提交至《国际地球物理学杂志》

分布式声学传感中的波场表征：单分量信号分析

arXiv:2611.29757v1 [physics.geo-ph] 22 Nov 2026

Aleix Segu´ı[1], Arantza Ugalde[2], Andreas Fichtner[3],

Huynh Van Luong[4] 和 Wes Armour[1]

[1] 牛津大学工程科学系，英国牛津

[2] 海洋科学研究所，西班牙国家研究委员会，巴塞罗那，西班牙

[3] 地球与行星科学系，苏黎世联邦理工学院，苏黎世，瑞士

[4] *AP Sensing GmbH*，德国伯布林根

摘要

分布式声学传感（DAS）采样得到的时空波场包含关于信号强度、振荡结构和传播的交织信息。我们提出一种方法，用于解缠这些互补属性，并将其应用于分析被噪声或更强波列遮蔽的弱到时波。该方法基于单信号，即通过 Riesz 变换定义的解析信号的二维扩展。在 DAS 中，单信号将局部占主导地位的到达波分解为其沿光纤的振幅、相位和表观慢度。此外，利用方向相干性这一概念对波场方向的一致性进行量化，可以识别并增强相干到达波。在本研究中，我们应用单信号分析2023年10月5日阿尔沃兰海西部发生的3.5级地震后记录的海底*T*波，这些记录沿约60 km长的埃斯特波纳—得土安光缆采集。方向相干性

使我们能够增强相干波列，在保留其振荡结构的同时，强烈衰减非相干背景。通过结合单基因属性，我们追踪沿光纤传播的单个振荡，从而获得空间上一致的表观慢度估计。结合变化的电缆几何形状，这些估计使我们能够推断两列波的入射方向，并揭示不同的反方位角。此外，我们将该方法扩展到方向选择性增强，揭示出第三列较弱的波列；该波列具有相反的时差，且在很大程度上被较强的到达波遮蔽。除上述示例外，我们还展示了单分量分析为波场比较提供了新的可能性，并有望应用于有损数据压缩和反演。总之，我们的结果凸显了单分量分析的多功能性及其成为解释 DAS 记录数据工具集基础组成部分的潜力。

关键词：波传播 – 空间分析 – 时间序列分析 — 图像处理 – 分布式声学传感– 地震噪声

1 引言

振幅包络和瞬时相位为振荡信号提供互补的描述，是解读地震道的成熟属性。二者均自然地源自解析信号：地震道及其希尔伯特变换分别构成复值表示的实部和虚部。将信号表示为极坐标形式，可将振荡的幅度与其在振荡周期中的位置分离，从而分别考察其能量信息和结构信息。对于二维信号，Felsberg &Sommer（2001）提出的单信号将这一构造推广至二维，并以向量值Riesz变换取代希尔伯特变换。单信号的关键特点是，除局部振幅和相位外，还提供局部方向属性，用以描述振荡的主要方向。

最初提出单信号，是为了对空间变化模式的不同方面进行解调，其应用包括局部方向估计、边缘检测、图像分析和去噪（Felsberg 与 Sommer 2001）。自该分解方法问世以来，它已支持多个领域中的各种应用。例如，在心脏成像中，Alessandrini等（2013）利用单生成相位跟踪心肌的形变，不受帧间图像强度和对比度变化的影响。相比之下，振幅包络描述的是变化

模式强度的变化，而与其振荡无关。M¨ateling & Schr¨oder（2022年）利用这一信息研究湍流不同区域中结构的振幅如何共同变化。在导波成像中，振幅和相位的互补作用同样显而易见：包络可以比较不同波长分量的强度（Flynn 等，2013），而模态滤波后，相位的空间变化则可用于估计局部波长（Spytek 等，2021）。

在地球物理应用中，单基因属性已被用于表征具有振幅和几何形态对比度的结构。Hidalgo-Gato & Barbosa（2015）利用单生成相位描绘与强、弱异常相关的磁性线性构造，Picard 等（2018）则应用单分量分析描述声呐图像中海底纹理的均质性、各向异性和复杂性。在地震反射剖面中，相位提供有关反射体排列和连续性的信息，而振幅包络则保留其强度信息。Zhao 等（2020）利用这两种互补描述进行浅地层剖面的层位拾取，Wang 等（2019）提出将单生成相位作为相干性的度量，以根据地震道描述地质结构。

在本研究中，我们考虑由分布式声学传感（DAS）提供的地震波场密集时空采样。在过去十年中，DAS 已成为地球物理学、地震学和工程学领域大规模监测的广泛应用工具（例如，Hartog，2017；Lindsey & Martin，2021）。DAS 能够在传统方法难以布设仪器的环境中，以不同空间尺度开展观测，包括钻孔（例如，Mateeva 等，2014；Daley 等，2016；Brisbourne 等，2021）、城市地区（例如，Lindsey 等，2017；Biondi 等，2017；Spica 等，2020b；Bowden 等，2026）、海底（例如，Spica 等，2020a；Lior 等，2021b；Ugalde 等，2021）、活火山系统（例如，Klaasen 等，2021；Jousset 等，2022；Klaasen 等，2022）以及冰冻圈（例如，Booth 等，2020；Hudson 等，2021；Fichtner 等，2025）。

与传统地震传感器在离散位置测量质点运动不同，DAS 通道记录的是在有限标距范围内平均得到的轴向应变或应变率，因此记录的响应取决于波场的空间波长，以及相关形变在光纤方向上的投影（Dean 等，2017；Kennett，2022）。因此，DAS 测量代表了地震波场的一种具有方向性且经过空间平均的响应。更根本地说，Muir 和 Zhan（2022年）主张，应将 DAS 阵列视为对底层空间波场的采样，而非一组独立通道的集合。

基于这一观点，我们提出将单信号作为表征DAS记录的技术。我们对沿光纤的距离坐标和时间坐标进行联合分析，并将数据视为二维振荡场。在波场局部由某个

形成脊线的相干到达波主导的区域，单生成包络和相位描述该到达波的局部振幅和相位，而单生成方向则描述距离–时间空间中垂直于脊线的方向。由该方向得到的脊线方向定义了局部斜率，并与沿光纤传播的到达波的表观慢度直接相关。

因此，我们的核心观点是，单生成表示能够在统一的局部分解中提供主导相干到达波的振幅、相位和表观传播慢度。这些属性共同构成了对感知波场的简洁表征。

在这些属性中，表观慢度在地震分析中尤为重要，因为它刻画了沿光纤传播的相干波场特征的局部动校正。它可用于分离波场分量、分析面波频散和速度结构，并通过阵列处理方法表征震源；此外，它还直接参与应变与地面运动量之间的转换。对于局部平面波，应变与质点速度通过沿光纤的表观慢度相关联（Wang et al. 2018）。因此，有多种方法利用相邻 DAS 通道估计传播速度，例如频率–波数分析（Wang et al. 2018）、局部倾斜叠加（Lior et al. 2021a）和波束形成（N¨asholm et al. 2022）。与这些方法互为补充的是，我们的单生成属性源自局部场的方向，并同时提供局部占主导地位到达波的振幅和相位，从而区分记录强度的变化与局部时差的变化。这种区分十分重要，因为记录振幅的变化未必对应传播变化（Muir & Zhan，2022），而光纤–介质耦合会进一步增加振幅解释的复杂性（Hudson et al. 2025）。

此外，为了获得稳健的单基因属性估计，我们引入了联合局部邻域的概念。我们通过时空平均张量组合局部黎兹分量，使方向一致的贡献相互强化，指向共同的方向，而方向不一致的波动则在平均过程中受到抑制。该方法能够稳定单基因估计，同时还能量化单一 Riesz 方向或慢度在邻域中占主导地位的程度（Unser 等人，2009）。我们将这一后者称为方向相干性，并用它来识别和增强相干到达波。具体而言，方向相干性能够从随机且非相干的背景中辨别出被掩盖的到达波，而张量平均估计则具有稳健性，适用于物理解释。

除了理论和方法上的贡献外，我们还通过阿尔沃兰海西部采集的海洋*T*波列海底DAS记录，对单生成框架进行实证检验。这些多通道波场展示了四种派生属性——振幅、相位、慢度和方向相干性——如何在波场解释的不同阶段协同发挥作用。首先，我们利用方向相干性抑制背景噪声并增强相干波

列。接着，我们结合单元振幅和方向相位来分离各个振荡周期，同时利用方向推导的表观慢度，指导相邻通道间的周期关联。随后我们表明，将这些关联后的慢度估计投影到弯曲电缆段上，可以为到达波包的水平传播反方位角提供稳健约束。最后，我们探讨单生成表示对受控波场扰动的敏感性，并讨论其在场的成对比较中的用途，以及在模拟、有损数据压缩和反演失配方面的应用。我们通过 RieszLab 提供所提出的方法；这是一个开源软件包，旨在促进这些方法在研究领域得到更广泛的采用。

2 方法

2.1 理论背景

我们首先回顾一维迹线的希尔伯特变换，并利用它定义解析信号。随后，我们转向 Riesz 变换；它是将该形式体系自然扩展到二维的变换，并利用它定义单信号。我们讨论这些变换及其分量的解释。

2.1.1 希尔伯特变换

实值函数 $f(t)$ 的希尔伯特变换是一个奇异积分算子，通过与核 $h(t) = 1/(\pi t)$ 进行卷积定义如下

$$\mathcal{H}\{f\}(t) = \frac{1}{\pi} \lim_{\varepsilon \to 0^+} \int_{|t-\tau|>\varepsilon} \frac{f(\tau)}{t-\tau}\, d\tau. \tag{1}$$

由于核在原点处是奇异的，积分按柯西主值意义解释 $\tau = t$ （例如，参见 Grafakos 2014）。对于有限能量信号，该变换在均方意义下定义良好，并且具有线性和平移不变性。令 $F(\omega) = \mathcal{F}\{f\}(\omega)$ 表示 $f(t)$ 的傅里叶变换，则希尔伯特变换的频域表示为

$$\mathcal{F}\{\mathcal{H}\{f\}\}(\omega) = -i\, \operatorname{sign}(\omega)\, F(\omega), \tag{2}$$

其中 i 是虚数单位。该表达式表明，希尔伯特变换是一种将信号的谱分量在相位上平移 90° 的算子，因此余弦函数会映射为相应的正弦函数。符号项是保持厄米对称性所必需的，从而确保信号仍为实值。

希尔伯特变换是复解析信号定义中的核心部分。对于

实值函数 $f(t)$，其解析信号定义为

$$f_a(t) = f(t) + i\mathcal{H}\{f\}(t) = a(t)e^{i\phi(t)}, \tag{3}$$

其中，$a(t) = |f_a(t)|$ 和 $\phi(t) = \arg f_a(t)$ 分别表示瞬时振幅和相位。例如，对于简单情形 $f(t) = A\cos(\omega_0 t)$，其中 ω_0 是角频率，我们得到$\mathcal{H}\{f\}(t) = A\sin(\omega_0 t)$，因此 $f_a(t) = Ae^{i\omega_0 t}$。模长由此还原振荡振幅，而辐角则确定其在振荡周期中的位置。这些量广泛应用于地球物理学和地震学，其中瞬时振幅、相位和频率构成一组标准属性，用于表征记录波场的变化（例如，Taner 等人 1979年；Barnes 2007年）。

2.1.2 Riesz 变换

Riesz 变换为高于一维的信号提供了一种相关构造。从其定义所用的核 $\mathbf{h}(\mathbf{x}) = c_d\mathbf{x}/|\mathbf{x}|^{d+1}$，作用于 d维向量 $\mathbf{x}$这一点来看，它是希尔伯特变换自然的多维类比；其中，归一化常数 $c_d = \Gamma((d+1)/2)/\pi^{(d+1)/2}$ 确保组合后的 Riesz 变换分量保留原始信号的L^2 能量（例如，Grafakos 2014）。在二维中，函数 $f(\mathbf{x})$ 的 Riesz 变换包含两个分量 $j = 1, 2$，其中 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$，其定义为

$$\mathcal{R}_j\{f\}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi}\lim_{\varepsilon\to 0^+}\int_{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|>\varepsilon}\frac{x_j - y_j}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|^3}f(\mathbf{y})\,d\mathbf{y}, \tag{4}$$

与前述情况一样，它被解释为柯西主值积分。这是一种等距的标量到向量值变换，与平移和尺度变换可交换，并且具有旋转等变性；输入的膨胀会使变换后的场发生相应的膨胀，而信号旋转时，两个黎兹分量也会随信号一起作为一个向量旋转。有关这些性质的更多细节，我们在附录A1中进行了说明并给出了证明。

每个分量的频率响应为

$$\mathcal{F}\{\mathcal{R}_j f\}(\boldsymbol{\omega}) = -i\frac{\omega_j}{\|\boldsymbol{\omega}\|}F(\boldsymbol{\omega}), \tag{5}$$

两个分量的乘子（$j = 1$，2）均定义为在 $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$ 处取零。因此，Riesz 变换只改变傅里叶谱的角度部分，这与希尔伯特变换的情况相同。为说明其行为，考虑一个简单的平面波 $f(\mathbf{x}) = A\cos(\boldsymbol{k}\cdot\mathbf{x})$，其中 $\boldsymbol{k} = (k_1,\ k_2)$ 是其波数。其黎兹分量为 $\mathcal{R}_j\{f(\mathbf{x})\} = A\,(k_j/\|\boldsymbol{k}\|)\sin(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})$，这意味着它们包含相同的 90° 相移振荡，并由其传播方向的分量加权。事实上，可以将两个黎兹分量组合起来，构造沿任意选定方向的解析

信号。具体而言，对于方向为 θ 的单位向量 (cos θ, sin θ)，其线性组合为

$$\mathcal{H}_\theta\{f\} = \cos\theta\,\mathcal{R}_1\{f\} + \sin\theta\,\mathcal{R}_2\{f\} \tag{6}$$

定义了一种方向希尔伯特变换（Unser 等人 2009）。对于局部单向信号，当方向与其局部变化方向一致时，复值信号 $f + i\mathcal{H}_\theta\{f\}$可解释为沿变化轴通过常规希尔伯特变换得到的解析信号。

另一种有趣的观点是，Riesz 变换的行为类似于梯度：这两个算子在傅里叶域中具有相同的方向依赖性，但 Riesz 变换会按径向频率对梯度幅值进行归一化。因此，它能自然地度量方向性，而不会像微分那样优先放大高频（K¨othe & Felsberg 2005）。因此，Riesz 变换便于构造类似导数的算子，包括方向导数和高阶导数，并应用于偏微分方程研究（Grafakos 2014）。

2.1.3 单信号

前述构造为解析信号的二维类比奠定了基础。按照 Felsberg & Sommer（2001），实值函数 $f(\mathbf{x})$ 的单信号是一个由三个分量组成的场

$$\mathbf{f}_m(\mathbf{x}) = \left(f(\mathbf{x}), \mathcal{R}_1\{f\}(\mathbf{x}), \mathcal{R}_2\{f\}(\mathbf{x})\right). \tag{7}$$

令 $r_j = \mathcal{R}_j\{f\}$，向量模定义了局部振幅 $A(\mathbf{x}) = \sqrt{f^2 + r_1^2 + r_2^2}$，局部相位 $\phi(\mathbf{x})$ 和局部方向 $\theta(\mathbf{x})$ 满足球坐标关系

$$f = A\cos\phi,\ r_1 = A\sin\phi\cos\theta,\ r_2 = A\sin\phi\sin\theta, \tag{8}$$

与一维解析信号的极坐标形式相呼应。

Unser 等人（2009）通过方向希尔伯特算子（公式6）提供了一种富有洞察力的方式来理解这些量。首先请注意，$\mathcal{H}_\theta\{f\}$ 表示 Riesz向量（r_1, r_2）与方向单位向量之间的点积。由于单生成方向 θ 恰好表示 Riesz向量的方向，因此 θ 对应于使该点积最大化的方向，从而得到$|\mathcal{H}_\theta f| = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$。一旦沿这一主导方向确定方向，二维问题实际上就简化为一维问题：我们可以构造方向解析信号 $f + i\mathcal{H}_\theta\{f\}$，其标准瞬时振幅和相位分别与单元振幅 A 和

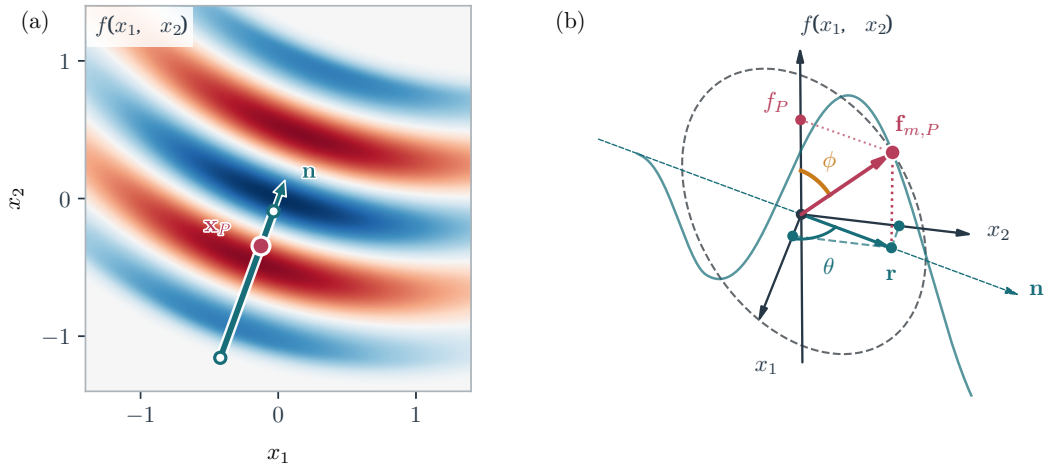

图1. 振荡场的单信号示意图。(a) 维度为 $(x_1,\ x_2)$ 的振荡场，其波前轻微弯曲。高亮线段沿选定点 $\mathbf{x}_P$ 处的局部法线 $\mathbf{n}$ 延伸，定义了沿法线方向的剖面。(b) 单生成信号向量 $\mathbf{f}_{m,\ P}$ 由场值 $f(\mathbf{x}_P)$（垂直绘制）和 Riesz向量 $\mathbf{r}\ =(r_1,\ r_2)^{\mathsf{T}}$（位于水平面内）组合而成。角度 θ 描述了法线 $\mathbf{n}$ 的方向，(a) 中高亮的剖面叠加在包含该方向的垂直平面内。在此平面中，单生成向量表示为方向解析信号 $f(\mathbf{x}_P)\ +\mathrm{i}\ \mathcal{H}_\theta\{f(\mathbf{x}_P)\}$。这显示了极角 ϕ 如何对应于瞬时相位。

相位 ϕ相同。我们在图1中描述了这种几何关系，其中确定了局部化波场中某一点的单生成属性。

因此，单元振幅描述振荡的局部强度，相位描述其在振荡周期中的位置，而方向描述其局部几何方向。其物理解释取决于所测量的物理量。

2.2 分布式声学传感中的单信号

现在，我们介绍将单信号应用于分布式声学传感记录的时空场的公式。根据 Kennett（2022），考虑一个在三维空间中传播的单色平面波。设该波的位移振幅为 U，极化单位向量为 $\mathbf{e}$，波矢为 $\mathbf{k}$，角频率为 ω，初始相位为 ψ_0。其位移为

$$\mathbf{u}(\mathbf{x},t)=U\mathbf{e}\,e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-\omega t+\psi_0)}. \tag{9}$$

为方便起见，我们将波相位记为 $\Phi(\mathbf{x}\ t)\ =\mathbf{k}\ \cdot\mathbf{x}\ -\omega t+\psi_0$。我们可以计算其对应的应变张量：

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\frac{1}{2}\big(\nabla\mathbf{u}+(\nabla\mathbf{u})^{\mathsf{T}}\big)=\frac{iU}{2}(\mathbf{k}\mathbf{e}^{\mathsf{T}}+\mathbf{e}\mathbf{k}^{\mathsf{T}})e^{i\Phi}. \tag{10}$$

现在考虑一条轨迹为$\mathbf{r}(s)$、单位切向量为$\mathbf{t}(s) = \mathbf{r}'(s)/\|\mathbf{r}'(s)\|$的电缆，其中 s 表示弧长。我们将应变张量投影到局部光纤方向上，以获得轴向应变 $\varepsilon_{tt} = \mathbf{t}^{\mathsf{T}}\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{t}$。这表明振幅会根据投影偏振和波矢进行尺度缩放，表示为：

$$\varepsilon_{tt}(s,t) = iU[\mathbf{k}\cdot\mathbf{t}(s)][\mathbf{e}\cdot\mathbf{t}(s)]e^{i\Phi(\mathbf{r}(s),t)}. \tag{11}$$

考虑标距 L 后，沿光纤测得的复值标距平均轴向应变为

$$\varepsilon_{tt}(s,t) = \frac{iU}{L}e^{-i\omega t+i\psi_0}\int_{s-L/2}^{s+L/2}[\mathbf{k}\cdot\mathbf{t}(\xi)][\mathbf{e}\cdot\mathbf{t}(\xi)]e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}(\xi)}\,d\xi, \tag{12}$$

其中 ξ 是沿标距方向的积分坐标（另见 Egorov 等，2018；Luo 等，2020）。

现在，我们可以假设光纤在每个弧长位置附近局部呈直线，且切向量恒定为 $\mathbf{t}_0$，投影波数为 $k_p = \mathbf{k}\cdot\mathbf{t}_0$。在这种情况下，标距平均会引入一个振幅因子 $\mathrm{sinc}(k_pL/2)$，而入射角和偏振则会带来额外的振幅缩放（例如，Dean 等，2017）。因此，我们将这些影响合并到有效振幅 A 中，使分布式声学传感响应保留入射平面波的正弦相位依赖性。

下文中，我们考虑实值应变，而非复值相量，因为单信号是针对实值函数定义的。此外，由于作用于分布式声学传感数据的 Riesz 变换会同时处理距离和时间，其产生的方向取决于这两个坐标的相对尺度。这里，我们直接对采样后的分布式声学传感记录应用该变换，使用无量纲坐标 $x_1 = s/\Delta s$ 和 $x_2 = t/\Delta t$，其中 Δs 和 Δt分别为通道间距和时间采样间隔。这种尺度处理方式类似于常规 f–k 分析中的隐式尺度处理：直接对采样数据计算变换，并利用采样间隔恢复物理单位下的频率和波数。对于 Riesz 变换，我们会明确写出这一共同的物理尺度，因为这些坐标会进入频率响应中的范数。不过，我们注意到，也可以选择其他尺度处理方式，其影响将在讨论部分说明。

在满足上述全部限定条件后，我们可以将局部直线光纤在无量纲坐标中所感知的平面波写为

$$d(x_1,x_2) = A\cos\left(k_p\Delta s\,x_1 - \omega\Delta t\,x_2\right). \tag{13}$$

为方便起见，定义 $\phi = [k_p\Delta s, -\omega\Delta t]\cdot\mathbf{x}$。因此，在无量纲坐标中可以清楚地看出，这正是前文所述的二维平面波，其 Riesz 变换由两个分量表示

$$\mathcal{R}\{d\} = A\sin(\phi)\frac{1}{\sqrt{k_p^2\Delta s^2+\omega^2\Delta t^2}}\begin{bmatrix}k_p\Delta s\\ -\omega\Delta t\end{bmatrix}. \tag{14}$$

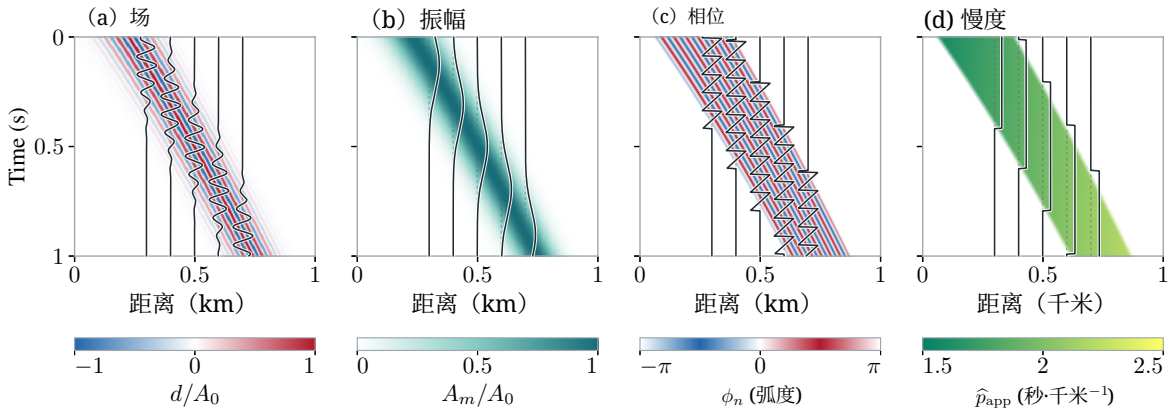

图2. 合成分布式声学传感波包的单分量分析。沿着缓缓弯曲的电缆采样一个波前法线方向上具有高斯包络的平面波，产生一个表观慢度逐渐变化的局部到时。各面板分别显示：(a) 合成场，(b) 单元振幅，(c) 有符号方向性（单元）相位，以及 (d) 估计表观慢度。振幅与波包包络相对应，相位描述振荡周期中的变化过程，而慢度则反映沿电缆变化的入射角。叠加的曲线显示了五个选定通道的时间响应，虚线标示其零基线。

回想一下 Riesz 变换的方向希尔伯特解释，单元振幅和相位恰好恢复了平面波的振幅 A 和相位 ϕ。单生成方向与无量纲坐标（x_1，x_2）中的相位梯度方向一致，或者等价地说，它垂直于距离–时间空间中的等相位脊线。由此可得

$$\tan\theta = \frac{\mathcal{R}_2\{d\}}{\mathcal{R}_1\{d\}} = -\frac{\omega\Delta t}{k_p\Delta s} = -\frac{1}{c_\Delta p}, \tag{15}$$

这直接表明，方向可用于估计波的表观慢度。因子 $c_\Delta = \Delta s/\Delta t$ 是一个速度度量，可将由方向推导出的无量纲比值转换为具有物理单位的表观慢度 p。

这种解释自然源自对分布式声学传感记录的常见目视检查：在距离–时间空间中，相干脊线的斜率表明了到达波的表观传播速度。这一推导将这种视觉关系形式化，并将单基因属性直接与到达波的地震属性联系起来。图2通过一个合成示例展示了这些属性：一个平面波包到达一段轻微弯曲的光纤，并由此说明信息的分解过程。

2.3 稳健估计与方向相干性

实际上，记录的场中含有不同程度的随机噪声，这会扰动估计的波前方向，从而使逐点单基因属性变得不稳定。为了提高稳健性，

我们可以引入这样的假设：到达波在相邻通道之间保持方向相干。因此，我们在由非负加权窗 $w(\mathbf{x})$ 定义的局部时空邻域内估计其方向（以及由此得到的表观慢度）（例如，使用高斯核）。

为此，我们不直接对单基因属性求平均，而是采用 Unser 等人（2009）提出的结构张量方法，以利用 Riesz 向量中包含的联合方向信息。对于采样点 $\mathbf{x}_0$,，令 r_1, r_2 为函数 f的 Riesz 响应，则结构张量是一个 2×2 对称矩阵 $\mathbf{J}(\mathbf{x}_0)$，其元素 $m, n \in \{1, 2\}$ 为

$$J_{mn}(\mathbf{x}_0) = \int_{\mathbb{R}^2} w(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) r_m(\mathbf{x}) r_n(\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \tag{16}$$

黎斯乘积隐式地根据局部能量 $r_1^2 + r_2^2$ 对方向加权，同时避免 Riesz 向量在一个波周期内反转符号时发生抵消。主特征向量给出占主导地位的波前法线，其特征值 $\lambda_{\max}$ 衡量沿该方向的 Riesz 能量。结合较小的特征值，可定义方向相干性

$$\mathcal{X} = \frac{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}{\lambda_{\max} + \lambda_{\min} + \tau}. \tag{17}$$

当存在单一主导方向时，相干性趋近于 1；随着各方向的贡献趋于均衡，相干性则会降低。我们添加 $\tau \geq 0$ ，以在低能量区域稳定相干性，这与水位正则化类似。 τ 的作用相当于向张量添加各向同性能量；具体而言，$\mathbf{J}(\mathbf{x}_0)_\tau = \mathbf{J}(\mathbf{x}_0) + \frac{\tau}{2}\mathbf{Id}$ ，其中 $\mathbf{Id}$ 是单位矩阵。

–

将 Riesz 向量投影到结构张量的主方向上，即可得到方向希尔伯特响应，并由此求得瞬时振幅和相位。该方法最适用于由单一波前方向主导的邻域，我们可以通过阈值处理 $\mathcal{X}$ ，保留方向一致的估计结果。为说明这一点，我们创建了一个加入高斯噪声的波包合成交叉，并通过张量估计计算了单基因属性，如图 3 所示。结果展示了该方法的适用场景和局限性：局部相干区域得到增强，慢度估计也较为稳健；而交叉区域以及不存在主导慢度的区域会产生不稳定的估计，并在相干性阈值处理中被剔除。同样，记录数据中形成条纹的相干噪声也可能得到增强。我们将在后续实验中展示，这种阈值处理能够增强相干到达波所携带的信息。

2.4 电缆几何形状偏差

对于弯曲电缆几何结构，Riesz 变换是定义良好的，但所得单量的物理解释存在一些细微之处。由于变换核具有无限支撑，并且按反幂律衰减（例如，Ward 等人，2013 年），某一点处的响应包含

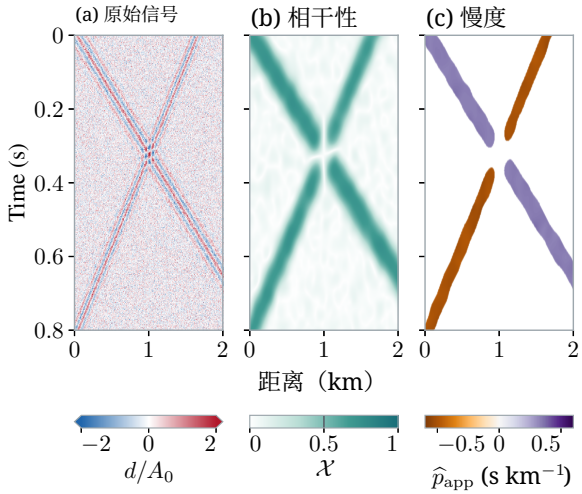

图 3. 合成交叉波包的稳健方向估计。(a) 两个具有高斯包络、表观慢度分别为 $1/3$ 和 $-1/2\mathrm{skm}^{-1}$ 的平面波包叠加在一起，并受到加性高斯噪声的干扰。(b) 使用 40 m 和 0.016 s 的高斯平均宽度，根据局部平均的 Riesz张量计算得到的方向相干性 $\mathcal{X}$。沿孤立到达波的方向，相干性仍然较高；在它们的交叉处，由于竞争方向贡献的能量相近，相干性会降低；在噪声主导背景中，相干性也会降低。(c) 根据主张量方向估计的表观慢度，仅保留满足 $\mathcal{X} \geq 0.50$ 的样本。

来自光纤一段较长范围内样本的贡献。如果电缆在该区域内弯曲，这些样本对应于入射波场的不同局部投影。在这种情况下，该响应反映的是在变换核的有效支撑范围内经过空间加权的组合，其解释不再必然对应于中心点处入射的波场。

为评估电缆几何效应，我们量化沿核 $\mathbf{h}(s,\ t)$ 支持范围内采用局部直线近似所产生的偏差。该核可以是 Riesz核，也可以是它与小波预滤波器的组合。直观而言，由于核会衰减，距离越远的点对响应的贡献越小。因此，我们可以预期，偏差取决于电缆偏离其中心切线的程度。

如第2.2节所推导，在投影波数为 $k_p = \mathbf{k} \cdot \mathbf{t}(s_0)$ 的直线电缆上，点 s_0 处的表观慢度就是 $p(s_0) = \frac{k_p}{\omega}$。接下来，我们将表观慢度估计投影到真实的三维电缆 $\widehat{p}_{\mathrm{c}}(s_0)$ 上。该估计由其 Riesz向量作用于真实电缆上使用公式12中的轴向应变正演模型生成的合成DAS场计算得到。因此，我们可以将光纤沿线每一点相对于 $\widehat{p} = p(s_0)$ 的表观慢度偏差定义为

$$B_p(s_0; \mathbf{k}, \omega) = \frac{|\widehat{p}_{\mathrm{c}} - \widehat{p}|}{|\widehat{p}|}. \tag{18}$$

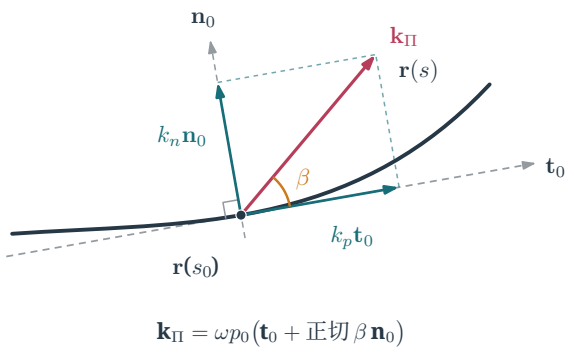

图 4. 平面弯曲电缆的波矢分解。在$\mathbf{r}(s_0)$处，局部切向量$\mathbf{t}_0$ 和平面内法向量$\mathbf{n}_0$ 将投影波矢分解为$\mathbf{k}_\Pi = k_p\mathbf{t}_0 + k_n\mathbf{n}_0$。入射角 β给出 $k_n = k_p \tan\,\beta$，其中 $k_p = \omega p_0$。

轴向应变模型中的偏差还取决于偏振和标距等参数，我们假设这些参数保持固定。 B 的值较小，表明弯曲电缆记录的 Riesz 响应仍接近理想局部直线电缆的响应；后者在中心点具有相同的相位和表观波数。

对于任意已知电缆轨迹$\mathbf{r}(s)$，均可针对任意测试平面波（$\mathbf{k}$ ω）对该偏差进行数值评估。为相对于电缆几何形状参数化测试波矢，我们考虑一条位于平面 Π内的平面电缆，其在 s_0处的局部切向量为$\mathbf{t}_0$ ，平面内法向量为$\mathbf{n}_0$ 。只有三维波矢在该平面上的投影$\mathbf{k}_\Pi$会对沿电缆采样的相位变化产生贡献。将局部表观慢度定义为 $p_0 = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{t}_0)/\omega$ ，即可得到切向波数 $k_p = \omega p_0$。若 β 表示投影$\mathbf{k}_\Pi$ 与$\mathbf{t}_0$, 之间的平面内夹角，则平面内法向分量为 $k_n = k_p \tan\beta$，因此相关的投影波矢可写为$\mathbf{k}_\Pi = \omega p_0(\mathbf{t}_0 + \tan\beta\,\mathbf{n}_0)$。该几何形状如图 4 所示。

通过变量替换，几何形状引起的偏差可在频率–慢度–入射域中参数化为 $B_p(s_0;\ \omega,\ p_0,\ \beta)$，其中 ω控制时间尺度， p_0是中心点处的参考表观慢度， β控制横向入射，而横向入射决定了对电缆曲率的敏感性。我们进行了合成实验，以表征曲率偏差，如图5所示。我们选取一段沿对数螺旋几何形状弯曲的电缆，其曲率半径 R 随电缆弧长 s_0线性增加。对于电缆上的每个点，我们对一系列平面波参数（ω， p_0， β）进行扫描，固定标距和P波极化，并记录扫描范围内的最大偏差。图5b显示，随着电缆局部形状趋于笔直，偏差从半径为80米时的约15%降至半径为600米时的0.3%。在图5c中，我们将偏差分解到入射和切向表观慢度坐标中，

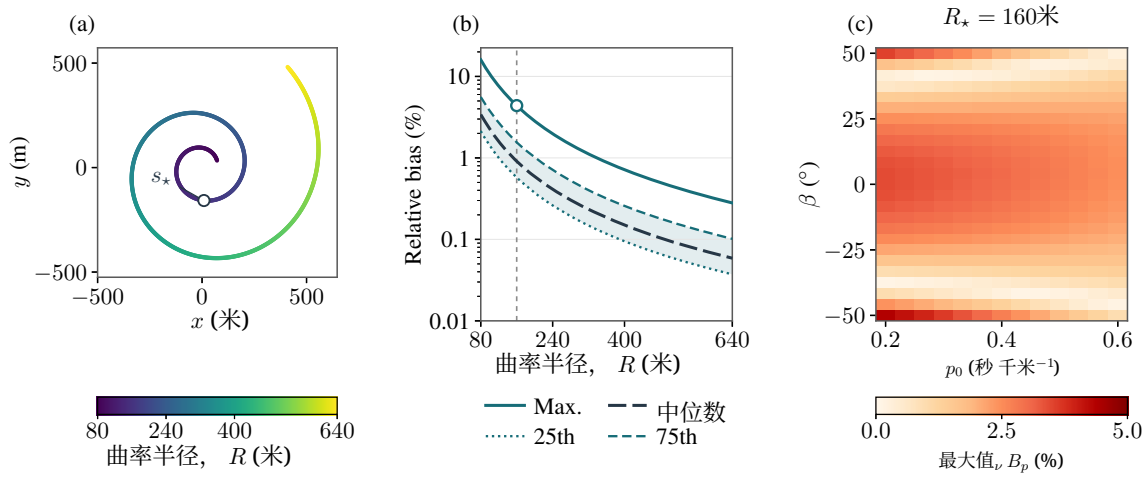

图5. 平面 logarithmic spiral 上由几何形状引起的表观慢度偏差。(a) 分析的电缆段按曲率半径着色 R，曲率半径随弧长单调增加。(b) 各通道相对于局部直电缆参考值的相对偏差B_p ，以对数纵坐标显示。扫描涵盖频率为 8、12 和 16 Hz 的平面 P 波，慢度为 $p_0 = 0.2$–$0.6\,\mathrm{s\,km^{-1}}$，且 $\beta = -50°$–$50°$。线条表示扫描中的最大偏差和不同百分位数。(c) 标记点处偏差随 p_0 和 β 的变化，该点位于 $R_\star = 160$ m处，取各频率下的最大值。慢度通过标距平均轴向应变的周期平均 Riesz 张量估算，采用 10 m 标距、5 m 通道间距和 5 ms 时间采样。

展示了偏差如何随 p_0增大而减小。偏差先在 $\sim 40°$ 处减小，随后又增大。这是因为有符号慢度误差穿过零点，也就是说，估计值从低估慢度转为高估慢度。有关平面光纤曲率影响的更多详情，请参阅 Wang & Fichtner (2026)。

2.5 自适应结构张量窗

上文介绍的结构张量估计及相关方向相干性，是真实记录数据中单分量分析的重要组成部分。然而，由于这些估计需要在样本邻域内进行计算，其加权窗应保持在投影慢度足够一致的区域内。

使用上述平面模型（图 4），由于 $p(s) = (\mathbf{k}\cdot\mathbf{t}(s))/\omega$，我们有 $p(s_0+u)/p_0 = \cos\,\Delta\vartheta + \tan\,\beta \sin\,\Delta\vartheta$，其中 $\Delta\vartheta = \vartheta(s_0+u) - \vartheta(s_0)$ 是切线角的变化。因此，电缆转向和入射角 β 是决定适当窗宽的两个因素。例如，当 β 接近 90°时，入射变为垂直，因此难以被有效感测。在这种情况下，与入射角更接近电缆切向时相比，小幅弯曲的影响会更强。

然而，很多时候入射角是未知的，因此我们需要在不

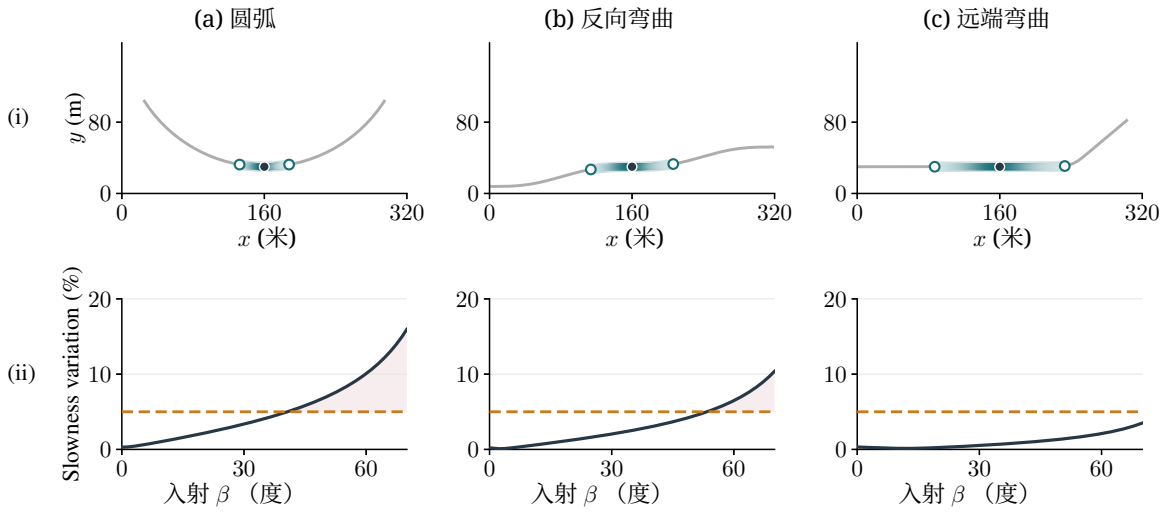

图6. 针对 (a) 圆弧、(b) 反向弯曲和 (c) 远端弯曲的几何自适应空间平均。(i) 电缆几何形状，中心以深色圆点标出，几何形状选定的邻域以青绿色显示。空心圆位于中心沿每个弧长方向三个高斯标准差处。(ii) 几何形状选定宽度处经高斯加权的相对慢度变化随入射角的变化；琥珀色虚线表示 5% 容差。

知道波的传播方向的情况下选择宽度。为此，我们提出一种基于几何形状的启发式方法，根据从分析中心点沿电缆移动时的累积转角，将高斯窗的宽度调整为直线支撑域。具体而言，记作 $\kappa(s) = d\vartheta/ds$，我们按 $u > 0$累积绝对转角 $\int_{s_0}^{s_0+u} |\kappa(v)|\, dv$，并以相同方式沿相反方向累积。我们向两侧等量扩展区间，直到任一侧的累积转角达到最大角度容差 $\Theta_{\max}$。然后，将所得半长度设为 $3\sigma_s$，同时还受最大宽度 $\sigma_{\max}$的限制。

图6(i)展示了这一启发式方法在三种典型电缆几何形状下的应用，使用 $\Theta_{\max}$ =10° 和 $\sigma_{\max} = 80$ 米。图6(ii)显示了这些启发式宽度下，相对于中心值的高斯加权均方根相对慢度变化随入射角的变化。虚线表示 5% 均方根容差，以供比较。当入射方向趋近于垂直电缆时，投影分量会减弱，微小弯曲可能导致更大的相对变化。在这些情况下，可能需要采用更小的转向角容差。

3 数据

为展示单分量分析方法的应用，我们使用了阿尔沃兰海西部的一次海底分布式声学传感部署。该数据集采集自 Telxius Estepona-Tetouan

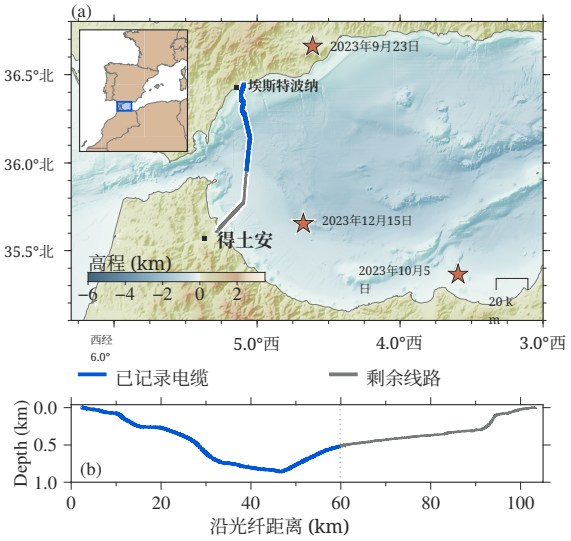

图7. (a) 埃斯特波纳—得土安光缆在阿尔沃兰海西部的位置。分布式声学传感（DAS）探测的区段以蓝色显示，其余电缆线路以灰色显示。星号标出本研究所考察的三次地震的震中，其起震时间（协调世界时）分别为：2023年9月23日04:22:00（$m_b = 3.2$）、2023年10月5日09:00:45（$m_{bLg} = 3.5$）和2023年12月15日23:45:11（$m_{bLg} = 3.4$）。插图标示了研究区域的位置。(b) 沿电缆的水深，虚线标出探测区段的终点。

通信电缆（Ugalde等，2023）。该电缆中约60千米长的一段，最大水深达860米，于2023年9月21日至2024年2月10日期间接受探测（图7）。此次部署使用了由Arag´on Photonics制造的啁啾脉冲高分辨率分布式声学传感解调仪，标距和空间采样间隔均为10米。根据采集时段的不同，数据采样率为100赫兹或250赫兹。图7a展示了应用中考虑的三次地震。其发震时间、震中位置和震级取自国家地理研究所的地震目录（Instituto Geogr´afico Nacional（IGN）2022年）。2023年10月5日的地震将在第4节中分析，另外两次事件见补充材料。

4 应用

我们研究了2023年10月5日 m_{bLg} 3.5 地震后记录的*T*波列。这些到时展示了如何结合使用不同属性。利用方向相干性，可以增强传播模式。单元振幅和相位用于识别各个振荡，而单生成方向则提供每个点处的视慢度估计，据此可以推断入射传播方向。

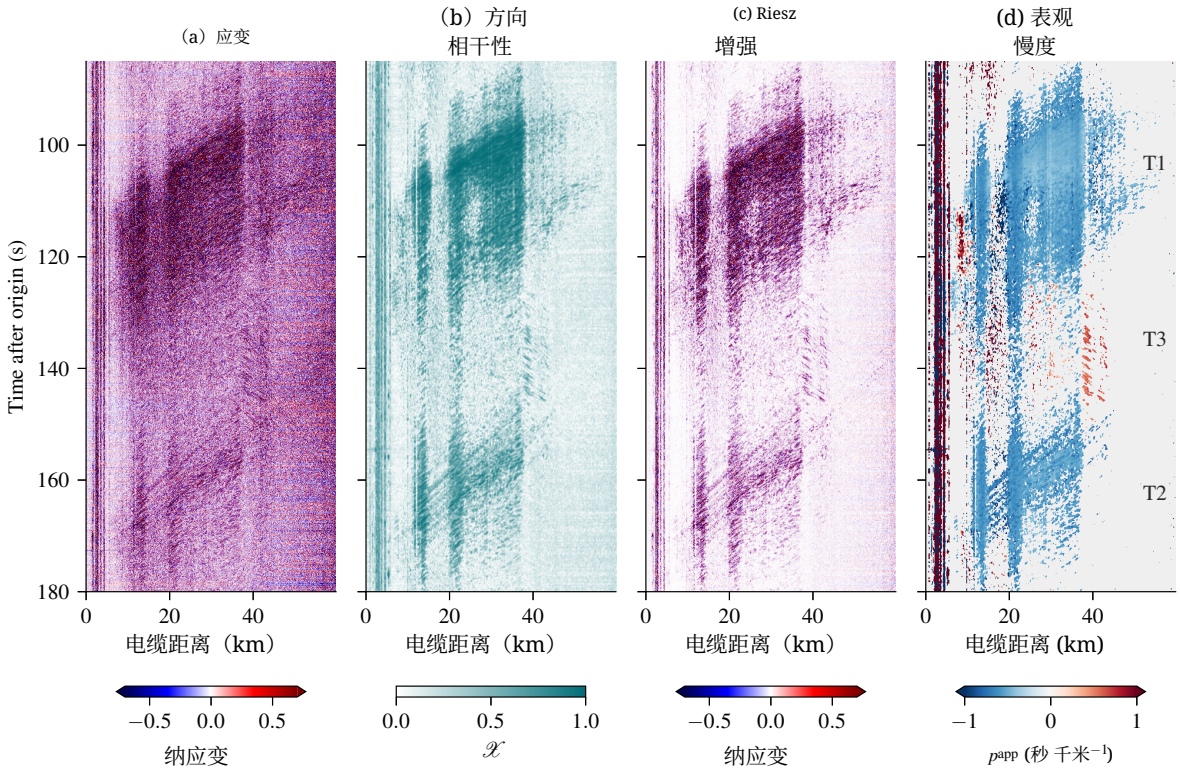

图 8. 2023年10月5日 T 波列的方向增强。(a) 经 3–30 Hz 带通滤波的应变。(b) 方向相干性。(c) 对单元分量进行连续相干性加权后的重建结果，振幅标度与 (a) 相同。(d) Riesz 表观慢度，其中 $\mathcal{X} \geq 0.3$，由输入应变计算得出。时间以地震发震时刻为起点。我们标记了 T1、T2 和 T3，以供后续分析。

4.1 方向相干信号增强

*T*波是一个很好的示例，因为其延伸的振荡波列在距离–时间空间中形成相干脊线。作为单分量分析的首个重要演示，我们展示了Riesz张量的方向相干性能够增强场中局部仅包含单一主导方向的部分。

应变数据经 3 至 30 Hz 带通滤波，并从每个时间采样点的各通道中减去通道间的空间中位数。该记录的时间采样间隔为 0.01 s，通道间距为 10 m，因此 Riesz 变换的坐标尺度为 $c_\Delta = 1000\ \mathrm{m s}^{-1}$。黎兹分量通过对完整距离—时间矩阵进行一次快速傅里叶变换并采用反射填充计算得到。我们使用标准差分别为 90 m 和 0.09 s 的可分离高斯窗，通过结构张量获得稳健估计和相干性；该设置完全满足我们的曲率偏差准则。我们设定 $\tau = 0.01$ 纳应变^2，以对相干性估计进行正则化。

通过这些要素，我们将三个单元分量分别乘以方向相干

性 $\mathcal{X}(s,t)$，从而增强方向相干的模式。该系数提供时空加权，突出单基因属性中相干的部分。由于单生成表示具有更高维度，其各分量并不独立，因此这种加权不一定与单个应变场的单生成表示完全对应。由此，我们在最小二乘意义下得到增强后的应变，即其单元分量与加权后的分量最为匹配的应变场。增强应变的推导见附录 A2

图 8 展示了经相干性加权后，两列主要的*T*波列（记为 T1 和 T2）如何从背景中显现出来。在相同的应变标度下，仍可观察到它们的振荡，而方向相干性较弱的大部分背景则被衰减。视慢度图追踪了这些波列在较长光缆段上的时差，并保留了空间变化；这些变化在原始信号应变波形图中不太明显，揭示了具有不同传播特征的到时（记为 T3）。图中显示的慢度根据输入应变计算，采用了 $\mathcal{X} \geq 0.3$threshold。陆海过渡带附近（沿电缆 2.39 km 处）仍可见其他相干特征，这些特征可能与破碎波有关，其表观慢度不同于主要*T*波列的表观慢度。在主要*T*波列缺失的时段，还可见另一列表观慢度符号相反的波列。我们将在后文回到这一到时，并使用方向选择性增强对其进行更仔细的考察。

4.2 周期检测与相位关联

接下来，我们结合单元振幅、相位和方向，追踪两个已识别的主要*T*波列（T1 和 T2）中的单个振荡。它们分别选自地震发震时刻后 90–150 s 和 150–200 s 的时间窗。

首先，我们利用单元振幅和方向相干性，定位每个波列中能量较强且相干性较高的部分。各波列搜索窗口内的最大值分别为 T1 和 T2 提供参考时间：103.55 s 和 162.60 s。

然后，我们在每个参考时间前后 ± 6 s 的范围内搜索单个振荡。通过沿主黎斯向量方向计算的有符号方向（单元）相位中的正向过零点，识别候选周期。随后，沿电缆的两个方向追踪每个选定的相位过零点。若其在通道 i 处的时间为 t_i，则局部方向可预测其向相邻通道的延续情况，如下所示

$$t_{i+1}^{\mathrm{pred}} = t_i + \frac{p_{\mathrm{app},i} + p_{\mathrm{app},i+1}}{2}(s_{i+1} - s_i), \tag{19}$$

慢度由单生成方向给出。在每一步中，我们首先排除方向相干性为 $\mathcal{X} < 0.4$的候选交点。在剩余候选项中，我们选择最接近

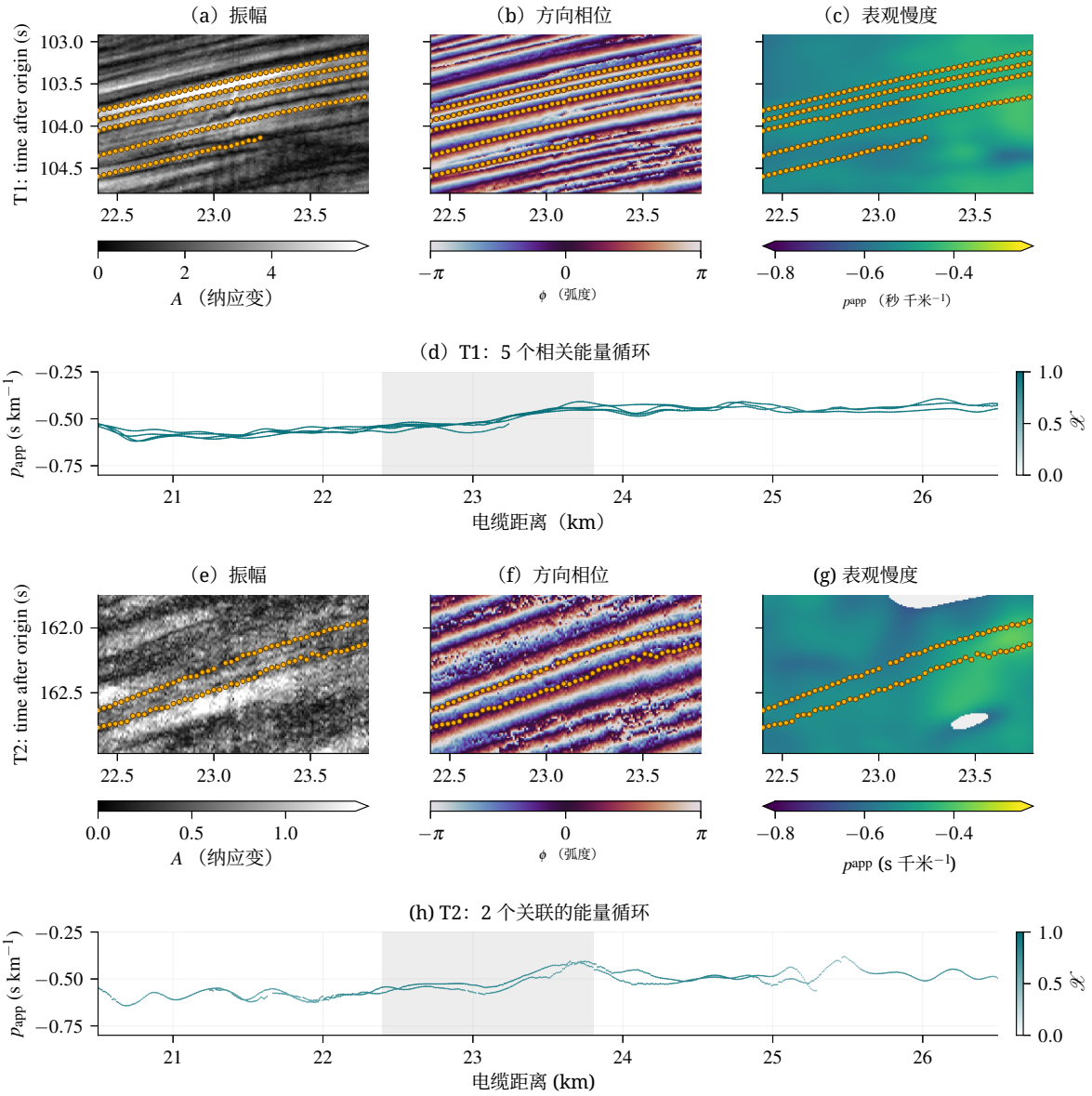

图9。 埃斯特波纳–得土安海缆沿线记录的 T 波包 T1 (a–d) 和 T2 (e–h) 中的相位辅助关联。图中显示单元振幅、方向相位和表观慢度。橙色圆点标示关联的等相位交点。面板 (d,h) 显示每个关联振荡和通道的局部中位慢度，并按方向相干性着色。灰色带标示地图局部放大区域。

预测值的交点，要求校正量小于局部周期的 0.35，容差为半个时间采样点。交点时间在时间采样点之间进行插值，局部周期则根据相邻交点估算。如果无法跨越不超过 30 m 的间隙，则轨迹停止。

图9展示了这一过程，呈现出单生成属性所携带的互补信息。振幅描述振荡较强的位置，相位则解析其在一个周期内的演进，而由方向得出的慢度描述其时差变化。

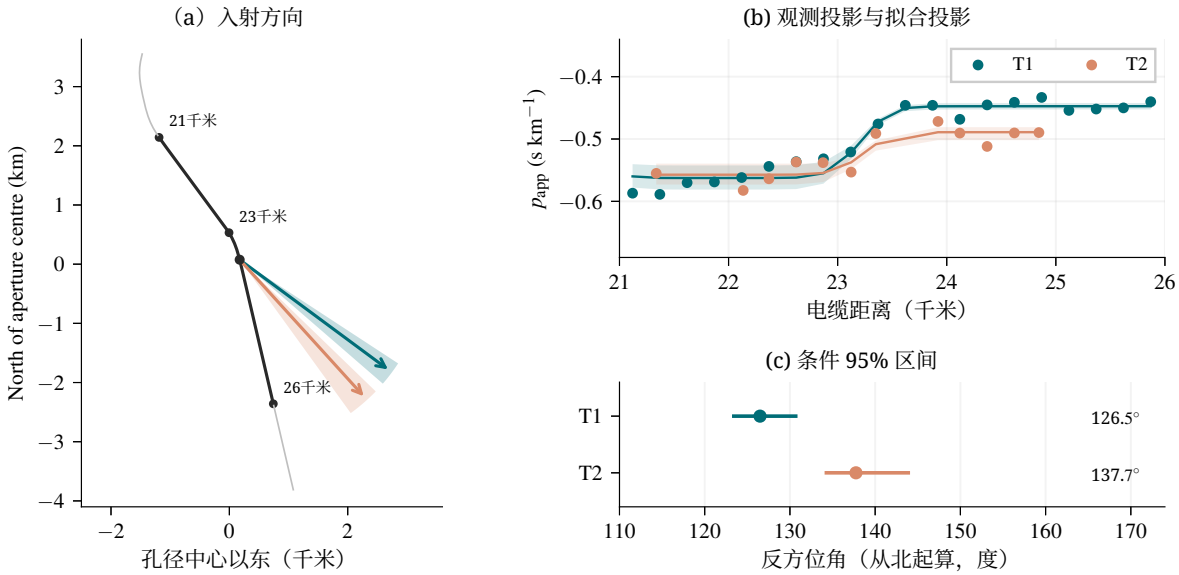

图 10. 在埃斯特波纳近海 21–26 千米电缆段，根据相位关联的黎斯慢度推断出的入射方向。(a) 以孔径中点为锚点的反方位角估计值和角度区间。(b) 观测到的空间分箱中位数和拟合的电缆投影。(c) 反方位角估计值和 95% 自助法区间。阴影表示以选定的振荡为条件的自助法区间。

T1 的邻近振荡呈现出相似的空间慢度剖面，而 T2 的信号较弱，变异性更大，且关联中断。

4.3 表观慢度与传播方向

我们通过一项下游任务展示所提出分析方法的可靠性。利用已知的电缆位置以及上一节计算出的相关表观慢度，可以估计 T 波列的入射方向。我们使用埃斯特波纳—得土安电缆的 21–26 千米段，该段切向方向的变化为入射波场提供了互补投影。分别对 T1 和 T2 进行拟合。

在此计算中，仅保留位于相关相位邻域内且满足$\mathcal{X} \geq 0.7$的样本。我们首先计算每个周期内这些样本的中位数，然后计算跨周期的通道中位数。为避免将间距密集且彼此相关的通道视为独立观测值，我们将孔径划分为 250 米的分箱。每个分箱至少需要五个合格通道，并以这些通道的中位慢度和平均电缆切向作为该分箱的贡献。计算三维单位切向量时，对测量几何形状进行平滑处理，以避免产生人为的突变。

在区间 b 中，预测的沿光纤表观慢度可近似表示为

$$p_{\mathrm{app},b}^{\mathrm{pred}} = \bar{t}_{E,b}\, p_E + \bar{t}_{N,b}\, p_N, \tag{20}$$

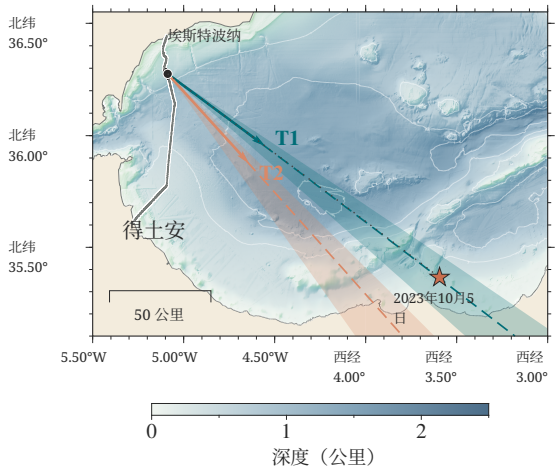

图 11。阿尔沃兰海西部水深地形上 T1 和 T2 的估计入射方向。彩色圆锥表示从拟合电缆段的中点投影出的 95% 自助法角度区间。星号标示地震震中，电缆发出一条带点参考方位线。

其中，$(p_E,\ p_N)$ 是水平慢度矢量的东向和北向分量，而 $(t_{E,\,b},\ t_{N,\,b})$ 是该区间内平均切向量的相应分量。忽略垂直分量 $t_{U,\,b}\,p_U$ 的影响将在第 5.2 节中讨论。

–

我们通过最小化分箱残差的 Huber 损失之和来估计 $(p_E,\ p_N)$，每个分箱赋予相同权重。Huber 损失（Huber 1964）定义为

$$\rho_\delta(r) = \begin{cases} \tfrac{1}{2} r^2, & |r| \le \delta, \\ \delta\left(|r| - \tfrac{\delta}{2}\right), & |r| > \delta, \end{cases} \tag{21}$$

其中，δ 是转变尺度，此处设为 0。03 $\mathrm{s\,km^{-1}}$。因此，对于较小的残差，损失函数呈二次形式；对于较大的残差，则呈线性形式，从而降低单个偏差分箱的影响。

结果如图 10 所示，其中推断出的向量指向入射反方位角。为评估空间采样的敏感性，我们在连续的 500 米区块内对慢度和切向量对进行重采样，不跨越接受的分箱之间的间隙，并针对 400 次自助法抽样重复拟合。图中显示了接受的拟合结果的中心 95% 角度范围。这些区间以固定参数和假设为条件，其中包括选定的振荡、相干性判据、几何形状和水平波近似。

拟合后的投影再现了电缆在接近 23千米处转弯时表观慢度的主要空间变化。T1 得出的入射反方位角为 $126.5^\circ \pm 3.9^\circ$，T2 得出的为 $137.7^\circ \pm 5.0^\circ$，不确定性通过自助法计算。

图 11 将这些入射方向投影到距电缆点 23.5 km 处的区域水深地形上

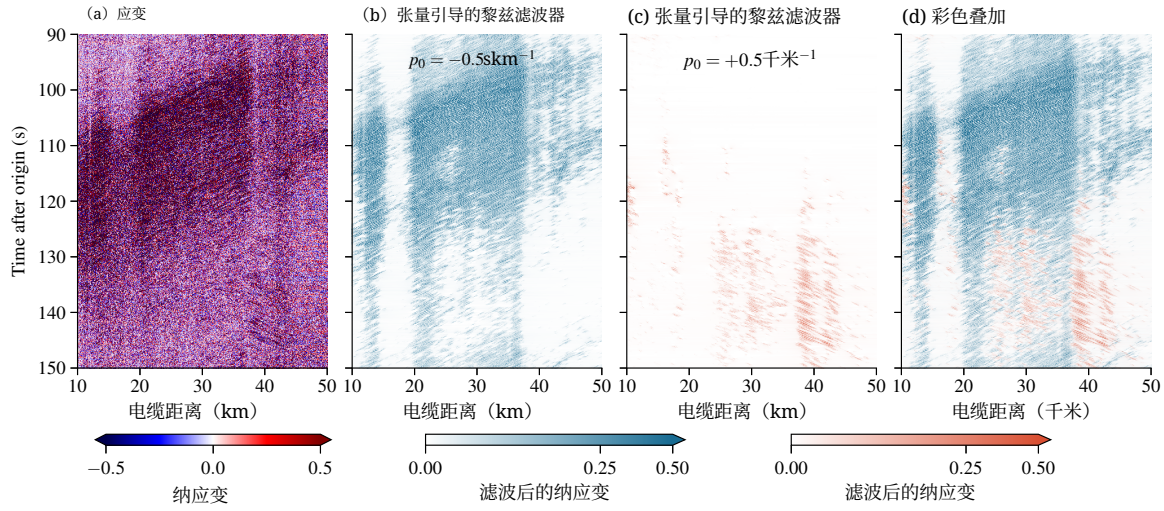

图12. 阿尔沃兰海西部2023年10月5日*T*波记录的方向选择性Riesz增强。(a) 预处理后的应变。(b,c) 参考慢度分别为 -0.5 和$+0.5\,\mathrm{skm}^{-1}$时的张量引导重建。(d) 两种选择的彩色叠加。为便于观察，(b–d)仅显示正应变瓣。

。T1扇区包含指向目录震中的方位，而T2的入射方向更偏南，这与所选的两个波包采样不同传播路径的情况一致。这些结果表明，局部 Riesz 估计可以为后续方向分析提供空间上一致的投影。

4.4 对较弱到达波的方向选择性增强

最后，我们将方向增强扩展到区分时差不同的信号成分。一个重要发现是，用于对黎斯乘积求平均的高斯窗可以拉长并旋转，使其沿参考时差 $\Delta t = p_0 \Delta s$的方向延伸，从而沿波前方向在较长的邻域内、横跨波前方向在较短的邻域内进行平均。这一思路延续了结构张量分析中各向异性邻域的广泛应用（Brox et al. 2006）。在缩放后的时空坐标中，我们沿这两个方向分别采用标准差为300米和50米的高斯窗，并考虑参考慢度 $p_0 = \pm 0.5\mathrm{s\ km}^{-1}$。窗口仍以每个采样点为中心，Riesz变换本身则保持不变。请注意，旋转平均窗口并不会抑制其他传播方向，但有助于避免张量窗中不同信号成分相互混合。

接下来，我们可以将方向相干性与参考方向的一致性结合起来，进行显式筛选。沿用前述重建框架，我们采用连续权重 $g = \mathcal{X} \exp[-\Delta\theta^2/(2\sigma_\theta^2)]$, ，其中 $\Delta\theta$ 是估计的

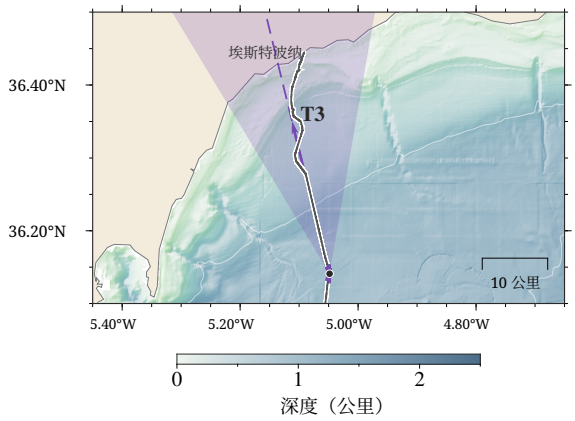

图 13. 埃斯特波纳附近水深地形上较弱的反向传播 T3 到达波的入射方向。箭头表示拟合得到的反方位角，阴影表示以拟合电缆孔径为锚点的条件95%空间区块自助法区间。该估计采用经过 300m Ricker 子波空间滤波的相位关联数据。扇区表示可能存在北部边缘反射贡献。

波前法线与参考法线之间的最小夹角，并将相差 180° 的方向视为等效方向。我们设定 $\sigma_\theta = 10^\circ$，并在相干性计算中保留 $\tau = 0.01$纳应变^2。图12展示了这两种筛选如何突出不同的时差，清晰揭示了主导波列下方较弱的反向斜率模式。

我们将反斜率波列记为 T3，并分析其传播方向。在 39 km 参考通道附近约 135 s 处，我们识别出五次振荡，并保留慢度样本，其中 $\mathcal{X} \geq 0.4$，排除了包含符号相反估计值的相位邻域。估计结果显示，入射反方位角约为 346°，条件95%自助法区间为 329°–10°，跨越正北方向。图 13 显示，该扇区指向埃斯特波纳附近阿尔沃兰海岸北部，与反射或散射贡献相符。通过这个例子，我们展示了单基因属性如何帮助分离并表征较弱的贡献；这些贡献在重叠波场中难以辨识，且背景对比度很低。

5 讨论

5.1 关于参数选择与解释

至此，我们通过一个包含*T*波列的示例展示了单分量分析方法。接下来，我们将讨论相关的参数选择，包括从计算 Riesz 变换到估计方向、表观慢度和方向相干性。

5.1.1 傅里叶变换计算

我们使用完整记录的二维快速傅里叶变换计算 Riesz 变换，再将结果分别乘以两个分量的频率响应，并进行逆变换，以获得黎兹矢量场。这避免了短窗分析引入的边界重复和渐变处理；这些问题可能导致频谱泄漏，并降低频率和波数分辨率。需要指出的是，完整记录计算并不假定整个记录都由同一方向描述，因为方向仍是在 Riesz 核的支撑范围内局部估计的。完整方法的计算成本主要来自快速傅里叶变换和局部张量平均，除这些标准操作外，额外开销很小。因此，我们提出的分析方法适用于实时应用。

5.1.2 速度度量

使用 FFT 的原生采样定义了时空度量 $c_\Delta = \Delta s/\Delta t$，此处为 1000 m s^{-1}。由于距离和时间代表不同的物理量，我们也可以选择另一种速度度量 $c_* = \alpha c_\Delta$，从而改变两个坐标轴的相对比例。从数学上讲，对于理想平面波，缩放后的坐标会使方向计算发生拉伸，但最终恢复的振幅、相位以及经过正确换算的慢度将保持不变。不过，当多个到达波的贡献相互重叠时，度量的改变可能会偏向某个特定的张量方向，并人为提高相干性，却不能更好地分辨波场。在测试中，我们发现，在张量宽度和提取窗口固定的情况下，将 c_* 从 500 调整到 2000 m s^{-1}，T1表观慢度的中位数仅从 -0.469变为 -0.476 s/km。相干性较低的 T2波包变化较大，从 -0.475 变为 -0.555 s/km。因此，在整个扫描范围内，相干性保持较高且估计值稳定，这支持了存在一致到达波的解释。这进一步印证了我们建议优先采用采样度量。

5.1.3 结构张量尺寸

另一个重要选择是结构张量在空间和时间上的范围。较大的窗口能使估计更稳定，但在电缆弯曲处可能会合并不同的电缆投影，或混合相邻的到达波。相反，较小的窗口能够保留这些变化，但会增加变异性；此时，含噪的 Riesz向量可能会偶然产生较高的相干性。对于阿尔沃兰示例，我们采用了 90 m 和 0.09 s 的高斯标准差。我们还单独测试了空间标准差在 30 至 180 m 之间变化时，中位数 T1 慢度会改变约 0.018 s km^{-1}；而时间标准差在 0.03 至 0.2 s 之间变化时，中位数 T1 慢度会改变约 0.005 s km^{-1}。因此，我们提出的几何形状自适应方法解决了空间上的权衡，而时间宽度则应

根据某一方向保持代表性的时长来选择。需要指出的是，张量窗可以涵盖多个振荡，因为平均过程只会影响方向估计。单元振幅不变，方向相位也同样是在每个采样点根据局部分量，并使用估计出的方向（即慢度）进行评估。

5.1.4 正则化

最后，正则化参数 τ 会在张量能量较小时降低相干性，有助于减少背景中的随机正例。其单位是信号振幅平方，因此，在预处理后，应将其数值视为相对于背景能量以及所关注的最弱到达波能量而言的。对于主要估计，我们使用了 $\tau = 0.01$ 纳应变^2 。较大的数值可能会掩盖较弱的到达波。例如，在相干性阈值为 0.6 时，将其增大到 0.3 纳应变^2, ，保留了所选 T1样本中约 99.5%，但未保留任何所选 T2样本。因此，对于突出显示强波包有用的数值，也可能会抑制较弱的到达波。同样需要强调的是， τ 不会改变未被掩蔽的方向或慢度，只会改变它们的相干性及后续加权。

补充材料中提供了更多数值细节和敏感性图。

5.2 T波增强与分析

DAS密集的空间采样推动了增强相干地震信号、同时抑制背景噪声的方法发展。这些方法包括基于相干性的方法和移动秩约简滤波（Chen等人，2023年），以及深度学习方法，其范围从有监督卷积网络（Yang等人，2023年）到无需无噪声训练数据的自监督方法（van den Ende等人，2023年；Lapins等人，2024年）。近来，Shi等人（2025年）将自监督掩码自编码器应用于海上DAS记录，提升了地震震相拾取和地震可探测性。这些进展对于海底DAS观测尤其重要，因为仪器噪声和环境噪声可能会掩盖T波到时。例如，Atterholt等（2022年）采用基于曲波变换的波场分解来抑制随机噪声和相干噪声；随后，Shen和Wu（2024年）开发了一种用于海底DAS记录的曲波去噪方案，增强了*T*波信号，并提高了海洋地震的探测能力。

我们的方法超越了传统去噪，利用记录波场的局部特征来指导其增强。具体而言，我们使用方向相干性，有选择地强调方向一致的贡献，而不依赖于抑制特定频带。这种选择在时空场中局部进行，单生成表示则通过振幅、相位和表观慢

度提供了额外的表征，这些量具有直接的物理解释。随后可以利用这些属性关联单个振荡，并研究记录波场的传播。

这对于弱到时波尤其重要，因为仅凭振幅可能不足以将信号与背景区分开来。T1 和 T2 之间的差异体现了这一局限：较弱的 T2 列车提供的连续相位关联较少，使其视慢度估计对选定的振荡更加敏感。此外，我们提出的方向选择性增强方法提供了一种检查原始记录数据中难以识别的信号的途径。例如，选取相应的方向后，T3 到时波会变得更加明显。

沿弯曲光纤传播时，波的表观慢度会随局部电缆方向而变化。Atterholt 等人（2022年）指出，这种变化会使基于视速度的滤波变得复杂。对此，我们的方法能够在局部估计慢度，因此电缆只需在 Riesz 核和结构张量的有效空间支撑范围内近似笔直。事实上，在更长的区段内，电缆方向的变化是可取的，因为它们能为入射波场提供互补投影，可用于估计其反方位角。

对阿尔沃兰记录进行反方位角估算后，我们发现，推断出的 T1 方向与地震震中一致，而 T2 的反方位角则更偏南。这种差异可能反映了不同位置发生的地震-声学转换，或不同的声学传播路径。值得注意的是，较晚到达的 T3 入射方向朝向埃斯特波纳海岸，这与 T1 可能发生海岸反射的情况一致。目前正在进行更详细的分析，以研究转换位置和可能的海岸反射，并纳入走时约束。

在反方位角估算中，水平投影忽略了垂直慢度分量 $p_U \sin\gamma$，其中 γ 为电缆倾角。在所分析的区段中，倾角中位数约为 1.3°，最大值达到 2.3°。假设局部平面声波以 1.5 km/s 的速度传播，估算出的水平慢度约为 0.57–0.58 s/km，对应的垂直慢度约为 0.32–0.35 s/km。我们评估了推断方向对这一被忽略的垂直分量假设的敏感性，发现其影响最大为 0.012 s/km，使反方位角变化小于 0.7°。这些结果表明，忽略该项所导致的系统误差有限。

我们的方法也可应用于通过分布式声学传感记录的其他地震和非地震信号。在所有情况下，结果的解读都取决于记录数据的特征。例如，以较大角度入射到近乎水平的电缆上的直达*P*波，可能产生相对较弱的应变信号，而散射波在记录数据中则可能更为显著。van den Ende与Ampuero（2021）表明，分布式声学传感的方向敏感性以及应变测量对局部非均质性的敏感性，可能会显著影响波形相干性，并使传统的

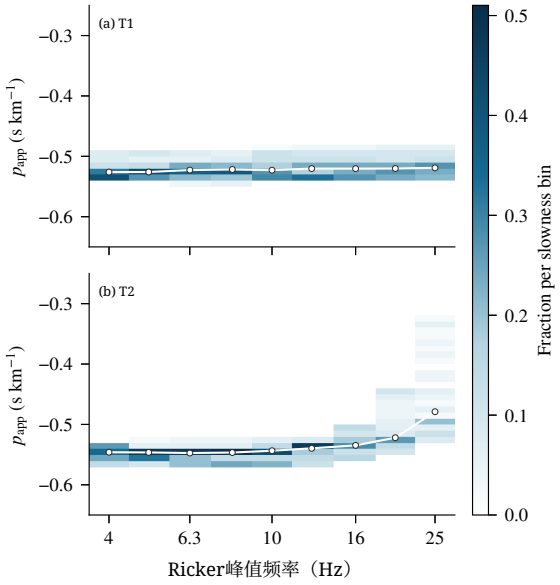

图14. 电缆22.75–23.25 km区段内T1（a）和T2（b）在不同时间Ricker尺度下的表观慢度分布。颜色表示通道中位数估计值的归一化直方图，白点表示其中位数。各尺度下相位相关样本和张量设置保持不变。

阵列处理变得复杂。在这种情况下，占主导地位的单基因估计可能代表散射波到达，而非直达波。

5.3 多尺度分析

Riesz 变换与小波的结合已得到广泛研究，因为二者提供了多尺度单基因表示，使得可以在不同尺度下考察振幅、相位和方向（Unser 等人，2009）。小波的选择还会通过其衰减特性和消失矩影响所得黎兹分量的局部化程度（Ward 等人，2013）。对于分布式声学传感而言，这为考察宽频带场中可能难以区分的贡献提供了一种自然方式，其中空间滤波和时间滤波可以分别应用。

在我们的测试中，空间滤波揭示了在宽频带场中不太明显的较弱 T 波模式。然而，它也会改变对张量估计有贡献的空间频率成分。对于滤波器保留的孤立平面波，其表观慢度保持不变。当多个贡献发生重叠时，滤波会改变它们的相对能量，因此可能使张量方向发生改变。所得估计刻画的是经过滤波的波场，不一定与宽频带分析得到的结果一致。

类似地，也可以分析时间频带。我们可以应用时间Ricker子波，并计算所得场的单基因属性和张量估计。对这一计算重复进行——

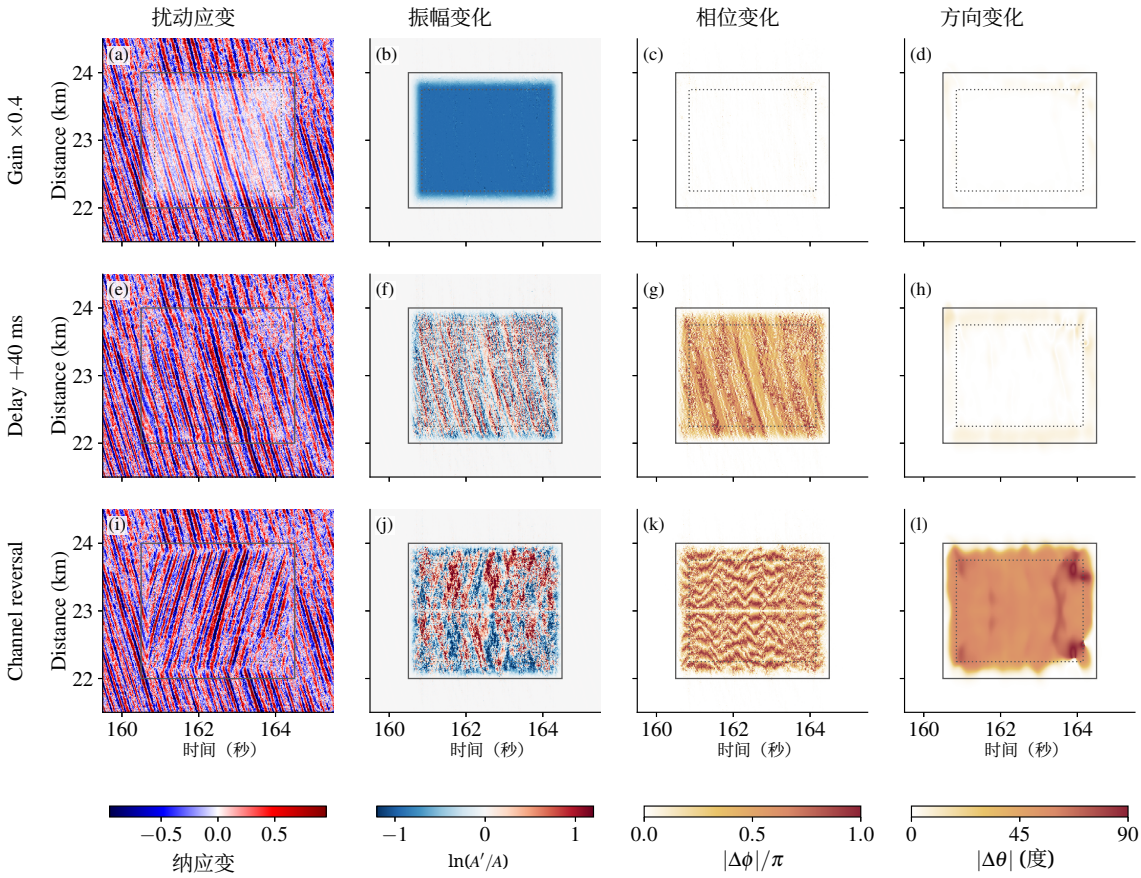

图15。23千米附近T2列车局部扰动的单谱特征。研究了三种不同的扰动。每一行依次显示：振幅衰减（×0.4）、40毫秒延迟以及通道顺序反转。各列依次显示相对于未修改场的扰动应变、对数振幅比、圆形相位差和Riesz方向差。实线和点划线矩形分别界定扰动支撑区域和未渐变内部区域。这些属性揭示了不同的响应。

多个小波尺度上的计算可以表示选定波包和光缆段的表观慢度随时间频率的分布。因此，各频带之间的一致性支持这是一个一致的到时，而差异则表明存在需要详细解释的频率相关结构。我们在图14中计算了不同时间Ricker尺度下的表观慢度，可以看到，T1和大部分T2在不同频率尺度下结果一致；出现分歧的部分位于较高频率处，此时到时能量变弱。

5.4 扰动的单谱描述

除了表征各个到达波外，单分量表示还提供了一种途径，可从波场结构的互补方面比较分布式声学传感波场。图15通过以下示例对此进行了说明：

T2列车的三种局部扰动：振幅衰减、时间延迟和通道顺序反转。衰减会在未加窗区域内产生近乎均匀的负对数振幅比，接近预期值 ln(0.4)，而相位和方向基本保持不变。相比之下，时间延迟会产生明显的相位差，而内部区域的方向变化相对较小。最后，反转通道顺序会改变振荡的倾斜方向，从而产生显著的方向差异。从本质上说，各属性响应的差异有助于区分信号强度变化、时间差异或传播模式变化，为解读记录波场中原本相互交织的信息提供了一种工具。

该示例还表明，这一方法可能应用于有损DAS数据压缩的评估，这是当前DAS部署面临的一项挑战（Segu´ı 等，2026年b）。在评估重建波场时，较小的均方误差并不意味着后续分析所使用的振荡特征得到了保留（Segu´ı 等，2026年a）。比较压缩前后的单基因属性，可以揭示振幅包络、相位连续性和局部时差是否保持一致。因此，这种表示方法可以使用与数据预期用途相关的标准来补充逐样本误差度量，包括相位关联和视慢度估计。此外，为实现极低比特率，可以在不同量之间进行权衡，例如以振幅保真度为代价，为相位或慢度保真度分配更多比特（Segu´ı & Armour 2026年）。

同样的推理表明，这种方法可能有助于构建用于反演的失配函数。可以将振幅、相位和方向残差结合起来，并分别赋予权重，从而使比较过程能够突出记录波场的不同方面。这可以将Kristekov´a等（2009）提出的单道时频失配框架扩展到二维DAS波场；该框架基于希尔伯特变换分析。对于由单个相干到达波主导的区域，这种方法还可以通过利用方向相干性来突出具有一致局部传播特征的贡献，从而提高近期提出的时空DAS失配方法的选择性（Shimony & Lel-louch 2026年）。

5.5 进一步的应用

我们认为，所提出的方法在此处展示的应用之外仍具有很大的潜力。单生成相位和方向有助于在各通道之间关联体波拾取，从而补充基于多项式拟合的方法（Latorre 等，2025年）。局部估计的移动量可以帮助追踪到时穿过电缆方向变化的区域。方向相干性还可以

辅助分析较弱但具有空间一致性的信号，例如小地震或次级地震到时。

单基因属性还可为下游任务提供可解释的特征，包括通道质量评估（Rodriguez 等，2025年）和机器学习模型训练。这些互补信息有助于区分信号强度变化与相位或方向结构变化。另一种可能的应用是追踪移动源，包括道路车辆和船舶；其中，局部动校正的演变可与现有的检测和追踪方法互为补充。

6 结论

我们提出了一种利用单信号分析DAS记录的方法，将单元振幅、相位和方向与方向相干性及表观慢度估计相结合。这些互补属性能够对记录波场进行局部且可解释的描述，从而可以结合考察信号强度、振荡结构和传播特征。

通过对海底*T*波记录的分析，我们展示了这些属性如何支持相干信号增强和方向分析。将它们结合起来，揭示了较强波列下方较弱的到达波，并为研究入射方向提供了空间上一致的慢度估计。我们还探讨了这种表示方法如何区分不同记录之间的差异，而这些记录原本会被合并为单一波形误差。

所提出的方法易于整合到现有工作流程中，并具有显著潜力，可提升各种应用中的分析流程，其适用范围不局限于本文讨论的示例。我们认为，单分量分析有望成为将DAS数据转化为可解读信息的重要工具。

致谢

Aleix Segu´ı 获得了“la Caixa”基金会提供的奖学金资助（编号 100010434），奖学金代码为 LCF/BQ/PFA25/110000。本研究是在 AP Sensing GmbH 实习期间完成的。Aleix Segu´ı 感谢 Sergi Ventosa 和 Georgios Kalimeris 提供的宝贵讨论。

本项目经 AEI 10.13039/501100011033 资助的“Severo Ochoa”卓越资助项目 CEX2024- 001494-S，以及 MCIN/AEI 资助的 FERMAT（编号：PID2024-162301OB-C21）和 MARLIN（CPP2025-012686）项目提供资金支持。我们感谢 Telxius Cable Espa˜na, S. L. 为我们提供接入埃斯特波纳-得土安光纤电缆的支持。Arag´on Photonics

提供了实验中使用的 HDAS 解调仪。本研究是 Barcelona CSI（2025SGR 00834）的研究成果之一；该研究团队获加泰罗尼亚政府认定。

使用 OpenAI 的 ChatGPT（GPT-6 Astra）进行语言编辑，并使用 OpenAI 的 Codex 辅助脚本开发。所有 AI 辅助生成的内容均由作者审阅和验证，作者对稿件和结果承担全部责任。

数据可用性

测深数据来自 EMODnet 数字测深 DTM2024（EMODnet 测深联盟，2024年）。地图使用通用制图工具（GMT）软件绘制（Wessel等，2019）。IGN 目录可在线访问：https://www.ign.es/web/ign/portal/sis-catalogo-terremotos。Estepona-Tetouan（Ugalde等，2023）布设的分布式声学传感数据可向作者合理申请获取。本文所述方法的实现脚本可在 https://github.com/asleix/RieszLab 获取，数据样本见 Ugalde（2026年）。

参考文献

Alessandrini, M., Basarab, A., Liebgott, H., & Bernard, O., 2013. 利用单信号从医学图像中估计心肌运动，*IEEE* 图像处理汇刊, **22**(3), 1084–1095, doi: 10.1109/TIP.2012.2226903. Atterholt, J., Zhan, Z., Shen, Z., & Li, Z., 2022. 一种用于分布式声学传感的统一波场划分方法，《国际地球物理学杂志》, **228**(2), 1410–1418, doi: 10.1093/gji/ggab407. Barnes, A. E., 2007. 复地震道分析教程，《地球物理学》, **72**(6), W33–W43, doi: 10.1190/1.2785048. Biondi, B., Martin, E., Cole, S., Karrenbach, M., & Lindsey, N., 2017. 利用斯坦福 DAS 阵列记录的数据进行地震分析，*SEG Expanded Abstracts*,**2017年**, 2752–1756. Booth, A. D., Christoffersen, P., Schoonman, C., Clarke, A., Hubbard, B., Law, R., Doyle, S. H., Chudley, T. R., & Chalari, A., 2020. 在格陵兰出口冰川快速流动区域钻孔中开展的地震属性分布式声学传感，《地球物理研究快报》,**47**, doi:10.1029/2020GL088148.¨Bowden, D., Shaikhsulaiman, A., Grieder, S., Bozdaˇg, E., Konca, A. O., Ergintav, S., Ertan, E., Yavuz, E.,¨Unl¨u, M., & Fichtner, A., 2026. 利用伊斯坦布尔电信光纤进行浅层建模和场地放大，《地球物理研究快报》, **53**, doi: 10.1029/2025GL121011. Brisbourne, A. M., Kendall, M., Kufner, S.-K., Hudson, T. S., & Smith, A. M., 2021. 西南极洲 Skytrain 冰隆起的井下分布式声学剖面测量，《冰冻圈》,**15**, doi: 10.5194/tc-15-3443- 2021. Brox, T., van den Boomgaard, R., Lauze, F., van de Weijer, J., Weickert, J., Mr´azek, P., & Kornprobst, P.,

2006. 自适应结构张量及其应用, pp. 17–47, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, doi: 10.1007/3-540-31272-2 2. Chen, Y., Savvaidis, A., Chen, Y., Saad, O. M., & Fomel, S., 2023. 通过相干性度量和移动秩约简滤波增强分布式声学传感数据中的地震检测, 《地球物理学》,**88**(6), WC13–WC23, doi: 10.1190/geo2023-0020.1. Daley, T. M., Miller, D. E., Dodds, K., Cook, P., & Freifeld, B. M., 2016. 在阿拉巴马州 Citronelle 对模块化钻孔监测进行现场测试, 同时开展分布式声学传感和地震检波器垂直地震剖面测量, 《地球物理勘探》,**64**, 1318–1334. Dean, T., Cuny, T., & Hartog, A. H., 2017. 标距对使用光纤分布式振动传感测得的轴向入射 P波的影响, 《地球物理勘探》,**65**(1), 184–193, doi: https://doi.org/10.1111/1365-2478.12419. Egorov, A., Correa, J., B´ona, A., Pevzner, R., Tertyshnikov, K., Glubokovskikh, S., Puzyrev, V., & Gurevich, B., 2018. 利用分布式声学传感器采集的垂直地震剖面数据进行弹性全波形反演, 《地球物理学》*style>, 83*(3), R273–R281, doi: 10.1190/geo2017-0718.1. EMODnet Bathymetry Consortium, 2024. EMODnet数字水深数据 (DTM 2024), doi: 10.12770/cf51df64-56f9-4a99-b1aa-36b8d7b743a1. Felsberg, M. & Sommer, G., 2001. 单信号, 《*IEEE*信号处理汇刊》,**49**(12), 3136–3144, doi: 10.1109/78.969520. Fichtner, A., Hofstede, C., Kennett, B. L. N., Svensson, A., Westhoff, J., Walter, F., Ampuero, J., Cook, E., Zigone, D., Jansen, D., & Eisen, O., 2025. 地震性冰流形变的隐蔽级联, 《科学》, **387**, 858–864, doi: 10.1126/science.adp8094. Flynn, E. B., Chong, S. Y., Jarmer, G. J., & Lee, J.-R., 2013. 通过导波局部波数估计进行结构成像, 《无损检测与评估国际》,**59**, 1–10, doi: https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2013.04.003. Grafakos, L., 2014. 经典傅里叶分析, Springer, New York, NY, 第3版, doi: 10.1007/978-1- 4939-1194-3. Hartog, A., 2017. 分布式光纤传感器导论, CRC 出版社 , Boca Raton. Hidalgo-Gato, M. C. & Barbosa, V. C. F., 2015. 使用尺度空间单基因信号检测位场源边缘：基本原理, 《地球物理学》,**80**(5), J27–J36, doi: 10.1190/geo2015-0025.1. Huber, P. J., 1964. 位置参数的稳健估计, 《数学统计年刊》, **35**(1), 73–101, doi: 10.1214/aoms/1177703732. Hudson, T., Stork, A., Muir, J., & Fichtner, A., 2025. 通过相干耦合量化揭示 DAS 振幅信息, 《*Seismica*》,**4**(1), doi: 10.26443/seismica.v4i1.1488. Hudson, T. S., Baird, A. F., Kendall, J. M., Kufner, S. K., Brisbourne, A. M., Smith, A. M., Butcher, A., Chalari, A., & Clarke, A., 2021. 用于天然微地震活动研究的分布式声学传感（DAS）：南极洲案例研究, 《地球物理研究杂志》,**126**, doi:10.1029/2020JB021493. Instituto Geogr´afico Nacional (IGN), 2022. 地震目录, doi: 10.7419/162.03.2022. Jousset, P., Currenti, G., Schwarz, B., Chalari, A., Tilmann, F., Reinsch, T., Zuccarello, L., Privitera, E.,

& Krwaczyk, C. M., 2022. 光纤分布式声学传感监测火山事件，《自然·通讯》，**13**, doi:10.1038/s41467–022–29184–w。Kennett, B. L. N., 2022. 分布式声学传感阵列观测到的地震波场：局地、区域和远震震源，《英国皇家学会会刊 *A*：数学、物理与工程科学》，**478**(2258), 20210812，doi: 10.1098/rspa.2021.0812。Klaasen, S., Paitz, P., Lindner, N., Dettmer, J., & Fichtner, A., 2021. 火山冰川环境中的分布式声学传感——不列颠哥伦比亚省米格山，《地球物理研究杂志》，**159**，doi:10.1029/2021JB022358。Klaasen, S., Thrastarson, S., Fichtner, A., Cubuk-Sabuncu, Y., & Jonsdottir, K., 2022. 用“埋藏的头发”感测冰岛最活跃的火山，*EOS*，**103**, doi:10.1029/2022EO220007。K¨othe, U. & Felsberg, M., 2005. 黎斯变换与导数：边界张量和能量张量之间的关系，载于《计算机视觉中的尺度空间与偏微分方程方法》，第179–191页，Springer Berlin Heidelberg，柏林，海德堡，doi: 10.1007/11408031 16。Kristekov´a, M., Kristek, J., & Moczo, P., 2009. 时间信号定量比较的时频失配与拟合优度准则，《国际地球物理学杂志》，**178**(2)，813–825，doi: 10.1111/j.1365- 246X.2009.04177.x。Lapins, S., Butcher, A., Kendall, J.-M., Hudson, T. S., Stork, A. L., Werner, M. J., Gunning, J. K., & Bris- bourne, A. M., 2024. DAS-N2N：无需干净数据的分布式声学传感（DAS）机器学习信号去噪，《国际地球物理学杂志》，**236**(2)，1026–1041，doi: 10.1093/gji/ggad460。Latorre, H., Ventosa, S., Ugalde, A., Villase˜nor, A., Bartolom´e, R., & Ranero, C. R., 2025. Kvp：用于地震震相拾取的多尺度峰度方法，《国际地球物理学杂志》，**241**(3)，1923–1935，doi: 10.1093/gji/ggaf136。Lindsey, N. J. & Martin, E., 2021. 光纤地震学，《地球与行星科学年度评论》，**49**，309–336。Lindsey, N. J., Martin, E. R., Dreger, D. S., Freifeld, B., Cole, S., James, S. R., Biondi, B. L., & Ajo-Franklin, J. B., 2017. 光纤网络对地震波场的观测，《地球物理研究快报》，**44**，11792–11799。Lior, I., Sladen, A., Mercerat, D., Ampuero, J.-P., Rivet, D., & Sambolian, S., 2021a. 分布式声学传感数据的应变到地面运动转换，用于确定地震震级和应力降，《固体地球》，**12**(6)，1421–1442，doi: 10.5194/se-12-1421-2021。Lior, I., Sladen, A., Rivet, D., Ampuero, J.-P., Hello, Y., Becerill, C., Martins, H. F., Lamare, P., Jestin, C., Tsagkli, S., & Markou, C., 2021b. 关于水下分布式声学传感的检测能力，《地球物理研究杂志》，第doi:10.1029/2020JB020925页。Luenberger, D. G., 1969.《向量空间方法优化》，约翰·威立父子出版公司，纽约。Luo, B., Trainor-Guitton, W., Bozda˘g, E., LaFlame, L., Cole, S., & Karrenbach, M., 2020. 用于基于地震和环境噪声的多道面波分析的水平正交分布式声学传感阵列，《国际地球物理学杂志》，**222**(3)，2147–2161，doi: 10.1093/gji/ggaa293。Mateeva, A., Lopez, J., Potters, H., Mestayer, J., Cox, B., Kiyashchenko, D., Wills, P., Grandi, S., Kuvshinov,

B., Berlang, W., Yang, Z., & Detomo, R., 2014. 利用垂直地震剖面进行储层监测的分布式声学传感，《地球物理勘探》，**62**，679–692。M¨ateling, E. & Schr¨oder, W., 2022. 运用多变量经验模态分解分析湍流槽道流中的时空内外大尺度相互作用，《物理评论：流体》，**7**，034603，doi: 10.1103/Phys- RevFluids.7.034603。Muir, J. B. & Zhan, Z., 2022. 基于波场的DAS仪器响应与阵列设计评估，《国际地球物理学杂志》，**229**(1)，21–34，doi: 10.1093/gji/ggab439。N¨asholm, S. P., Iranpour, K., Wuestefeld, A., Dando, B. D. E., Baird, A. F., & Oye, V., 2022. 分布式声学传感数据的阵列信号处理：慢度空间中的指向性效应，《地球物理研究杂志：固体地球》，**127**(2)，e2021JB023587，doi: https://doi.org/10.1029/2021JB023587，e2021JB023587 2021JB023587。Picard, L., Baussard, A., Quidu, I., & Le Chenadec, G., 2018. 利用单信号和内在维数描述声呐图像中的海底，《*IEEE*地球科学与遥感汇刊》，**56**(9)，5572–5587，doi: 10.1109/TGRS.2018.2821189。Rodriguez, T., Segu´ı, A., Ugalde, A., Armas, M. C., Latorre, H., Ventosa, S., & Monfret, T., 2025. 通过实施通道质量指数，自动识别分布式声学传感中的高质量通道，《*IEEE*应用地球观测与遥感精选主题期刊》，**18**，19869–19883，doi: 10.1109/JSTARS.2025.3593330。Segu´ı, A. & Armour, W., 2026. 从几何视角看物理对齐数据压缩，载于《第*43*届国际机器学习会议论文集》，《机器学习研究论文集》，PMLR。Segu´ı, A., Fichtner, A., Ugalde, A., & Armour, W., 2026a. 面向分布式声学传感的保物理特性有损压缩，《美国声学学会杂志》，**159**，doi: 10.1121/10.0045129。Segu´ı, A., Ugalde, A., Fichtner, A., Ventosa, S., & Morros, J. R., 2026b. DASPack：分布式声学传感的可控数据压缩，《国际地球物理学杂志》，**244**(1)，ggaf397，doi: 10.1093/gji/ggaf397。Shen, Z. & Wu, W., 2024. 用于海洋地震活动探测和地震海洋测温的海底分布式声学传感，《地球物理研究杂志：固体地球》，**129**(3)，e2023JB027799，doi: https://doi.org/10.1029/2023JB027799，e2023JB027799 2023JB027799。Shi, Q., Denolle, M. A., Ni, Y., Williams, E. F., & You, N., 2025. 利用掩码自编码器对海上分布式声学传感进行去噪，以提升地震检测能力，《地球物理研究杂志：固体地球》，**130**(2)，e2024JB029728，doi: 10.1029/2024JB029728。Shimony, E. & Lellouch, A., 2026. 用于分布式声学传感数据波形反演的四维时空失配函数，《国际地球物理学杂志》，**247**(3)，ggag448，doi: 10.1093/gji/ggag448。Spica, Z. J., Nishida, K., Akuhara, T., Petrelis, F., Shinohara, M., & Yamada, T., 2020a. 通过海底光纤地震学表征海洋沉积物，《地球物理研究快报》，**47**，doi:10.1029/2020GL088360。Spica, Z. J., Perton, M., Martin, E. R., Beroza, B. C., & Biondi, B., 2020b. 城市地震场地特征描述

光纤地震学，《地球物理研究杂志》，125，doi:10.1029/2019JB018656。Spytek, J., Pieczonka, L., Stepinski, T., & Ambrozinski, L., 2021. 通过对弥散兰姆波进行合成时间反演估计局部平均频率-波数，《机械系统与信号处理》，156，107712，doi: https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2021.107712。Taner, M. T., Koehler, F., & Sheriff, R. E., 1979年。复地震道分析，《地球物理学》，44(6), 1041–1063，doi: 10.1190/1.1440994。Ugalde, A., 2026年。用于分布式声学传感中局部波场表征的单分量信号分析 [数据集], doi: https://doi.org/10.20350/digitalCSIC/29338。Ugalde, A., Becerril, C., Villase˜nor, A., Ranero, C. R., Fern´andez-Ruiz, M. R., Martin-Lopez, S., Gonz´alez- Herr´aez, M., & Martins, H. F., 2021年。利用DAS观测加那利群岛海底光纤上的噪声水平与信号，《地震学研究快报》，93(1), 351–363，doi: 10.1785/0220210049。Ugalde, A., Bartolome, R., Cabieces, R., Grevemeyer, I., Villase˜nor, A., Estrada, F., Palomino, D., Cubas, M., Neri, A., & Latorre, H., 2023年。SAFE：埃斯特波纳（西班牙）近海海底地震仪与分布式声学传感数据采集，国际数字地震仪网络联合会，doi: 10.7914/ZGE4-KD84。Unser, M., Sage, D., & Van De Ville, D., 2009年。使用Riesz–Laplace小波变换进行多分辨率单分量信号分析，《IEEE 图像处理汇刊》，18(11), 2402–2418, doi: 10.1109/TIP.2009.2027628。van den Ende, M., Lior, I., Ampuero, J.-P., Sladen, A., Ferrari, A., & Richard, C., 2023年。一种针对分布式声学传感数据进行盲去噪和波形相干性增强的自监督深度学习方法，《IEEE神经网络与学习系统汇刊》，34(7), 3371–3384，doi: 10.1109/TNNLS.2021.3132832。van den Ende, M. P. A. & Ampuero, J.-P., 2021年。评估分布式声学传感阵列的地震波束形成能力，《固体地球》，12(4), 915–934，doi: 10.5194/se-12-915-2021。Wang, H. F., Zeng, X., Miller, D. E., Fratta, D., Feigl, K. L., Thurber, C. H., & Mellors, R. J., 2018年。利用共址的分布式声学传感阵列和地震仪阵列研究ML 4.3级地震的地面运动响应，《国际地球物理学杂志》，213(3), 2020–2036，doi: 10.1093/gji/ggy102。Wang, X., Liu, N., Wu, B., Wang, Q., & Gao, J., 2019年。利用地震相属性和相干属性描述地震地质结构，载于《第81届EAGE会议与展览2019》，第1–5页，欧洲地球科学家与工程师协会，doi: 10.3997/2214-4609.201901174。Wang, Y. & Fichtner, A., 2026年。曲线光纤传感中的几何滤波——I. 平面圆弧响应与部署决策图，doi: 10.5281/zenodo.23354896。Ward, J. P., Chaudhury, K. N., & Unser, M., 2013 年。Riesz 变换与可转向小波的衰减性质，《 SIAM 成像科学杂志》，6(2), 984–998，doi: 10.1137/120864143。Wessel, P., Luis, J. F., Uieda, L., Scharroo, R., Wobbe, F., Smith, W. H. F., & Tian, D., 2019年。通用制图工具第6版，《地球化学、地球物理学、地球系统》，20(11), 5556–5564，doi: 10.1029/2019GC008515。Yang, L., Fomel, S., Wang, S., Chen, X., Chen, W., Saad, O. M., & Chen, Y., 2023年。去噪分布式声学传感数据——

使用监督深度学习，《地球物理学》，88(1), WA91–WA104，doi: 10.1190/geo2022-0138.1。

Zhao, J., Li, S., Zhao, X., & Feng, J., 2020年。 一种综合性的海底剖面层位拾取方法，结合了包络、相位属性和纹理分析，《地球与空间科学》，7(3), e2019EA000680, doi: https://doi.org/10.1029/2019EA000680, e2019EA000680 2019EA000680。

附录 A：解析推导

A1 Riesz 变换的性质

本节简要阐述 Riesz 变换的主要性质，并讨论其对时空场的解释。我们的推导借鉴了 Grafakos（2014）。

我们研究有限能量函数 $f \in L^2(\mathbb{R}^2)$，其中$\mathbf{x} = (x_1, x_2)$表示二维坐标向量。我们使用内积及其对应的范数

$$\langle f, h \rangle = \int_{\mathbb{R}^2} f(\mathbf{x}) \overline{h(\mathbf{x})}\, d\mathbf{x}, \qquad \|f\|_2^2 = \langle f, f \rangle, \tag{A.1}$$

向量值场的平方范数定义为其各分量平方范数之和。

记 $F = \mathcal{F}\{f\}$为 f的傅里叶变换，我们采用以下约定：

$$F(\boldsymbol{\omega}) = \int_{\mathbb{R}^2} f(\mathbf{x}) e^{-i\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{x}}\, d\mathbf{x}. \tag{A.2}$$

Riesz 变换 $\mathcal{R} = (\mathcal{R}_1, \mathcal{R}_2)^{\mathsf{T}}$ 通过其傅里叶乘子定义如下：

$$\mathcal{F}\{\mathcal{R}_j f\}(\boldsymbol{\omega}) = m_j(\boldsymbol{\omega}) F(\boldsymbol{\omega}), \quad m_j(\boldsymbol{\omega}) = -i \frac{\omega_j}{\|\boldsymbol{\omega}\|}, \tag{A.3}$$

对于 $j = 1,2$，乘子在 $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$处设为零。为方便起见，在没有歧义时，我们省略 Riesz 算子记号中的花括号。

我们主要通过这些乘子研究该变换的性质，并将傅里叶变换的常见性质推广至此。我们还使用帕塞瓦尔定理，该定理将空间域与傅里叶域中的内积联系起来：

$$\langle f, h \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} F(\boldsymbol{\omega}) \overline{H(\boldsymbol{\omega})}\, d\boldsymbol{\omega}. \tag{A.4}$$

线性性。 由于傅里叶变换和乘以 m_j 都是线性运算，Riesz 变换满足

$$\mathcal{R}\{\alpha f + \beta h\} = \alpha \mathcal{R}\{f\} + \beta \mathcal{R}\{h\}. \tag{A.5}$$

对于时空波场，这意味着波的叠加所产生的 Riesz 响应等于各个波各自响应之和。然而，由此得到的

单信号的振幅、相位和方向本身并不具有可加性。因此，当多个波列重叠时，它们的贡献可能会混杂在估计出的属性中。

复合。 依次应用两个黎兹分量，相当于将它们的傅里叶响应相乘。因此，

$$\mathcal{F}\{\mathcal{R}_j\mathcal{R}_k f\} = -\frac{\omega_j\omega_k}{\|\boldsymbol{\omega}\|^2}F(\boldsymbol{\omega}). \tag{A.6}$$

特别地，将各分量的平方相加可得

$$\mathcal{R}_1^2 + \mathcal{R}_2^2 = -\mathrm{Id} \tag{A.7}$$

其中，Id 表示 $L^2(\mathbb{R}^2)$ 上的恒等算子。这个恒等式是希尔伯特变换中 $\mathcal{H}^2 = -\mathrm{Id}$ 的二维对应形式。该性质符合直觉，因为连续进行两次 $90°$ 相移，相当于对 $180°$进行相移，也就是符号反演。

伴随算子。 算子 $\mathcal{T}$的伴随算子通过关系 $\langle \mathcal{T}f, h\rangle = \langle f, \mathcal{T}^\dagger h\rangle$定义。由于 Riesz 乘子是纯虚数，$m_j = -m_j$，且根据帕塞瓦尔定理可得

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{R}_j\{f\}, h\rangle &= \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{\mathbb{R}^2} m_j F\overline{H}\, d\boldsymbol{\omega} \\ &= -\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{\mathbb{R}^2} F\overline{m_j H}\, d\boldsymbol{\omega} = -\langle f, \mathcal{R}_j\{h\}\rangle.\end{aligned} \tag{A.8}$$

也就是说，每个黎兹分量都是反厄米的，$\mathcal{R}_j^\dagger = -\mathcal{R}_j$。对于向量值Riesz变换，其伴随算子通过各分量内积之和定义，

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{R}f, \mathbf{u}\rangle &= \langle \mathcal{R}_1 f, u_1\rangle + \langle \mathcal{R}_2 f, u_2\rangle \\ &= \langle f, -\mathcal{R}_1 u_1 - \mathcal{R}_2 u_2\rangle\,.\end{aligned} \tag{A.9}$$

因此，其伴随算子将双分量场$\mathbf{u} = (u_1, u_2)^\mathsf{T}$ 映射回标量场，即 $\mathcal{R}^\dagger\mathbf{u} = -\mathcal{R}_1 u_1 - \mathcal{R}_2 u_2$. 将其与复合恒等式相结合，可得如下有用关系

$$\mathcal{R}^\dagger\mathcal{R} = \mathcal{R}_1^\dagger\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2^\dagger\mathcal{R}_2 = -\mathcal{R}_1^2 - \mathcal{R}_2^2 = \mathrm{Id}. \tag{A.10}$$

这在后续从增强单信号进行应变重建时将很有帮助。

等距性。 由前述恒等式，我们得到

$$\|\mathcal{R}f\|_2^2 = \langle \mathcal{R}f, \mathcal{R}f\rangle = \langle f, \mathcal{R}^\dagger\mathcal{R}f\rangle = \|f\|_2^2. \tag{A.11}$$

因此，黎兹分量共同保持了原始场的 L^2 能量，并将信号能量重新分配到各个分量之间。

平移不变性。 考虑一个平移 $f_\mathbf{b}(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x} - \mathbf{b})$。其傅里叶变换为$F_\mathbf{b}(\boldsymbol{\omega}) = e^{-i\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{b}}F(\boldsymbol{\omega})$。由于这个指数因子与 Riesz 乘子可交换，我们

得到

$$\mathcal{R}\{f_{\mathbf{b}}\}(\mathbf{x}) = \mathcal{R}\{f\}(\mathbf{x}-\mathbf{b}). \tag{A.12}$$

因此，在空间或时间上平移波场会产生其黎兹分量的相应平移。

尺度不变性。考虑均匀膨胀 $f_a(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}/a)$，其中 $a > 0$。由于其傅里叶变换满足 $F_a(\boldsymbol{\omega}) = a^2 F(a\boldsymbol{\omega})$，且 Riesz 乘子 $m_j(a\boldsymbol{\omega}) = m_j(\boldsymbol{\omega})$，我们得到

$$\mathcal{R}\{f_a\}(\mathbf{x}) = \mathcal{R}\{f\}(\mathbf{x}/a). \tag{A.13}$$

因此，两个波场分量的均匀膨胀会产生 Riesz 响应的相同膨胀。不过请注意，这一性质并不适用于两个坐标的独立尺度变换。事实上，仅改变空间或时间尺度会修改 m_j 中相对频率分量，进而改变 Riesz 方向。我们在时空 DAS 场中强调了这一性质，其中距离和时间的相对尺度决定了分析的速度度量（第 2.2 节和第 5.1.2 节）。

旋转协变性。最后，考虑由正交矩阵 $\mathbf{Q}$ 表示的旋转，并定义 $f_{\mathbf{Q}}(\mathbf{x}) = f(\mathbf{Q}^{\mathsf{T}}\mathbf{x})$。其傅里叶表示满足 $F_{\mathbf{Q}}(\boldsymbol{\omega}) = F(\mathbf{Q}^{\mathsf{T}}\boldsymbol{\omega})$。由于旋转保持欧几里得范数不变，Riesz 乘子向量 $\mathbf{m}(\boldsymbol{\omega}) = -i\boldsymbol{\omega}/\|\boldsymbol{\omega}\|$ 满足 $\mathbf{m}(\boldsymbol{\omega}) = \mathbf{Q}\mathbf{m}(\mathbf{Q}^{\mathsf{T}}\boldsymbol{\omega})$，因此

$$\mathcal{R}\{f_{\mathbf{Q}}\}(\mathbf{x}) = \mathbf{Q}\,\mathcal{R}\{f\}(\mathbf{Q}^{\mathsf{T}}\mathbf{x}). \tag{A.14}$$

因此，当场发生旋转时，其黎兹向量分量也随场旋转：黎兹向量的大小保持不变，而其方向随场旋转。

A2 增强场的推导

在正文中，我们介绍了利用方向相干性作为时空权重来增强信号。下面，我们将详细说明如何利用上述建立的 Riesz 变换的性质，从高维单生成表示中得到增强场。

令 f 表示原始实值应变场。我们提出的增强方法是将标量场及其两个黎兹分量乘以空间变化权重 $\mathcal{X}(\mathbf{x})$，该权重表示方向相干性，或表示方向相干性与方向选择性权重的组合。我们假设 $\mathcal{X}$ 为实数且有界。

由于 Riesz 变换具有非局部性，乘以空间变化权重通常不会与该变换交换：$\mathcal{R}_j\{\mathcal{X}f\} \neq \mathcal{X}\mathcal{R}_j\{f\}$。因此，增强后的分量

不一定对应于单个应变场的单分量表示。因此，我们寻求一个场 u，使其黎兹分量能够最佳近似增强后的分量。

一种自然的选择是在最小二乘意义下，寻找最接近的一致单生成表示。直观地说，这可以理解为将加权分量投影到有效单生成表示的子空间上，即投影到由单一应变场产生的表示上。基于这一原则，我们定义最小二乘泛函

$$J(u) = \|u - \mathcal{X}f\|_2^2 + \|\mathcal{R}\{u\} - \mathcal{X}\mathcal{R}\{f\}\|_2^2, \tag{A.15}$$

该泛函度量候选场u 的单元分量与其加权对应分量之间的总平方差异。我们在实值有限能量场上寻找其最小值，

$$f_\star = \arg\min_{u \in L^2(\mathbb{R}^2;\mathbb{R})} J(u), \tag{A.16}$$

其中 $f_\star$ 为增强应变场。

我们采用变分法中的一种技术来确定使该泛函达到最小值的函数。该方法首先通过一阶变分确定 $J(u)$ 的驻点，然后验证该驻点是唯一的全局最小值（例如参见 Luenberger 1969）。我们选择这种方法，是因为它可以自然地扩展到更一般的目标，包括附加约束或正则化。

为此，我们考虑一个扰动 $u + \varepsilon h$，其中 h 是任意实值有限能量场，ε 是实标量。根据 Riesz 变换的线性性，该扰动会在泛函的两个残差中引入 εh 和 $\varepsilon\mathcal{R}\{h\}$ 两项。展开它们的平方范数可得

$$\begin{aligned} J(u + \varepsilon h) = J(u) + 2\varepsilon \,\mathrm{Re}\Big[&\langle h, u - \mathcal{X}f\rangle \\ &+ \langle \mathcal{R}\{h\}, \mathcal{R}\{u\} - \mathcal{X}\mathcal{R}\{f\}\rangle\Big] \\ &+ \varepsilon^2 \left(\|h\|_2^2 + \|\mathcal{R}\{h\}\|_2^2\right). \end{aligned} \tag{A.17}$$

一阶变分是该表达式关于 ε 的导数，在 $\varepsilon = 0$ 处取值。它描述了沿方向 h 对 u 施加无穷小扰动时，泛函产生的一阶变化。根据上文确立的伴随算子定义，我们得到

$$\begin{aligned} \delta J(u; h) &= \frac{d}{d\varepsilon} J(u + \varepsilon h)\Big|_{\varepsilon=0} \\ &= 2\,\mathrm{Re}\left\langle h,\, u - \mathcal{X}f + \mathcal{R}^\dagger\big(\mathcal{R}\{u\} - \mathcal{X}\mathcal{R}\{f\}\big)\right\rangle. \end{aligned} \tag{A.18}$$

至少，对于每一个可容许扰动 h，一阶变分都必须为零。事实上，由于 ε 可以取任意正负值，若导数不为零，那么沿某个方向施加足够小的扰动就会使泛函减小。此外，由于 h 是任意的，我们可以令其等于内积中出现的场。因此，由于在驻点处一阶变分必须为零，这

要求

$$u - \mathcal{X}f + \mathcal{R}^{\dagger}\big(\mathcal{R}\{u\} - \mathcal{X}\mathcal{R}\{f\}\big) = 0. \tag{A.19}$$

利用公式 A.10 中的恒等式，可以简化驻点条件，并求解 u以得到增强应变场

$$f_{\star} = \frac{1}{2}\mathcal{X}f + \frac{1}{2}\mathcal{R}^{\dagger}\{\mathcal{X}\mathcal{R}\{f\}\}. \tag{A.20}$$

因此，我们发现，增强场将直接加权的应变与加权黎兹分量相结合，并通过伴随算子映射回标量场。特别地，当 $\mathcal{X} = 1$时，合成恒等式恢复原始信号应变。

接下来需要验证该驻点确实是全局最小值。在 $f_{\star}$附近展开泛函时，一阶项因满足驻点条件而消失。利用向量黎斯变换的等距性（公式 A.11），对于任意可容许场 u，我们得到：

$$\begin{aligned} J(u) - J(f_{\star}) &= \|u - f_{\star}\|_2^2 + \|\mathcal{R}(u - f_{\star})\|_2^2 \\ &= 2\|u - f_{\star}\|_2^2 \geq 0. \end{aligned} \tag{A.21}$$

仅当 $u = f_{\star}$时等号成立，这证明增强应变场是唯一全局极小值点。