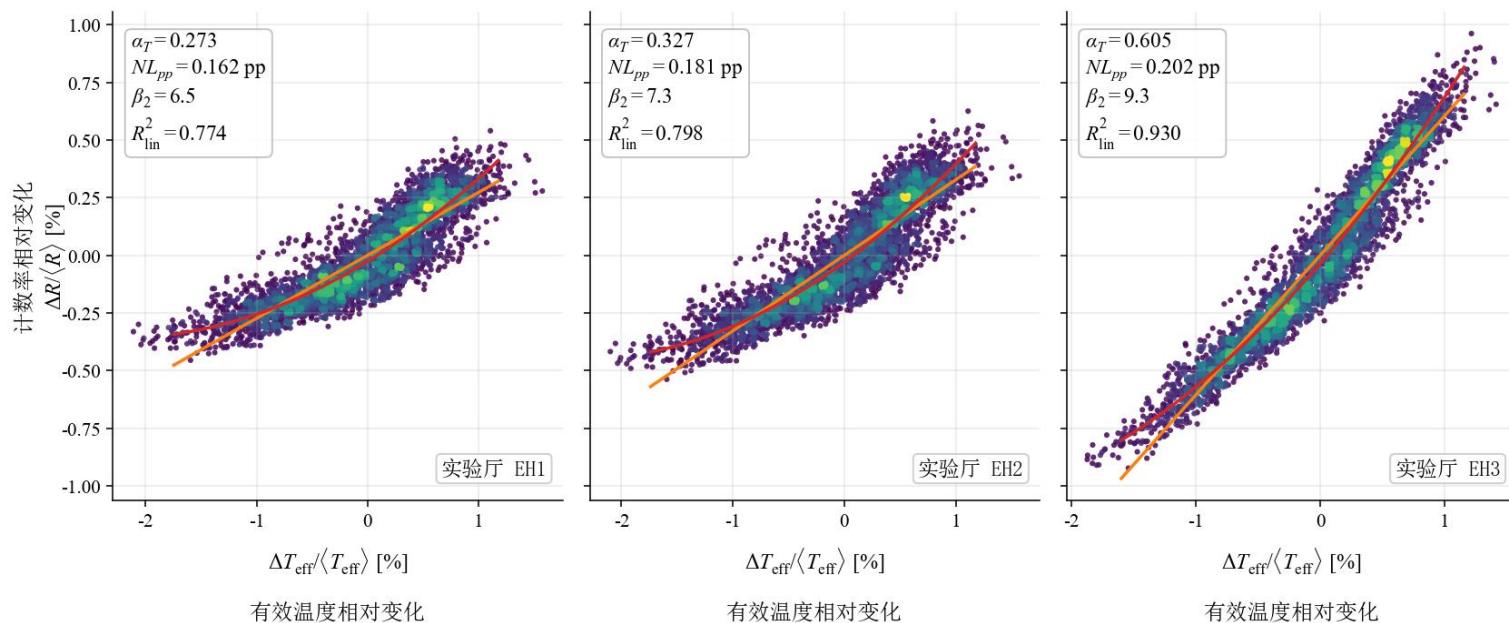
- ❖ 传统解析权
- ❖ MCEq分层散点拟合权



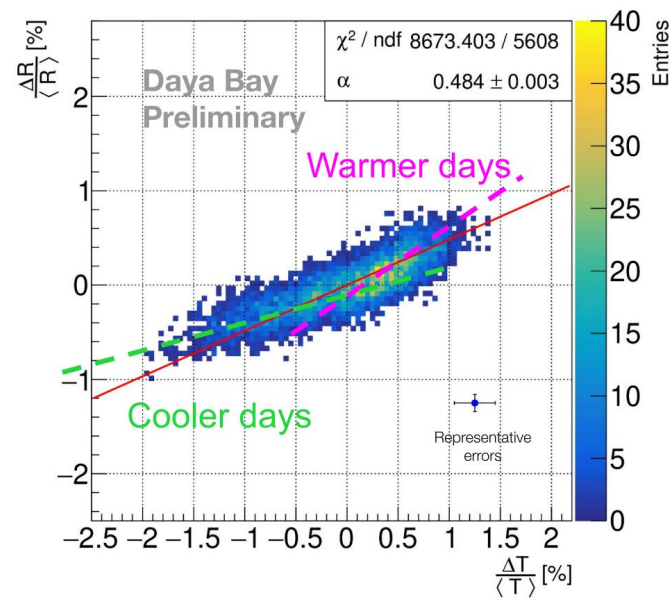
三个实验厅不同权函数W的对比



• 复现非线性



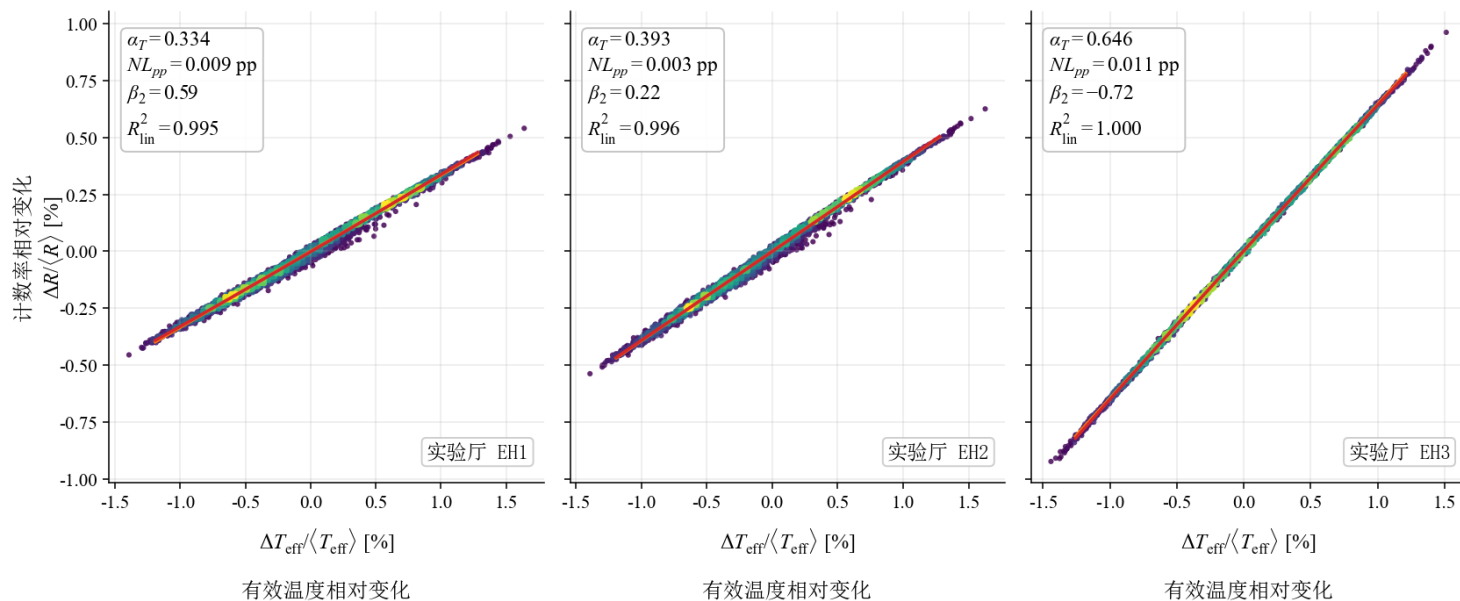
三厅Garshorn解析权的有效温度相对变化-计数率相对变化散点图
横轴以Garshorn解析权对ERA5大气加权得到有效温度
纵轴以ERA5大气输入MCEq得到垂直方向计数率



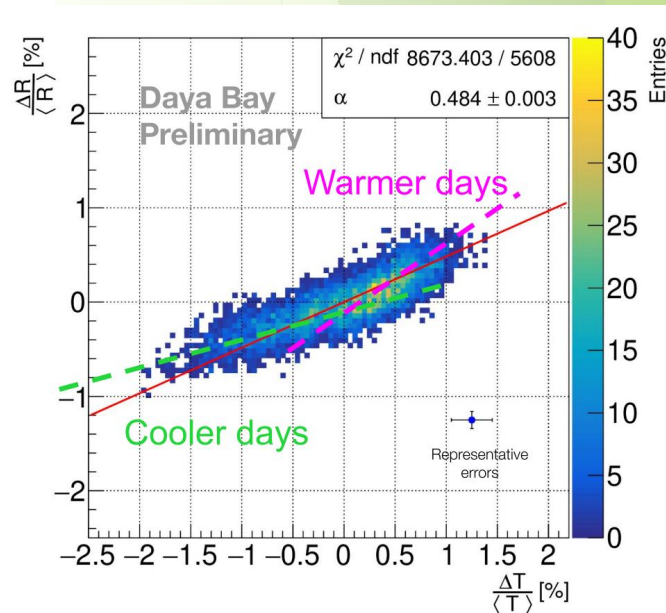
大亚湾EH1的 $\frac{\Delta R}{R}$ v. $s \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}}$ 散点图非线性



泛函解析权消除非线性



三厅泛函权的有效温度相对变化-计数率相对变化散点图
横轴以完整泛函权对ERA5大气加权得到有效温度
纵轴以ERA5大气输入MCEq得到垂直方向计数率



大亚湾EH1的 $\frac{\Delta R}{R}$ v. s $\frac{\Delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}}$ 散点图非线性



在离散自变量下，泛函导数可以如此计算：

$$\sum_k \frac{\delta J}{\delta f(x_k)} \eta(x_k) \Delta x_k = \frac{J[f(x) + h\eta(x_k)] - J[f(x)]}{h}$$

在数值计算中，我们需要进一步离散化，把一般的测试函数 $\eta(x_k)$ 投影到一系列类似delta函数上，具体来说，构造了一系列扰动函数

$$\eta_i(x_k) = \begin{cases} \eta_{ik}, & k = i \\ 0, & k \neq i \end{cases}$$

此时，数值的泛函导数就是

$$\frac{\delta J}{\delta f(x_k)} = \frac{J[f_0(x_k) + h\eta_i(x_k)] - J[f_0(x_k)]}{h\Delta x_k \eta_{ik}}$$

从MCEq并不能直接得到缪子的产生谱，但是可以先用MCEq求得两个相邻的X层的缪子能谱 Φ_μ ，用下层减去上层的传播后的能谱得到。但是必须完全关闭回缪子的衰变能损。即：

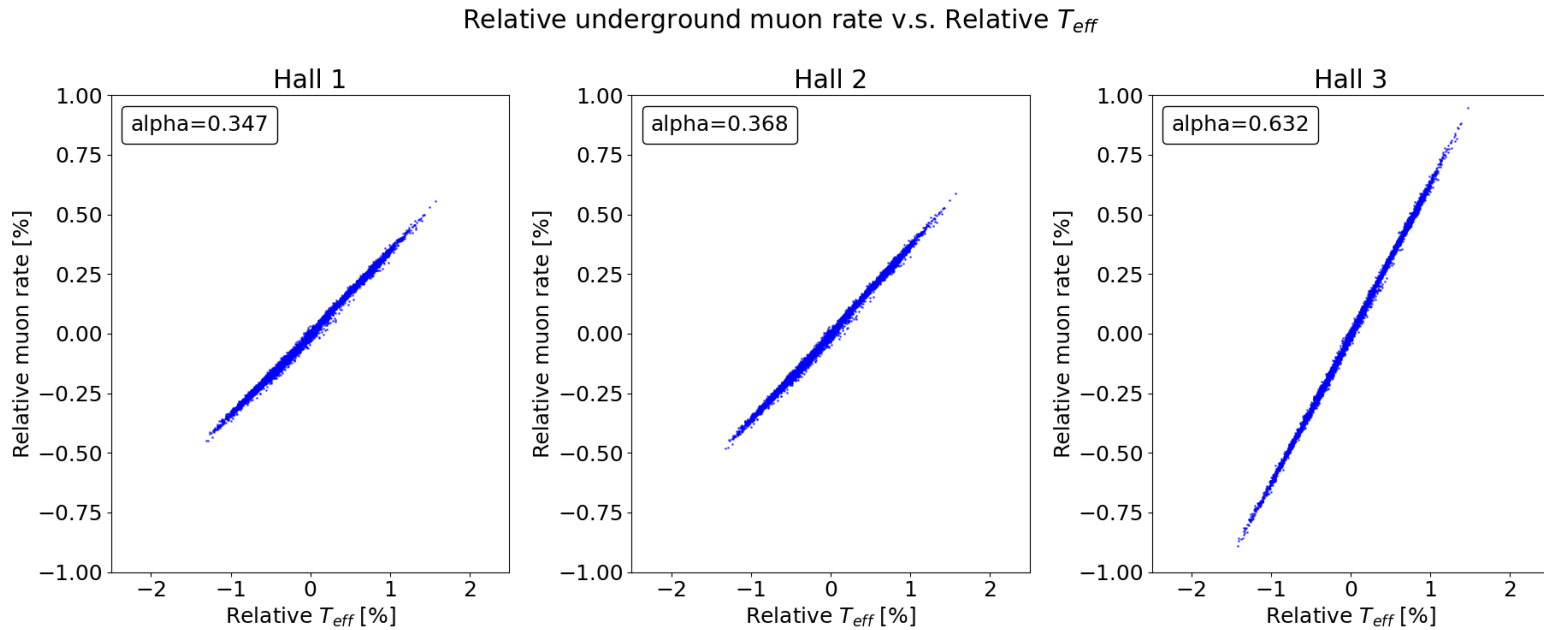
$$Q_\mu(\sqrt{X_i X_{i+1}}, E_{th}) \Delta X_i = \Phi_\mu(X_{i+1}, E_\mu) - \Phi_\mu(X_i, E_\mu)$$

这样计算的权即：

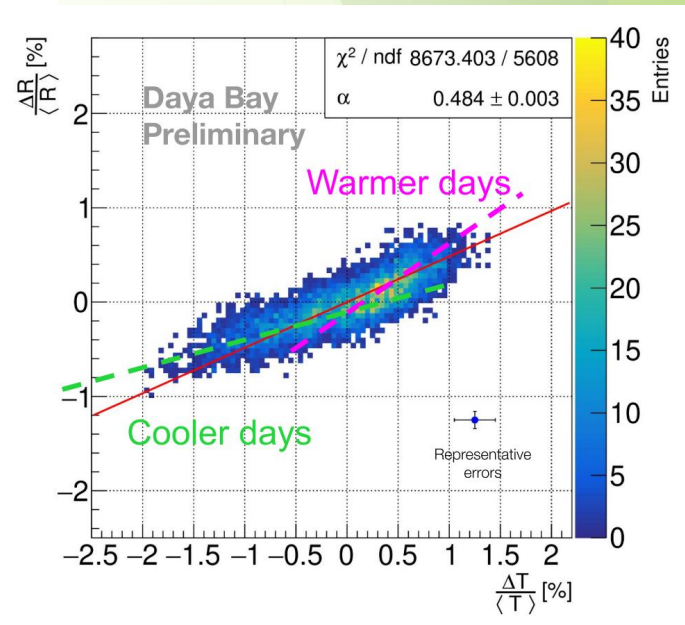
$$W(Y) = \int_{E_{th}}^{+\infty} dE_\mu \int_0^{X_{max}} dX \frac{\delta Q [T(Y)]}{\delta T(Y)}$$



泛函MCEq权消除非线性



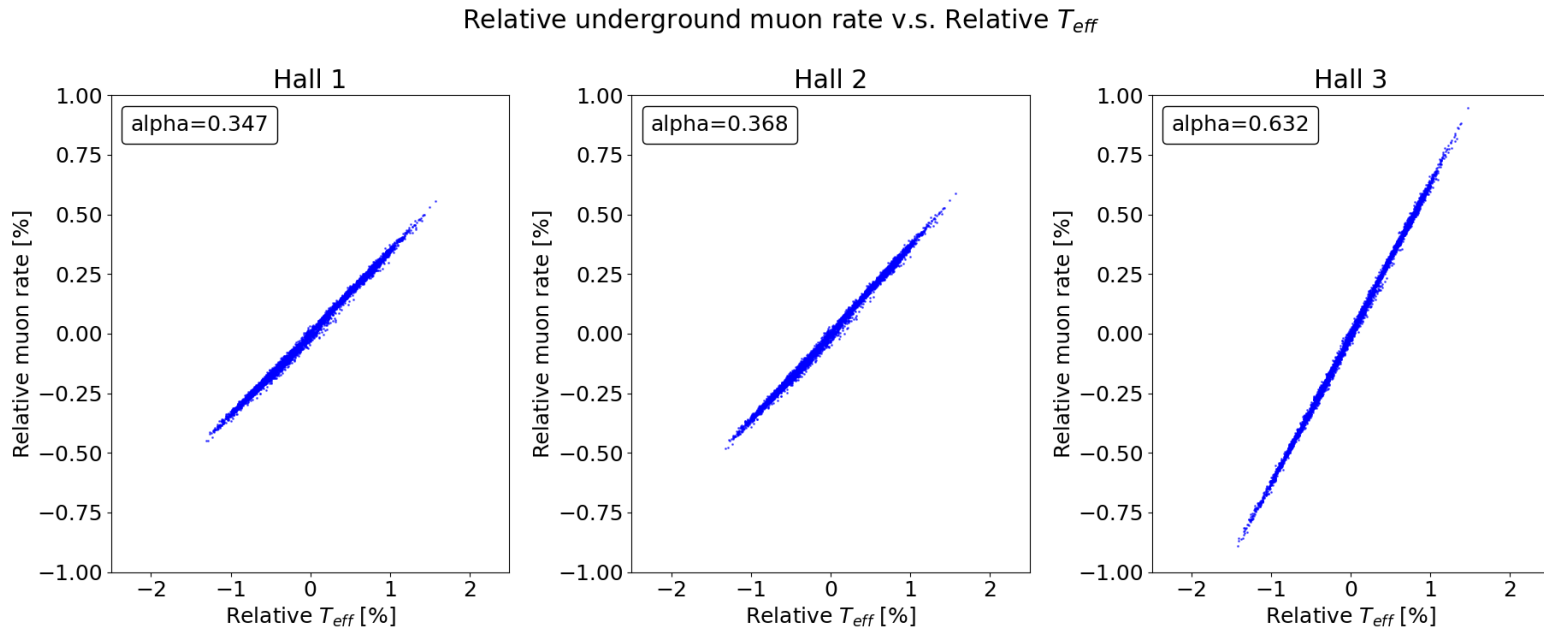
三厅泛函MCEq权的有效温度相对变化-计数率相对变化散点图
横轴以MCEq泛函权对ERA5大气加权得到有效温度
纵轴以ERA5大气输入MCEq得到垂直方向计数率



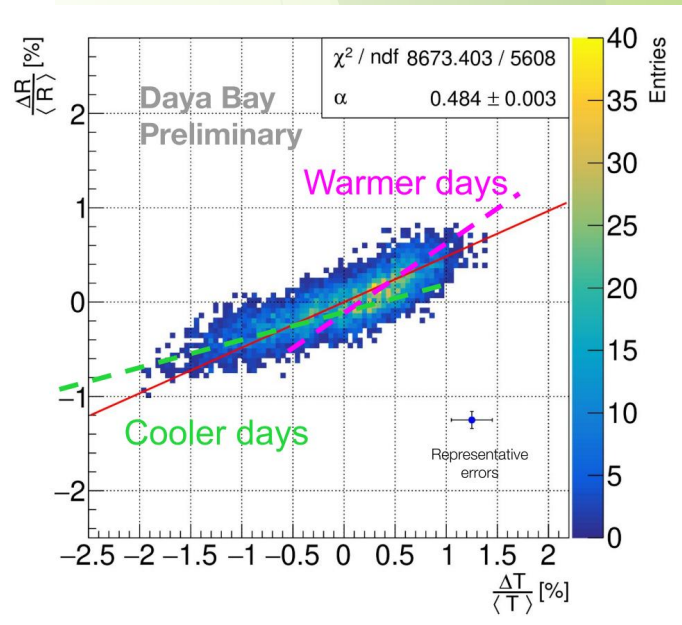
大亚湾EH1的 $\frac{\Delta R}{R}$ v.s $\frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff}}$ 散点图非线性



泛函MCEq权消除非线性



三厅泛函MCEq权的有效温度相对变化-计数率相对变化散点图
横轴以MCEq泛函权对ERA5大气加权得到有效温度
纵轴以ERA5大气输入MCEq得到垂直方向计数率



大亚湾EH1的 $\frac{\Delta R}{R}$ v.s $\frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff}}$ 散点图非线性



上面的工作是基于粒子垂直方向入射的结果，如果考虑任意方向 $\theta\phi$ ，我们可以做这样的假设，即**温度场是横向均匀**的： $\rho(X, \theta) = \rho_v(X \cos \theta)$, $T(X, \theta) = T_v(X \cos \theta)$ ，并且不考虑地球曲率。
完整的地下实验室的计数率：

$$R_\mu[T_v] = \int d\Omega \int_{E_{th}(\theta, \phi)}^{\infty} dE_\mu \int_0^{X_{grd}(\theta)} dX Q_\mu(E_\mu, X, \theta)$$

可以对每个角度写出泛函导数权，只需要对密度项中乘以合适的三角函数：

$$W_{\theta\phi}(y) \equiv \frac{\delta R_{\theta\phi}}{\delta T_\theta(y)}$$

进而可以将任意方向的权化归至垂直方向：

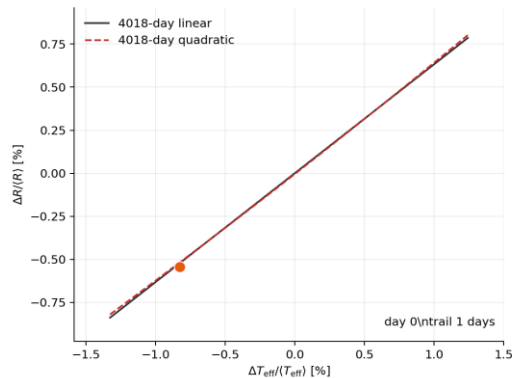
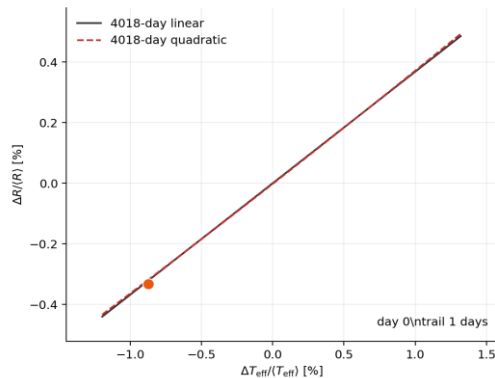
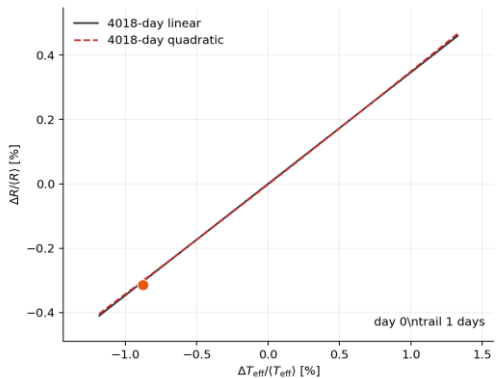
$$W_v(Y) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \sum_{M=\pi, K} \left[W_{v, \theta\phi, M}^{loc}(Y) + W_{v, \theta\phi, M}^{prop}(Y) \right]$$

其结构不会与垂直方向的权出现本质性差别。

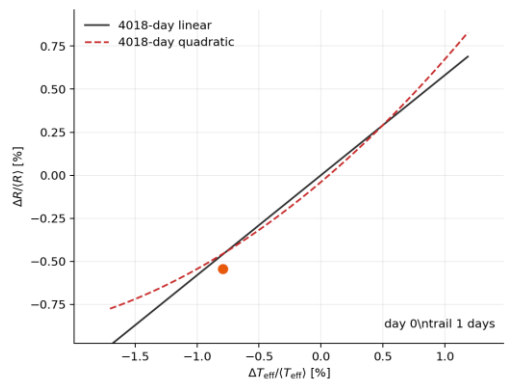
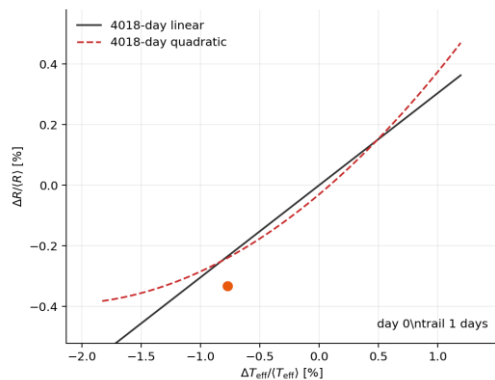
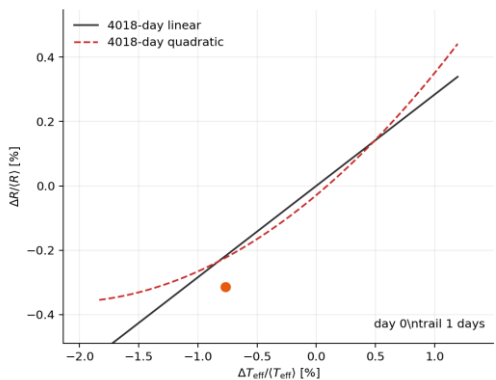


被隐藏的时间信息

Functional



Garshorn et. al.



EH1

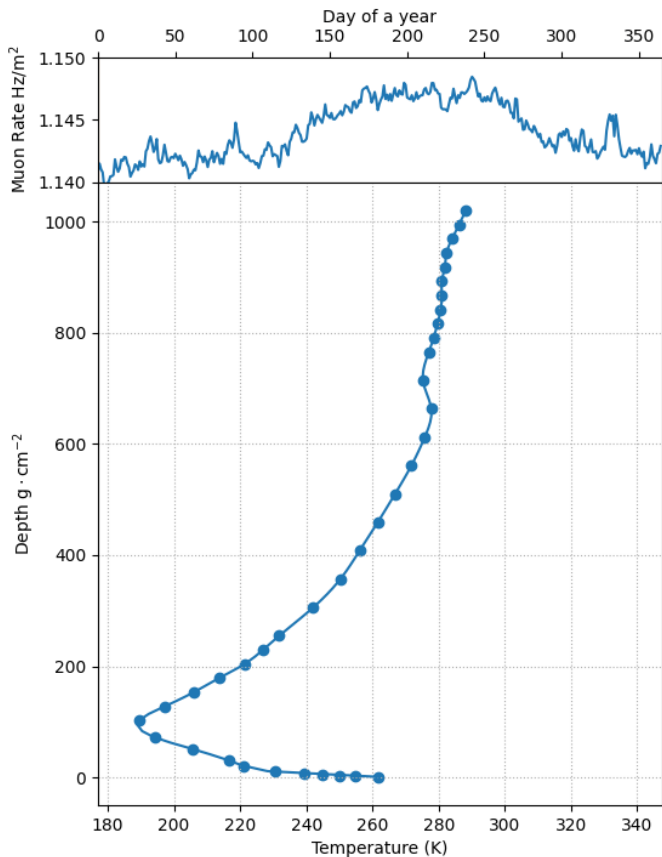
EH2

EH3

不同权的有效温度相对变化-计数率相对变化时序动图



• 大气模态分解EOF

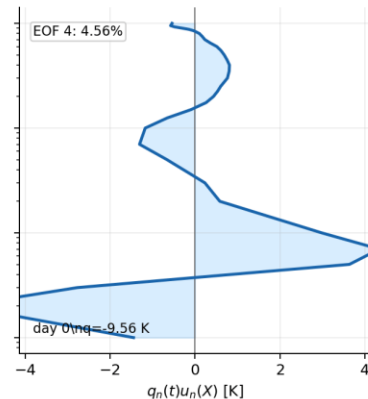
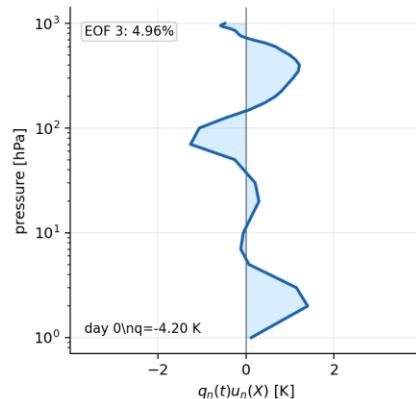
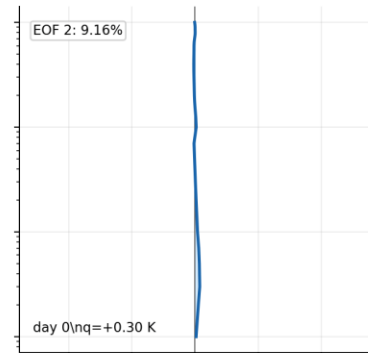
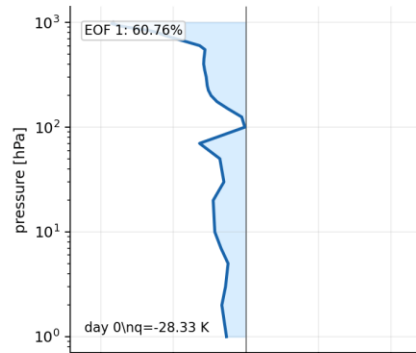


$\Delta T(X, t)$

EOF:
将非刚性变化的大气拆分为若干独立的刚性变化的大气模态之和



$$\Delta T(X, t) \rightarrow \sum_n q_n(t) u_n(X)$$



大亚湾上空4018天EOF分解的前四模态动图

2026/7/6



计数率的线性响应，唯一正确的是泛函权 $W(Y)$ ：

$$\delta R(t) = \int dY W(Y) \delta T(Y, t) = \sum_n k_n^R q_n(t)$$

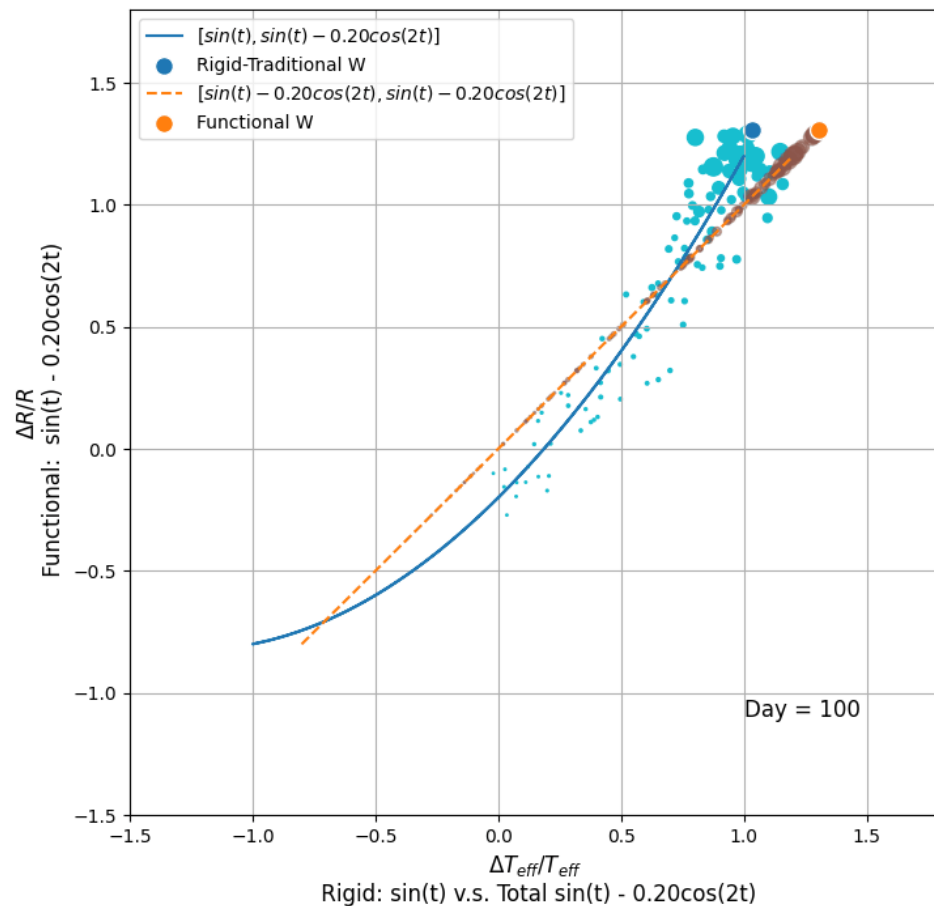
有效温度，权可以任取 $w(Y)$ ：

$$\delta T_{\text{eff}} \propto \int dY w(Y) \delta T(Y, t) = \sum_n k_n^T q_n(t) \sum_n q_n(t) u_n(X) \quad \begin{matrix} \Delta T(X, t) \\ \downarrow \end{matrix}$$

在 $T - R$ 平面上是时间 t 的参数方程：

$$\left(\sum_n k_n^R q_n(t), \sum_n k_n^T q_n(t) \right)$$

最简单的情况，完整泛函投影： $R(t) = \sin(t) - 0.2 \cos(2t)$
而非局域传统权只考虑了主模态上的投影： $T(t) = \sin(t)$
那么**传统权**是图中**蓝色**点和线，**泛函权**是**橙色**点线。



简单数学模型，两条线对应传统权和泛函权的参数方程。散点是叠加高斯噪声的参数方程点



• 总结和展望

使用MCEq复现了非线性

拓展了Gaisser的介子与缪子谱

引入泛函权，构建出一套更精细的温度效应分析方法

提供温度效应的EOF展开视角

相关工作已经提交至Arxiv

[2606.09116] On the Nonlinear Dependence of Underground Muon Rate on Atmospheric Temperature Observed at Daya Bay



- [1] GBARRETT P H, et al. Interpretation of cosmic-ray measurements far underground[J]. Reviews of Modern Physics, 1952, 24: 133.
- [2] AISSER T K, ENGEL R, RESCONI E. Cosmic rays and particle physics[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2016.
- [3] CINI CASTAGNOLI G, et al. Trains of diurnal waves in the muonic component at 70 mwe during cosmic-ray decreases[J]. Journal of Geophysical Research, 1969, 74: 2414.
- [4] GRASHORN E W, et al. The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods[J]. Astroparticle Physics, 2010, 33: 140.
- [5] ADAMSON P, et al. Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector[J]. Physical Review D, 2010, 81: 012001.
- [6] AMBROSIO M, et al. Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO[J]. Astroparticle Physics, 1997, 7: 109.
- [7] DESIATI P, et al. Seasonal variations of high energy cosmic ray muons observed by the IceCube observatory as a probe of kaon/pion ratio[C]//Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. Beijing, 2011.
- [8] DAYA BAY COLLABORATION. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay[J]. Physical Review Letters, 2012, 108: 171803.
- [9] DAYA BAY COLLABORATION. Seasonal variation of the underground cosmic muon flux observed at Daya Bay[J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2018(1): 001.
- [10] DAYA BAY COLLABORATION. The muon system of the Daya Bay reactor antineutrino experiment[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2015, 773: 8.
- [11] DEE D P, et al. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 2011, 137: 553.
- [12] ECMWF. ERA-Interim database[EB/OL]. [2016-01-01]. <http://www.ecmwf.int/en/research/climate-reanalysis/era-interim>.
- [13] HERSBACH H, et al. The ERA5 global reanalysis[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 2020, 146: 1999.
- [14] DUGAS K. Towards a measurement of the seasonal variation of the muon flux using the full Daya Bay dataset[C]//Proceedings of the 38th International Cosmic Ray Conference. Nagoya, 2025.
- [15] ADAMSON P, et al. Observation of muon intensity variations by season with the MINOS near detector[J]. Physical Review D, 2014, 90: 012010.
- [16] BELLINI G, et al. Cosmic-muon flux and annual modulation in Borexino at 3800 m water-equivalent depth[J]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2012(5): 015.



- [17] AGOSTINI M, et al. Flux modulations seen by the muon veto of the GERDA experiment[J]. Astroparticle Physics, 2016, 84: 29.
- [18] FEDYNITCH A, ENGEL R, GAISSER T K, et al. Calculation of conventional and prompt lepton fluxes at very high energy[C]//Proceedings of the International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHECRI 2014). Geneva: CERN, 2015, arXiv:1503.00544.
- [19] OSTAPCHENKO S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II[J]. Physical Review D, 2011, 83: 014018.
- [20] PIEROG T, WERNER K. EPOS model and ultra high energy cosmic rays[J]. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 2009, 196: 102.
- [21] FLETCHER R, LIPARI P, STANEV T. SIBYLL: an event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades[J]. Physical Review D, 1994, 50: 5710.
- [22] GAISSER T K, STANEV T, TILAV S. Cosmic ray energy spectrum from measurements of air showers[J]. Frontiers of Physics, 2013, 8: 748, arXiv:1303.3565.
- [23] GAISSER T K. Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric mu-on charge ratio[J]. Astroparticle Physics, 2012, 35: 801.
- [24] THUNMAN M, INGELMAN G, GONDOLO P. Charm production and high energy atmos-pheric muon and neutrino fluxes[J]. Astroparticle Physics, 1996, 5: 309.
- [25] U.S. Standard Atmosphere[M]. Washington, DC: U.S. Government Printing Office, 1976.
- [26] PICONE J M, HEDIN A E, DROB D P, et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmos-phere: statistical comparisons and scientific issues[J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2002, 107(A12): SIA 15.
- [27] NASA/METI/AIST/Japan Spacesystems, and U.S./Japan ASTER Science Team. ASTER Global Digital Elevation Model V003[DS]. NASA EOSDIS Land Processes Distributed Ac-tive Archive Center (LP DAAC), 2019.
- [28] ABRAMS M, CRIBBEN R, FUJISADA H. ASTER global digital elevation model (GDEM) and ASTER global water body dataset (ASTWBD)[J]. Remote Sensing, 2020, 12(7): 1156.
- [29] DAYA BAY COLLABORATION. A precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay[R/OL]. (2007-01-15)[2026-05-16]. <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0701029>.
- [30] AN F P, BALANTEKIN A B, BAND H R, et al. Measurement of electron antineutrino oscilla-tion based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment[J]. Physical Review D, 2017, 95(7): 072006. DOI:10.1103/PhysRevD.95.072006.
- [31] KUDRYAVTSEV V A. Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground phys-ics[J]. Computer Physics Communications, 2009, 180(3): 339-346.



清华大学

感谢王喆老师的悉心教导
感谢和葛太冲同学的讨论和交叉对比验证
谢谢!