可编程多体纠缠类比

Long Chen[1], Qing Chun Yin[1], Zi Xuan Cai[1], Zhou He[1], Zhi Cai Yu[1], Zhihao Lan[2], Xiaohan Cui[1],Jian Wei You[1,*], 以及 Tie Jun Cui[1,*]

[1] 毫米波国家重点实验室，东南大学，中国南京 210096。[2] 物理科学与工程学院，穆罕默德六世理工大学，摩洛哥本盖里尔 43150。

*电子邮箱：jvyou@seu.edu.cn，以及 tjcui@seu.edu.cn

量子纠缠是量子信息科学的基础。其多体形式将相干性分布于多个子系统之间，但随着参与的子系统增多，对其组成和阶数的控制日益困难。经典不可分波为这些结构提供了易于实现的类比，尽管现有实现大多通过其生成架构固定了参与的自由度。在此，我们通过使电磁场中的多体性本身具备可编程性，克服了这一限制。时空超表面可在偏振、频率、轨道角动量、波矢方向和正交包络模式之间独立地重新配置相干耦合态空间的身份和数量。我们实现了从二体到五体阶数的完整贝尔类和类格林伯格-霍恩-蔡林格态族，并在固定阶数下交换组成部分。据我们所知，该五体态是实验上在经典电磁场中实现的最高多体阶数。这些结果确立了跨物理状态空间的相干性分布可作为经典波的一种可编程属性，并为研究多体量子态的特定结构提供了一个无需借助量子纠缠或非定域性的实验平台。

复合物理态的结构取决于其组成空间的维数，以及相干性所分布的空间数量。单个自由度可以是高维的，但并不具备多体性；而N体类格林伯格-霍恩-蔡林格（GHZ）态的相对相位，仅存储于完整张量积的相干性中。因此，多体阶数描述的是相干性跨越可独立分辨的态空间的物理范围，这与任一组成空间的维数都不同。这一区分对于高维纠缠和量子结构光[1-8]至关重要。经典电磁（EM）波提供了一个研究态空间层级的环境，使其能够与真正的量子资源分开考察。偏振、空间模式、频率、波矢和轨道角动量（OAM）可以构成彼此 distinct 的向量空间，其相干耦合生成的场相对于预先规定的物理划分[9-11]无法进行因子分解。这些场仍然是经典且局域的：它们既不意味着量子纠缠，也不意味着贝尔非定域性。然而，其张量积结构支持贝尔类和类GHZ态类比、量子启发式变换、层析成像以及基于保真度的表征[12-20]。实验已经从二分体不可分性发展到完整的三体类GHZ态族和四体经典态[21-24]。这些进展表明，经典波能够维持不断增强的高阶关联，而这些关联的物理组成部分仍大多由生成架构固定。

控制多体结构要求同一场的彼此独立可寻址物理可观测量，以相干方式参与共同的不可因子分解态。仅扩大局域基或增加可寻址可观测量，并不会提高多体阶数。相反，必须让额外的态空间进入同一相位相干分支结构。因此，从多维控制到多体控制的转变，将控制对象从既定乘积空间内的态，转变为控制相干性所分布的物理划分。在现有的经典实现中，腔模、谐振器轨迹、传播几何或模式转换过程通常预先决定参与其中的态空间的身份及数量[21-24.]。理论上已有将其扩展至五体经典类GHZ结构的设想，但据我们所知，尚未在实验中实现[22]。时空超表面能够通过在可重构孔径中结合空间散射与时间散射，克服这一架构约束[25-39]。其可编程响应能够在统一的散射平台中，同时访问偏振、光谱和空间可观测量。然而，仅具备多维可寻址性并不构成多体控制。多体控制反而要求分支条件相干散射，以确定哪些态空间进入共同的不可因子分解关系，以及其中有多少个态空间共享由此产生的全局相干性。

在此，我们在单一物理平台上实现了电磁波多体组织的可编程化。双偏振时空超表面可独立编程两个正交偏振通道的空间和时间响应，从而实现跨越五个电磁态空间的条件散射，这些电磁态空间分别对应偏振 P、 频率 F、 波矢 K、 轨道角动量 L 以及正交振幅包络模态 A。这种可编程性将复合场的两个独立结构变量分离开来，即其物理组成和多体阶数。在固定阶数下，交换参与其中的态空间，可在物理上不同的组成之间转移相同的类Bell或类GHZ关联

结构。将阶数从二提升至五，可将共同的相干分支关系扩展至更多能够独立分辨的可观测量，使相关二元乘积空间从4维扩展至32维。该层级最终达到涉及全部五个可用电磁态空间的五体类GHZ态，它们共同参与单一相干关系。据我们所知，这是经典电磁场中实验实现的最高多体阶数。对完整类Bell族和类GHZ族进行态分辨测量，并结合重构的密度矩阵和高保真度，验证了整个层级中预设的组成和多体阶数。总之，这些结果确立了可编程多体性这一独特的波控制机制，在该机制中，共享全局相干性的态空间的身份和数量都成为场本身可重新配置的属性。

多体状态结构的编程

多体结构由不同态空间之间的相干关联定义，而非存在于各个独立的态空间之中。因此，电磁场可以分解为彼此独立且可寻址的自由度，每个自由度跨越一个组成矢量空间 H_{μ}, ，并通过这些空间之间的相干关系描述其不可分性。最简单的实现包含两个二元因子。双量子比特Bell态与经典类Bell电磁态具有等价的不可因子化张量积结构，而后者仍然完全是经典且局域的（**图 1a)**。在偏振-OAM实现中（**图 1b)**，偏振 P 和 OAM L 构成两个组成态空间，从而得到 $|\Psi_{PLC} = {}^{|p_0\rangle|\mathrm{l}_0\rangle+e^{i\phi}|p_1\rangle|\mathrm{l}_1\rangle}\sqrt{2}$，其中 $p_0|p_1 = \mathrm{l}_0|\mathrm{l}_1 = 0$。偏振或 OAM 本身都无法确定复合态。其定义性信息存在于两个因子之间的相干关联中，因此，对一个偏振基态的投影会根据 $_P$ $p_i|\Psi_{PLC} \propto|\mathrm{l}_i$ 条件性地选~~择相应的 OAM~~ 分量。这种条件关系将不可分性与传统的多维复用区分开来；在传统多维复用中，多个可观测量共存于同一场内，同时仍可独立指定。在全文中，右矢记号表示相应电磁矢量空间中归一化的经典场态。量子-经典状态空间对应及其物理限制详见**补充说明 1**。

引入额外的态空间因子会改变相干性在复合场中的分布方式，而不仅仅是扩大可用基。与三方GHZ态的对应关系体现了这一转变（**图 1c**）。其经典类似物由两个互补乘积分支组成，这两个分支在每个参与的电磁自由度上都彼此不同。其中一种实现结合了偏振 P、波矢 K 和轨道角动量 L (**图 1d**），全局相干性将$|p_0|k_0|\mathrm{l}_0$与 $|p_1|k_1|\mathrm{l}_1$连接起来。为独立于所涉及的可观测量来表达这一结构，每个编程配置 q 都与一个态空间的活动集合 $\mathcal{S}_q = \{\mu_1, \dots, \mu_{N_q}\}$相关联。每个因子贡献一个正交归一二元基 $\{|0\mu_j, |1\mu_j\}$，从而得到规范的多体族

$$\left|\Psi^{\pm}_{q,\boldsymbol{b}}\right\rangle_{\mathrm{C}} = \frac{\left|\boldsymbol{b}\right\rangle_{\mathcal{S}_q} \pm \left|\overline{\boldsymbol{b}}\right\rangle_{\mathcal{S}_q}}{\sqrt{2}}, \qquad \left|\boldsymbol{b}\right\rangle_{\mathcal{S}_q} = \bigotimes_{j=1}^{N_q} \left|b_j\right\rangle_{\mu_j} \tag{1}$$

这里，$\boldsymbol{b}$ 表示每个互补对 $\{\boldsymbol{b}, \overline{\boldsymbol{b}}\}$中的一个成员；不失一般性地，我们始终选择 $b_1 = 0$ 。2^{N_q-1} 互补分支对与两个相对符号共同生成2^{N_q} 个相互正交的类贝尔态或类GHZ态。完整的二进制贝尔/GHZ基构造见**补充说明2**。由于两个分支在每个参与的因子上都正交，理想态在每个非平凡二分划分上的施密特秩均为二。因此，将阶数从二增加到三，会使相干性扩展至整个多体划分，产生无法分解为相互独立的低阶关联的关联结构。一旦将活动因子与平台可用的全部电磁态空间区分开来，物理组成与多体阶数之间的差异便清晰可见。对于我们的平台，可用集合为 $\mathfrak{D} = \{P, F, K, L, A\}$，包括偏振、频率、波矢、轨道角动量和正交振幅包络模态。它们在配置 q 中的参与由 $m_{q,\mu} \in \{0,1\}$编码，得到

$$\mathcal{S}_q = \{\mu \in \mathcal{D} \mid m_{q,\mu} = 1\}, \qquad N_q = \left|\mathcal{S}_q\right| = \sum_{\mu\in\mathfrak{D}} m_{q,\mu}\,, \qquad D_q = \prod_{\mu\in\mathcal{S}_q} d_\mu \tag{2}$$

这些量从三个互补方面刻画了复合态结构。活动集合$\mathcal{S}_q$ 规定了不可分离态的物理组成，N_q 通过相干参与的因子数量定义其多体阶数，而D_q 给出了相关乘积空间的维数。对于本文所使用的二元态空间，$d_\mu = 2$ 和$D_q = 2^{N_q}$， 随着多体阶数从二增加到五而分别产生4、8、16和32的维数（**图1e**）。因此，D_q 的增长是将共同的相干关系扩展到更多态空间的结果，而不是多体性本身的定义特征。增大单个因子的局部维数可以扩大 D_q ，却不改变 N_q。这种对组成与阶数的区分构成了可编程多体性的结构基础。 态空间组成、多体阶数与复合维度之间的区别详见**补充说明3**。同一电磁状态空间集合的不同活动子集可以支持相同的多体阶数，同时代表物理上不等价的复合态。**图1f**中的四体示例说明了这种组分交换，而五体配置则将全部五个可用态空间纳入单一不可因子化关系。在此，K 标记不同的波矢方向态，而A 标记彼此正交的包络模式。五个电磁态空间的模态定义、矢量场表示和相干投影形式化见**补充说明4**。因此，可用的电磁自由度保持不变，而编程决定其中哪些自由度进入活动不可分离扇区，以及其中有多少自由度以相干方式相互关联。在这一形式化框架中，态空间组成和多体阶数成为同一电磁场中可独立编程的结构属性。

双体不可分性的可互换组成部分

多体阶数与态空间组成之间的区别在二分体部分中已经清晰体现。设定$N_q = 2$ 即可确定参与的态空间数量，同时允许其物理身份发生变化。因此，类贝尔不可分性可以编码在具有相同底层施密特结构、但物理上不同的张量积空间中。对组成的控制要求在交换一个物理组成部分时，这种不可因子化结构保持不变。这表明，组成是关联本身的结构变量。双偏振时空超表面通过在一个孔径内进行条件散射来实现这种组分交换（**图2a**）。两个正交偏振通道共享同一物理孔径，同时分别接受独立编程的空间变换和时间变换。忽略微弱的交叉偏振泄漏，散射算符在偏振基下近似呈块对角形式，$\widehat{M}_q \simeq \sum_{\alpha=0}^{1} |p_\alpha| \otimes \hat{T}_{\alpha,q}$，其中$q$ 标记编程配置，而$\hat{T}_{\alpha,q}$ 表示以偏振态$|p_\alpha$为条件的变换。因而，偏振充当条件变换的控制空间。条件电磁散射与受控态制备之间的对应关系详见**补充说明5**。四二极管超构原子为两个偏振通道提供可独立寻址的2位相位响应，从而实现这些分支条件变换（**图2b,c**）。对于共同的入射模式$|u_{\mathrm{in}}$，两个偏振分支分别被映射到所选第二态空间因子的归一化条件态$|u_{0,q}$和$|u_{1,q}$。由此得到的双体场是

$$|\Psi_q\rangle_{\mathrm{C}} = \frac{a_{0,q}|p_0\rangle|u_{0,q}\rangle + e^{i\phi_q} a_{1,q}|p_1\rangle|u_{1,q}\rangle}{\sqrt{|a_{0,q}|^2 + |a_{1,q}|^2}} \tag{3}$$

其中 $a_{0,q}$ 和 $a_{1,q}$ 是非负实数分支振幅，而 ϕ_q 是它们的相对相位。由此产生的不可分性取决于分支平衡以及两个条件态的相互重叠。归一化分支布居为 $p_q = \frac{|a_{0,q}|^2}{|a_{0,q}|^2+|a_{1,q}|^2}$，而 $\gamma_q = u_{1,q}|u_{0,q}$ 则量化了条件态的重叠。约化偏振密度矩阵的本征值，等价地说，即施密特系数的平方，为

$$\lambda_{\pm}^{(q)} = \frac{1}{2}\left[1 \pm \sqrt{1 - 4p_q(1-p_q)\left(1 - |\gamma_q|^2\right)}\right] \tag{4}$$

最大不可分的类贝尔极限在分支平衡时获得，即 $p_q = 1/2$，并且条件态正交，即 $\gamma_q = 0$，对于 $\lambda_+ = \lambda_- = 1/2$。相反，当一个分支消失时，即 $p_q = 0$ 或 1，或者当两个条件态除相位因子外完全相同时，即 $|\gamma_q| = 1$，态会发生因子化。关键在于，对于固定的 p_q 和 $|\gamma_q|$，施密特谱与用作第二个二元因子的物理观测量无关。它仅由分支平衡和条件态重叠决定。关于可编程双体不可分性的完整施密特分析见**补充说明6**。这种施密特结构的不变性体现在四种

物理上不等价的状态空间组合（**图2d-g**）中。所有活动集合 $\mathcal{S}_q = \{P, K\}$、$\{\{P, L\}$、$\{P, F\}$ 以及 $\{P, A\}$ 均具有 $N_q = 2$、 ，而第二个张量因子在每种情况下分别由不同的电磁观测量承载。对于$P - K$，空间相位梯度将偏振分支映射到不同的波矢；而对于 $P - L$，方位角相位绕转会产生正交轨道角动量态。对于 $P - F$，时间调制提供离散频率态； 而正交场包络定义了A $P - A$基。尽管这些变换作用于不同的物理领域，但它们经过编程，可复现相同的双分支类贝尔施密特结构。因此，改变 $\mathcal{S}_q$ 会交换物理张量因子本身，而不仅仅是在固定自由度内重新标记基模。

随后进行实验场测量，以检验这种施密特结构是否能在物理上不同的组成之间保持不变。投影到每个四维乘积基上，可得到归一化的复模态系数，并据此重构相应的投影态密度矩阵。**图2h-k**中的实部和虚部解析出了代表性Ψ_0^+ 态中预期的分支布居和分支间相干性。完整的类贝尔族提供了更严格的检验，因为必须同时保持两种互补的基配对及其相对相位。在类贝尔态与物理组成的全部十六种组合中，投影态保真度介于94.9%和99.0%之间(**图2l-o**)，计算为 $\mathrm{F} = \Psi_{\mathrm{tar}}|\rho_{\mathrm{meas}}|\Psi_{\mathrm{tar}}$。四种组成共有理想施密特结构，而重构光谱则量化了各组成相对于该参照的偏离程度(**补充说明6**和**7**)。因此，交换后的可观测量通过物理上不同的场模态支持着相同的目标关联结构。由此可见，不可分性的物理组成部分可以互换，同时保留底层关联结构，从而确立态空间组成为电磁波的一种可编程结构坐标。完整类贝尔族的扩展表征见**补充说明7**。

三体态中的全局相干性

二分体结果表明，在多体阶数固定时，态空间组成是一个独立的结构变量。将多体阶数提高到$N_q = 3$ ，改变的不仅是参与的因子数量，也改变了相干性在这些因子间的编码方式。三个二元因子张成一个八维乘积空间，但本质上的变化并非维度翻倍，而是出现了属于完整三因子态的相干性。对于典范 GHZ 类族，相对相位存在于两个互补的三因子分支之间的非对角相干性中。对任意一个因子进行偏迹，都会从剩余的二因子态中移除这一相位信息。因此，相对相位不会出现在任何二因子约化态中，而是保留在完整三因子场的相干性中。由此可见，提高多体阶数会重新分配场的物理划分上的相干性，而不仅仅是扩大其可访问基底。

同一个可编程孔径通过对两个偏振分支进行联合空间与时间控制，实现了这种三方相干性（**图 3a**）。每种配置从可用集合（**{,,,,}** 中选择三个二元因子，

固定 $N_q = 3$ 和 $D_q = 8$ ，同时允许物理组成发生变化（**图 3b**）。在这一固定的多体阶数和维数下，**图 3c**中的参与度图识别出四种物理上不同的组成：$\{P, K, L\}$、$\{P, F, A\}$、$\{P, F, K\}$和$\{P, F, L\}$。四种配置都具有 $N_q = 3$ 和 $D_q = 8$，但承载相干性的物理可观测量不同。这将组成与多体阶数和维数区分开来，使关联的物理载体能够发生变化，而不改变其三因子组织结构。因此，复合空间维数得以保持不变，同时支撑相干性的物理因子被重新配置。对任一参与因子进行迹运算后，相干性的全局特征便清晰可见。对于**公式 1**中的典型态，对态空间μ_k进行迹运算可得

$$\rho_{\bar{k}}^{(\pm)} = \mathrm{Tr}_{\mu_k}\left[\left|\Psi_{q,\boldsymbol{b}}^{\pm}\right\rangle\left\langle\Psi_{q,\boldsymbol{b}}^{\pm}\right|\right] = \frac{1}{2}\left(\left|\boldsymbol{b}_{\bar{k}}\right\rangle\left\langle\boldsymbol{b}_{\bar{k}}\right| + \left|\overline{\boldsymbol{b}}_{\bar{k}}\right\rangle\left\langle\overline{\boldsymbol{b}}_{\bar{k}}\right|\right) \tag{5}$$

其中，$\boldsymbol{b}_{\bar{k}}$ 表示第k个组分被迹出后剩余的双因子基字符串。局部二元基的正交性消除了连接互补分支的非对角项，从而得到$\rho_{\bar{k}}^{(+)} = \rho_{\bar{k}}^{(-)}$。在这一理想正交基极限下，无法从任何双因子约化态中恢复相对符号，它只存在于完整三方场的相干性中。每次进行部分迹后，这些相干性都会消失，这为相对相位存储在全局而非任何成对扇区中提供了直接的态空间特征。任意部分迹都会导致相位信息丢失，这一区别将全局三方相干性与一组独立的成对关联区分开来。全局类GHZ相位存储的约化态起源推导见**补充说明8**。$P - K - L$ 组成直接实现了这一全局三因子结构（**图 3d**）。偏振、波矢和轨道角动量构成可独立分辨的态空间，其局部基态关联成两个互补的三因子分支。重构的投影态密度矩阵解析了这些分支的布居数，以及连接互补态的非对角相干性（**图 3e**）。这些非对角元素提供了可通过实验观测的相干相位关系特征，使类GHZ态有别于具有相同分支的非相干混合态。**图 3f**中的逐元素偏差图量化了与理想投影态的残余偏离，而**图 3g**中的完整八态族则将表征扩展到全部四组互补基配对及两种相对符号。

关键在于，物理组成重新配置后，全局三因子相干性仍得以保留。$P - F - A$ 组成在**图 3h**中实现，而将A 替换为波矢K 或轨道角动量 L ，则分别得到**图 3i**和**图 3j**所示的$P - F - K$ 态和$P - F - L$ 态。尽管组成部分的可观测量和局域基底有所不同，重构后的态仍保留了 GHZ 类族特有的互补分支结构。相对相位仍由全部三个因子共同编码，无法从任何两两约化态中恢复。因此，这些三体态在组分交换后仍保留其全局类 GHZ 相干性，表明态空间组成可以独立于复合维度和多体阶数进行编程。这些三体态的完整族验证见**补充说明9**。

将全局相干性扩展至五体阶数

一旦相干性在多个态空间之间实现全局分布，要提高多体阶数，就需要让另一个自由度进入同一不可因子化分支结构，而不只是扩大乘积空间。这个新因子必须在两个互补分支中占据不同的局域态，从而成为全局相干性的主动载体。为独立于特定编程配置表述这一条件，设 $\mathcal{S}$ 表示一个主动的N体集合，设$\nu \notin \mathcal{S}$ 表示一个额外的二元态空间因子。要将多体阶数从N提高到$N+1$，则需要满足

$$\left|\Psi^{\pm}_{\mathcal{S}\cup\{\nu\},\boldsymbol{b}}\right\rangle_{\mathrm{C}} = \frac{|\boldsymbol{b}\rangle_{\mathcal{S}}|0\rangle_{\nu} \pm \left|\bar{\boldsymbol{b}}\right\rangle_{\mathcal{S}}\left|1\right\rangle_{\nu}}{\sqrt{2}} \tag{6}$$

由于 $|\boldsymbol{b}_{\mathcal{S}}$ 和 $|\bar{\boldsymbol{b}}_{\mathcal{S}}$ 彼此正交，且 $|0_{\nu}$ 和 $|1_{\nu}$ 构成正交局域基，**方程 6**中的态在二分划分 $\mathcal{S}|\nu$ 上的施密特秩为二。因此，对于任意态 $|\Phi_{\mathcal{S}}$ 和 $|\chi\nu$，它都不能因子化为 $|\Phi_{\mathcal{S}} \otimes |\chi_{\nu}$ 。因此，额外的因子被纳入活动不可分离扇区，而非作为可分旁观因子附加其上。这种由分支决定的参与方式提高了多体阶数，同时不改变原有组成部分的局域维数。对于本文讨论的典范 GHZ 类族，全局相对相位在每个真约化态中仍然不可见，而相干性则连接了在更多局域因子上彼此不同的互补乘积分支。因此，提高多体阶数会使同一种全局相干关系的物理支撑扩展至另一个可独立分辨的态空间。任意多体阶数的递归扩展推导见**补充说明 10**。在时空超表面中，不同配置 q 通过选择具有不同多体阶数 $N_q = |\mathcal{S}_q|$ 的活跃子集 $\mathcal{S}_q \subseteq \mathcal{D} = \{P, F, K, L, A\}$来实现这种扩展（图 4a）。可用的电磁态空间保持不变，而编程则控制其中有多少个参与活动不可分离扇区中的相干性。四个活动二元因子张成一个 16 维复合空间，而五个因子全部参与时则形成一个 32 维空间（（图 4b）。尽管 $D_q = 2^{N_q}$，其核心演进在于将一种全局相干关系扩展至四个、最终扩展至五个可独立分辨的物理可观测量。在这个意义上，提高 N_q 改变的是相干性的物理范围，而不只是场可用的基态数量。

在$N_q = 4$， 多体阶数可以保持不变，同时改变物理组成。该$P - F - K - A$ 态结合了偏振、频率、波矢和一个正交的振幅包络模态（**图4c**）。另一种 $P - F - L - A$ 和 $P - F - K - L$ 组成分别在**图4d、e**中实现。三种构型共享$N_q = 4$ 和$D_q = 16$，同时交换一个物理组成部分，而不改变四因子 GHZ 类分支结构。它们的等价性检验了四体相干性在组分交换后能否保持。相应的偏差图量化了完整16维乘积基中相对于理想态的逐元素偏离。**图4f–h**中的保真度将这一检验扩展到每种组成的完整16态 GHZ 类族，涵盖每一种互补分支配对和两种相对符号。

当全部五个可用态空间参与同一相干关系时，这一层级达到顶点。对于 $P-F-K-L-A$ 态，$\mathcal{S}_q = \mathfrak{D}$、，$N_q = 5$ 和 $D_q = 32$（**图4i**）。因此，活动不可分离扇区跨越了该平台完整的电磁态空间集合。重构的投影态密度矩阵的实部和虚部解析出互补的五因子分支布居，以及在完整乘积空间中连接这些分支的非对角相干性（**图4j、k**）。这些非对角项区分了具有相同分支布居的相干五因子叠加与非相干混合态。**图4l**量化了相对于理想目标的逐元素偏差，而**图4m**中的完整32态族则检验了五体基的所有典型互补分支配对和相对相位。因此，从三个因子到四个和五个因子的递进，不仅仅是复合空间维数的增加。N_q 的每次增加，都会将同一相干关系扩展到另一个可独立寻址的物理态空间。在四体阶数下，组成仍可编程，而不会破坏全局类GHZ相干性。在五体阶数下，活动关联跨越了该平台可用的全部电磁态空间。因此，当参与同一全局相干性的态空间的身份和数量都成为电磁场中可独立控制的属性时，就实现了可编程多体性。完整的四体和五体验证见**补充说明11**。

讨论

我们的工作确立了多体性是一种电磁场的可重构物理结构，而不是从生成该电磁场的架构中继承而来的固定属性。这项工作的关键进展在于，将波系统中通常不可分离的复合态组织的两个方面区分开来。态空间组成规定了哪些物理自由度参与不可分离关联，而多体阶数则决定了同一相干关系能够跨越多少个彼此独立且可分辨的态空间。时空超表面通过对底层电磁态空间进行相干重组，使这两个量在单一波系统中均变得可获取。因此，所得到的层级结构不仅仅代表希尔伯特空间维数的增加，更表明相干性的物理支撑本身可以被重新配置并逐步扩展，最终形成五体类GHZ结构，使所有可用的电磁态空间参与同一个全局关联。从这个意义上说，超表面作用的不仅是波所承载的状态，还包括构成该状态的多体组织。

这一视角开辟了超越本文所考虑的类Bell族与类GHZ族的更广阔复合态物理范畴。扩大局域状态空间将使维数与多体阶数能够独立变化，而更一般的相干变换则可触及类W、类图及其他多体结构，这些结构具有定性不同的关联与约化态性质。更高维及替代性多体结构在**补充说明12**中讨论。时空可编程性进一步提出了将多体组织视为动力学量的可能性，从而能够在同一场内实现不同物理分区与关联阶数之间的受控演化。此类拓展将结构化波物理的重点从合成日益复杂的场分布转向

控制相干性、信息与关联如何在复合物理系统中组织。

更为根本的是，可编程多体性提供了一个可控的经典环境，使得量子力学中的核心结构能够与真正的量子资源相分离。经典电磁波无法复现量子非局域性或其他真正的量子资源，但能够忠实复现与多体量子态相关的特定张量积结构、相干性和约化态结构。这种分离区分了源于复合希尔伯特空间几何与相干性的结构，以及必须依赖量子性的资源。正如**补充说明13**中所述，它还区分了由未分辨的模态标签产生的局部混合性与完整场的统计退相干。此外，在这些概念于量子平台上实现之前，该体系还提供了一个实验上易于接触的研究场域，用于发展和检验与多体态制备、关联编码和态空间几何相关的概念。通过使相干性的组织本身实现可编程化，我们的工作赋予时空电磁学一种新的角色：作为复合态物理的模拟实验室，并为探索经典波、量子基础和量子信息科学交界处日益复杂的结构奠定基础。

方法

双偏振可编程超表面

实验采用了一种反射式时空超表面，该超表面经过设计，可在同一物理孔径内对两个正交线偏振通道进行独立数字控制。该超表面由32×32 个可独立寻址的超原子组成，晶格周期为30 mm，对应的有效孔径为960×960 mm²。每个超原子包含四个PIN二极管（SMP1345-040LF），沿两条正交电流路径分布。其中两个二极管主要控制x偏振分量的散射响应，另外两个控制y偏振分量的散射响应。因此，每对二极管可提供四种电子可选响应，从而为两个偏振通道提供独立的2位控制。一个超原子的瞬时电子状态表示为四位字$[x_1 x_2 y_1 y_2]$，其中，$[x_1 x_2]$ 和$[y_1 y_2]$ 分别寻址x偏振和y偏振响应。由此产生的16种联合电子配置定义了局部散射字母表，并据此构建时空编码分布。该架构对于多体态的实现至关重要，因为两个偏振分量共用一个孔径，同时仍可进行独立编程。因此，它们可以作为正文所述条件变换的两个相干分支，而不是两束彼此独立生成的波束。

这些超构原子采用多层印刷电路板架构实现。图案化射频金属层与连续金属接地平面及专用直流偏置布线网络之间通过F4B介电基板隔开，其相对介电常数为$\varepsilon_r = 2.65$，损耗角正切为$\tan\delta = 0.001$。介电层厚度分别为0.254 mm、4 mm

和0.508 mm。金属化通孔为有源元件提供电连接，同时保持射频散射结构与偏置电路之间的隔离。无源多层结构制作完成后，通过表面贴装组装安装四个PIN二极管。数字控制器通过多通道驱动电子设备向整个孔径提供预设的四位状态。对于空间编程测量，在整个采集过程中保持一个编码矩阵不变。对于时空操作，则根据设计序列定期更新连续的编码矩阵。因此，整个研究过程中使用的是同一套硬件；不同的多体配置仅通过改变数字预设的时空编码来实现。

数字散射态的电磁校准

在合成多体状态之前，先对局部散射字母表进行校准。全波电磁仿真在 CST Microwave Studio 2022 中完成。首先，在两个横向方向施加周期性边界条件，并在垂直于表面的方向施加开放边界，对单个超原子进行分析。分别对 x 和 y 偏振入射进行仿真，并在电磁模型中保留 PIN二极管随频率变化的响应。对于每个偏振通道，四种 2 位电子状态产生了一组经过校准的复反射系数，而非理想化的仅相位散射字母表。此外，还通过复偏振响应对全部 16 种联合四位配置进行了表征，从而在需要时保留残余振幅变化和微弱的偏振转换。这一校准对于多体状态合成至关重要，因为不可分离结构由各分支之间的相对复振幅决定，因此通常无法仅凭相位值推断。所得复响应库在状态合成和全波仿真中保持一致使用。有限孔径仿真重现了完整的 32×32 超表面。在计算域周围施加了开放边界。计算得到的复场在与相应实验相同的空间平面和频率处进行采样。

编程多体状态的物理组成

每个配置 q 均直接根据**式 1**和**式 2**中引入的状态空间表示构建。目标活动集合 $\mathcal{S}_q \subseteq \mathcal{D} = \{P, F, K, L, A\}$规定了哪些物理可观测量进入不可分离扇区，而 $N_q = |\mathcal{S}_q|$ 规定了多体阶数。数值实现中未引入额外的态空间定义。偏振 P 提供了共同的条件自由度。两个正交偏振态定义了编程变换的两条分支，并通过可独立寻址的 x-和 y-偏振通道，将不同的复变换分配给这两条分支。其余态空间则依据各自的物理基底实现。两个 K 态是由不同横向相位梯度生成的彼此不同的波矢方向态。L 态由具有不同方位角相位绕转的正交轨道角动量模式定义。F 基由周期性时间调制生成的选定傅里叶谐波组成。A 基由彼此

正交的空间包络模式组成，因此代表真正的模态自由度，而非两个标量场振幅。

空间编码图样通过在物理超原子晶格上对所需的分支条件复分布进行采样，并将其映射到经过校准的数字散射态上获得。对于包含多个空间因子的配置，相应的相位或包络变换会在数字量化之前进行相干合成。因此，编码操作作用于完整复分支场，而不是分别为各个自由度单独分配标签。从二分体扇区到五分体扇区均采用了相同的过程。增加 N_q 不会改变已处于活动状态的因子的局域维数；它会在 **式 1**所定义的共同互补分支关系中，引入一个额外且可独立分辨的态空间。相反，在固定 N_q 的情况下改变 $\mathcal{S}_q$ ，会替换一个物理组成部分，同时保持多体阶数不变。

时间合成与谐波态生成

当频率 F 参与活动状态空间时，采用周期时间编码。一个调制周期 T 被划分为 N_t 个相等的时间槽，其中 N_t 表示编码序列长度，并且不同于多体阶数 N_q。如果 $r_{p,\ n}$ 表示偏振通道 $p \in \{x, y\}$在第 n个时间槽期间经过校准的复反射系数，则傅里叶阶数 m 处的复系数为

$$r_p^{(m)} = \frac{\eta_m}{N_t} \sum_{n=0}^{N_t-1} r_{p,n} \exp\left(+i \frac{2\pi m n}{N_t}\right), \tag{7}$$

其中，$\eta_m = \mathrm{sinc}\left(\frac{m}{N_t}\right) \exp\left(+i\frac{\pi m}{N_t}\right)$ 表示每个时间槽的持续时间有限。这里，$\mathrm{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$，当 $\mathrm{sinc}(0) = 1$ 时，第 n 个编码态占据 $nT/N_t \le t < (n+1)T/N_t$。第 m 个分量出现在 $f_m = f_c + m f_s$ 处，其中 f_c 为入射载波频率，$f_s = 1/T$ 为调制频率。

方程 7 在本研究中始终用作时间编码的谱表示。由于两个偏振通道是独立调制的，因此它们在给定谐波处获得了不同的复傅里叶系数。因此，可以将它们的相对振幅和相位与谐波序号本身联合编程。在包含 F，的配置中，频率因而不再仅仅被视为一组生成的边带。选定的谐波构成张量积态的一个因子，并与其他参与的可观测量相干关联。时间序列由实验可用的四态散射字典构建。候选序列依据其完整的复傅里叶响应进行评估，并根据其与指定互补分支态的重叠度选取编码方案。重要的是，合成过程采用了每种数字态经过校准的振幅和相位，而非假定其具有四个理想的单位振幅相位值。

时域数值模拟

静态频域计算无法再现有源元件随时间切换时产生的电磁瞬态。因此，我们采用基于TVLE-TDFIT框架的时变集总元件有限积分公式进行动态仿真；该框架是为实际时空超表面开发的[40]。在本研究中，数值公式针对四二极管双极化超原子以及实验中施加的四比特编码序列进行了调整。电磁域采用相互对偶的原始网格和对偶网格进行离散。积分电变量和磁变量分别定义在对应的网格边上，并通过交错时间积分推进麦克斯韦旋度方程。用紧凑的矩阵形式表示时，电场更新写作

$$\boldsymbol{e}^{n+1} = \boldsymbol{A}_{\mathrm{e}}^{n}\boldsymbol{e}^{n} + \boldsymbol{B}_{\mathrm{e}}^{n+1/2}\left(\tilde{\mathbf{C}}\boldsymbol{h}^{n+1/2} - \boldsymbol{j}_{\mathrm{e}}^{n+1/2}\right), \tag{8}$$

而磁场更新为

$$\boldsymbol{h}^{n+1/2} = \boldsymbol{A}_{\mathrm{h}}^{n-1/2}\boldsymbol{h}^{n-1/2} - \boldsymbol{B}_{\mathrm{h}}^{n}(\boldsymbol{C}\boldsymbol{e}^{n} - \boldsymbol{j}_{\mathrm{m}}^{n}). \tag{9}$$

其中，$\mathbf{C}$ 和$\tilde{\mathbf{C}}$ 表示分别与原始网格和对偶网格相关联的离散旋度算子。矩阵$\mathbf{A}_{\mathrm{e},\ h}$ 和$\mathbf{B}_{\mathrm{e},\ h}$ 包含局部材料信息和共形几何信息，而$\mathbf{j}_{\mathrm{e},\ m}$表示存在时的电源项和等效磁源项或损耗项。时间调制通过表示有源切换元件的网格区域的局部电磁参数进入**方程 8**和**9**。对于具有有效介电常数ε 和电导率$\bar{\sigma}$（t）的电损耗区域，电场更新系数采取以下一般形式

$$\alpha_{\mathrm{e}}^{n} = \frac{\bar{\varepsilon}^{n}/\Delta t - \bar{\sigma}^{n}/2}{\bar{\varepsilon}^{n}/\Delta t + \bar{\sigma}^{n}/2}, \qquad \beta_{\mathrm{e}}^{n+1/2} = \frac{g_{\mathrm{e}}}{\bar{\varepsilon}^{n+1/2}/\Delta t + \bar{\sigma}^{n+1/2}/2}, \tag{10}$$

其中，g_{e} 包含相应的原始–对偶共形几何因子。磁场更新可类似地写为

$$\alpha_{\mathrm{h}}^{n-1/2} = \frac{\bar{\mu}^{n-1/2}/\Delta t - \bar{\kappa}^{n-1/2}/2}{\bar{\mu}^{n-1/2}/\Delta t + \bar{\kappa}^{n-1/2}/2}, \qquad \beta_{\mathrm{h}}^{n} = \frac{g_{\mathrm{h}}}{\bar{\mu}^{n}/\Delta t + \bar{\kappa}^{n}/2}, \tag{11}$$

其中，$\bar{\mu}$ 为有效磁导率，κ描述所包含的磁损耗，g_{h} 为对偶网格几何因子。整个计算过程中始终保留了无源区域与动态切换区域之间的数值区别。无源区域中的材料相关更新系数在时间步进之前计算一次，而与有源元件相关的系数则在预设数字态发生变化时进行更新。这样可以避免在整个计算域内反复重新计算系数，并将显式时间依赖性限制在实际受到调制的区域。

有源元件表示是根据本研究所采用超表面单元的静态电磁响应进行校准的。这既保留了时域方法的数值结构，又使器件模型针对当前超表面进行了专门构建。入射场在 f_c 处为单色场。四种随时间变化的二极管状态按照实验中使用的相同 $[x_1 x_2 y_1 y_2]$ 序列驱动。计算持续进行，直至调制响应达到周期稳态。随后对时域场进行傅里叶变换，以获得在

$f_c + mf_s$ 处的复振幅。时间步长遵循库朗稳定性条件，计算区域周围设置了吸收边界。因此，静态 CST 仿真和动态 TVLE-TDFIT 仿真分别处理了实验的互补方面。CST 为静止构型提供了经过校准的散射字母表和有限孔径响应，而 TVLE-TDFIT 则明确解析了时间切换、频率转换以及谐波通道的相干相位形成。

复场测量与状态空间投影

通过对电磁场进行相位相干测量，对实验生成的态进行了表征。两个正交偏振分量均以同一激励为参照，从而保留了两个分支之间的相对相位。这一相位信息至关重要，因为仅凭对角模态布居无法区分相干的类贝尔态或类GHZ态与具有相同布居数的非相干混合态。将测得的复场投影到由活动集合 $\mathcal{S}_q$ 定义的乘积基上。投影操作取决于物理态空间。频率态通过相应的谐波分量进行分辨。波矢方向态则在横向空间频率域中分离。轨道角动量态通过与指定方位角模态的重叠进行评估，振幅包络态则投影到相应的归一化包络基上。偏振投影在全文共用的正交偏振基中进行。对于空间模式 $u_\lambda(r)$，偏振分量 p 对应的复模态系数可写为

$$a_{\lambda p} = \iint_{\Omega} u_\lambda^*(\boldsymbol{r}) E_p(\boldsymbol{r}) \mathrm{d}^2\boldsymbol{r}, \tag{12}$$

其中，Ω 表示共同的分析窗口。在频域和波矢方向域中采用了等效的投影操作。态重构前，所有基函数均经过归一化处理；理论、全波仿真和实验均采用相同的投影定义。对于任意乘积基态 $|\, b\mathcal{S}_q,\rangle$，所得系数可简洁地写为

$$c_{\boldsymbol{b}}^{(q)} = {}_{\mathcal{S}_q}\left\langle \boldsymbol{b} \middle| \Psi_{\mathrm{meas}}^{(q)} \right\rangle. \tag{13}$$

随后，完整的 D_q 维系数向量按照 **式 1** 中使用的相同二进制乘积基进行排序。因此，对于二分体、三分体、四分体和五分示例，重构态的维数分别为 $D_q = 4$、8、16 和 32。

投影态密度矩阵的重构

图2–4中实验重构的矩阵是根据测得的复模态系数获得的，而非仅依据强度数据。对于构型q，系数向量$\boldsymbol{c}_q = (c_1, c_2, \ldots, c_{D_q})^{\mathrm{T}}$ 经过归一化，并转换为投影态相干矩阵

$$\rho_{\mathrm{meas}}^{(q)} = \frac{\boldsymbol{c}_q \boldsymbol{c}_q^\dagger}{\boldsymbol{c}_q^\dagger \boldsymbol{c}_q}. \tag{14}$$

对于此处所考虑的确定性相干场，式14按构造即为一个单位迹秩一相干矩阵。其对角元素给出投影模态布居，而非对角元素则保留了测得的复模态系数的相对相位。在这种相干场描述中，互补分支元素标识出与具有相同布居数的非相干混合态相比所缺失的相位关系。若要评估重复制备之间的统计退相干，则需要使用归一化系综算符$\mathbf{aa}^{\dagger}/\mathrm{Tr}\mathbf{aa}^{\dagger}$，而不是根据单个外积（**补充说明13**推断系综纯度。式14中的矩阵被用作投影场的经典相干表示。之所以采用密度矩阵记号，是因为相同的张量积代数也用于表征相应的类贝尔结构和类GHZ结构，但这并不意味着任何量子统计解释、粒子纠缠或贝尔非定域性。相同的重建过程应用于理论场、模拟场和测量场。重建过程中未插入任何目标态相位。进入非对角元素的相对相位均由测得的复场系数本身获得。

保真度与逐元素状态偏差

重构态与规定态之间的一致性采用正文中始终使用的相同保真度进行量化。对于理想目标 $|\Psi_{q,\ \boldsymbol{b}}^{\pm}\rangle_{\mathrm{C}}$，

$$\mathcal{F}_q = {}_{\mathrm{C}}\langle\Psi_{q,\boldsymbol{b}}^{\pm}\left|\rho_{\mathrm{meas}}^{(q)}\right|\Psi_{q,\boldsymbol{b}}^{\pm}\rangle_{\mathrm{C}}. \tag{15}$$

该定义适用于**图2–4**中的所有类Bell族和类GHZ族，因此可以直接比较不同物理组成和多体阶数。由于投影态在评估前已进行归一化，F_q 表征的是态空间中的一致性，而非绝对散射效率。偏差图根据以下内容逐元素计算：

$$\Delta_{ij}^{(q)} = \left|\rho_{\mathrm{meas},ij}^{(q)} - \rho_{\mathrm{tar},ij}^{(q)}\right|, \tag{16}$$

其中 $\rho_{\mathrm{tar}}^{(q)} = \left|\Psi_{q,\ \boldsymbol{b}}^{\pm}{}_{\mathrm{CC}}\Psi_{q,\ \boldsymbol{b}}^{\pm}\right|$。实验矩阵和理想矩阵采用了相同的基底排序、归一化方式以及空间或光谱分析窗口。

参考文献

1. Forbes, A., Nothlawala, F. & Vallés, A. 量子结构光进展。*Nature Photonics***19**, 1291–1300 (2025)。2. Erhard, M., Krenn, M. & Zeilinger, A. 高维量子纠缠的进展。《自然综述：物理学》 **2**, 365–381 (2020)。3. Ferreira, V.S., Kim, G., Butler, A., Pichler, H. & Painter, O. 利用单量子发射体确定性地产生多维光子簇态。《自然·物理学》 **20**, 865–870 2024)。(4. Lib, O. & Bromberg, Y. 利用高维簇态实现资源高效的光子量子计算。*Nature Photonics* **18**, 1218–1224 (2024)。

5. Bao, J., 等. 超大规模集成量子图光子学。Nature Photonics 17, 573–581 (2023)。6. Goel, S., 等. 复杂介质中高维量子光学电路的逆向设计。Nature Physics 20, 232–239 (2024)。7. Zhao, H., 等. 高维飞行结构光子的集成制备与操控。《eLight》4, 10 2024)。（8. He, C., Shen, Y. & Forbes, A. 迈向更高维结构光。Light: Science & Applications 11, 205 2022)。（9. Shen, Y. & Rosales-Guzmán, C. 光的不可分离态：从量子到经典。Laser & Photonics Reviews 16, 2100533 (2022)。10. Korolkova, N., Sánchez-Soto, L. & Leuchs, G. 量子纠缠与经典不可分离性之间的操作性区分。《英国皇家学会哲学汇刊A辑：数学、物理与工程科学》382, 20230342 (2024)。11. Peters, C., Ornelas, P., Nape, I. & Forbes, A. 利用结构光子空间分辨经典纠缠与量子纠缠。《物理评论A》108, 053502 (2023)。12. Kagalwala, K.H., Di Giuseppe, G., Abouraddy, A.F. & Saleh, B.E.A. 经典光学相干性中的贝尔测度。Nature Photonics 7, 72–78 (2013)。13. Ndagano, B., 等. 利用经典光的不可分离态表征量子信道。Nature Physics 13, 397–402 (2017)。14. Shen, Y., Zdagkas, A., Papasimakis, N. & Zheludev, N.I. 电磁脉冲时空不可分离性的度量。《物理评论研究》3, 013236 (2021)。15. Nape, I., 等. 揭示矢量结构光在复杂介质中的不变性。Nature Photonics 16, 538–546 (2022)。16. Shi, Z., Rubin, N.A., Park, J.-S. & Capasso, F. 不可分离偏振波前变换。《物理评论快报》129, 167403 (2022)。17. Zhang, Y.-H., 等. 通过均匀自组装手性超结构实现不可分离态的逻辑旋转。Nature Communications 15, 1108 (2024)。18. Wang, Z., 等. 结构光与量子压缩态的类比。Light: Science & Applications 13, 297 2024)。（19. Liang, Y., 等. 用于测量矢量结构光不可分离性的相干探测器。Light: Science & Applications 14, 343 (2025)。20. Chen, L., 等. 经典系统中可重构超表面的量子启发式叠加与不可分离态。Nature Communications 17, 560 (2026)。21. Balthazar, W.F., 等. 经典光学中的三方不可分离性。Opt. Lett. 41, 5797–5800 2016)。（22. Shen, Y., 等. 多方经典纠缠光的产生与控制。Light: Science & Applications 10, 50 (2021)。23. Hai, L., 等. 高维不可分离态的腔内激光操控。Laser & Photonics Reviews 18, 2300593 (2024)。24. Wan, Z., Shen, Y., Liu, Q. & Fu, X. 多方经典纠缠标量光束。Opt. Lett. 47, 2052–2055 2022)。（

25. Cui, T.J., Qi, M.Q., Wan, X., Zhao, J. & Cheng, Q. 编码超材料、数字超材料与可编程超材料。Light: Science & Applications 3, e218 (2014). 26. Dai, J.Y., Zhao, J., Cheng, Q. & Cui, T.J. 通过时域数字编码超表面独立控制谐波幅度和相位。Light: Science & Applications 7, 90 2018).(27. Zhang, L., et al. 时空编码数字超表面。Nature Communications 9, 4334 2018).(28. Wu, G.-B., Dai, J.Y., Cheng, Q., Cui, T.J. & Chan, C.H. 无边带时空编码超表面天线。Nature Electronics 5, 808–819 (2022). 29. Wu, G.-B., et al. 一种可操控电磁波所有基本特性的通用超表面天线。Nature Communications 14, 5155 (2023). 30. Wang, S.R., et al. 通过多分区异步时空编码数字超表面操控多频波和信号。Nature Communications 14, 5377(2023). 31. Bütow, J., Eismann, J.S., Sharma, V., Brandmüller, D. & Banzer, P. 利用可编程集成光子学生成自由空间结构光。Nature Photonics 18, 243–249 2024).(32. He, G., et al. 基于任意复振幅控制，在超表面中对轨道角动量和波长进行复用操控。Light: Science & Applications 13, 98 2024).(33. Sisler, J., et al. 光频下的电调谐时空超表面。Nature Nanotechnology 19, 1491–1498 2024).(34. Wu, G.-B., et al. 一种用于独立控制任意谐波阶次的合成移动包络超表面天线。Nature Communications 15, 7202 (2024). 35. Zhu, X., Crockett, B., Rowe, C.M.L., Sun, H. & Azaña, J. 灵活操控高速电磁波的时频分布。Nature Communications 15, 8942 2024).(36. Sanjari, P. & Aflatouni, F. 一种用于相干波下变频的可重构非线性有源超表面。Nature Communications 16, 1987 (2025). 37. Pacheco-Peña, V., Kiasat, Y., Solís, D.M., Edwards, B. & Engheta, N. 利用时间非福斯特超结构保持并放大电磁波。Nature Communications 16, 2757 2025).(38. Chen, X.Q., et al. 基于时空编码超表面的一体化感知与通信。Nature Communications 16, 1836 (2025). 39. Yang, C., et al. 通过时空编码超表面操控涡旋电磁波实现高维复用。Light: Science & Applications 15, 160 2026).(40. Chen, L., et al. 时空超表面中时变集总元件的精确建模。IEEE Transactions on Antennas and Propagation 73, 3849–3862 (2025).

致谢

本研究得到国家自然科学基金委员会 (62288101 and 92167202)、国家重点研发计划 (2023 YFB3813100 and 2022YFA1404903)、东南大学博士生创新能力提升计划(CXJH_SEU 26043)、毫米波国家重点实验室自主研究基金(Z202602-01)、江苏省多维感知信息技术联合实验室(BM2022017)、中国东南大学毫米波国家重点实验室(K201924)、中国博士后科学基金 (2021 M700761, 2022T150112)以及111计划 (111 -2-05)的资助。

作者贡献

L.C.、X.C.、J.Y. 和 T.C. 提出了这一构想。L.C.、Z.C.、Q.Y.、Z.H. 和 Z.Y. 设计了实验。L.C.、J.Y. 和 T.C. 负责监督该项目。L.C.、Z.C.、Q.Y. 和 Z.H. 开展了实验，收集并分析了数据。L.C. 和 Z.C. 进行了仿真和理论分析，并编写了所有代码。L.C.、Z.L.、X.C.、J.Y. 和 T.C. 撰写了论文，所有作者均作出了贡献。

利益冲突

作者声明不存在任何利益冲突。

数据和材料可用性

评估本文结论所需的所有数据均已包含在本文和补充材料中。

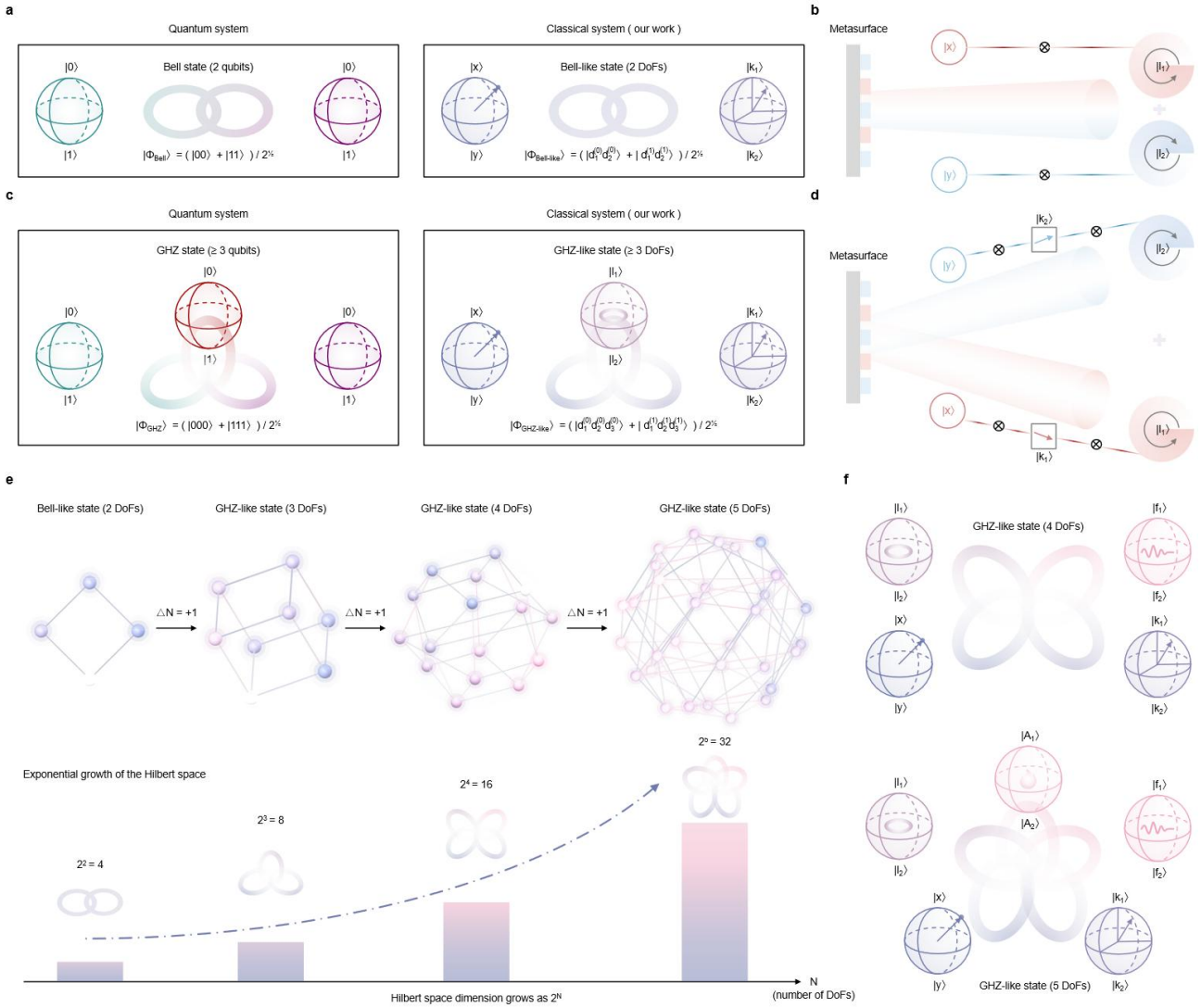

图 1 | 可编程多体性的态空间组织。a 二量子比特贝尔态与经典类Bell电磁态之间的结构对应关系。在经

五方配

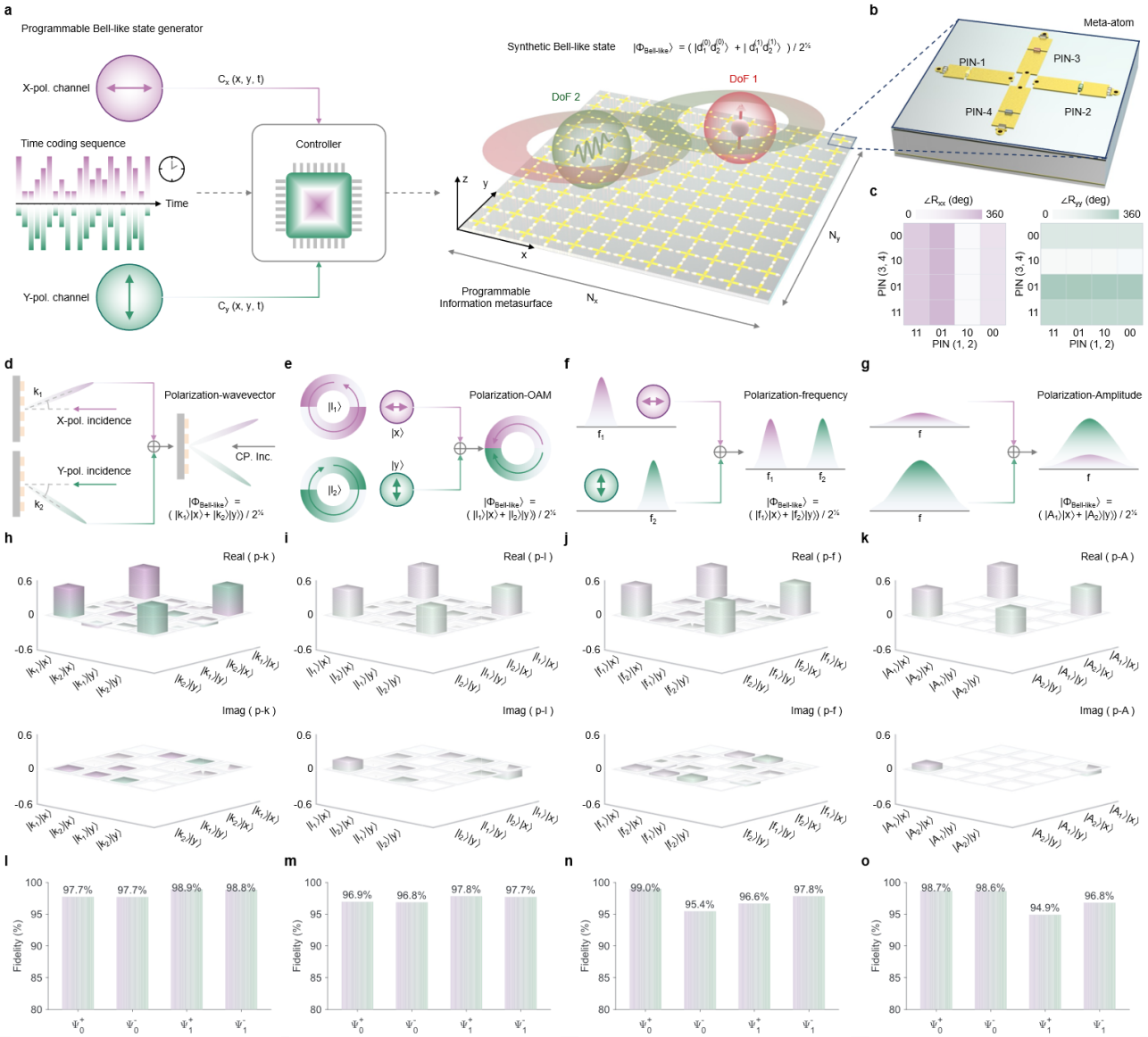

图 2 | 类贝尔不可分性的可编程状态空间组合。a 可编程二分态生成器示意图。两个正交偏振分支共享同

红色和绿 别表示 偏

可

访问的 和

空间中，代表性Ψ_0^+态的 重构

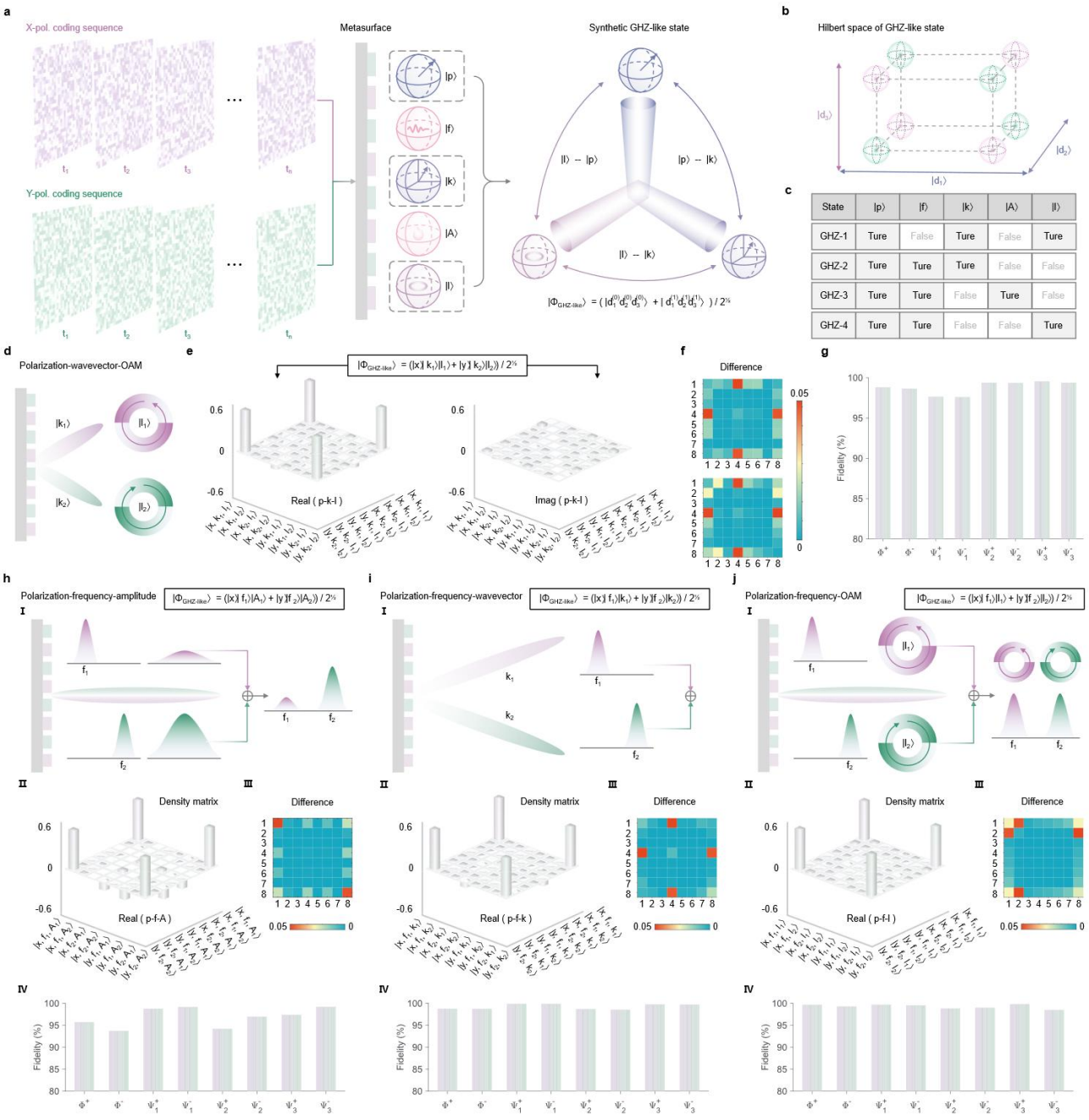

图 3 | 三方态空间中的可编程全局相干性。a 可编程三方类GHZ态合成示意图。对两个正交偏振分支进行

[illegible]

[illegible]子分支

[illegible]八态GHZ类基的测量[illegible]

[illegible]

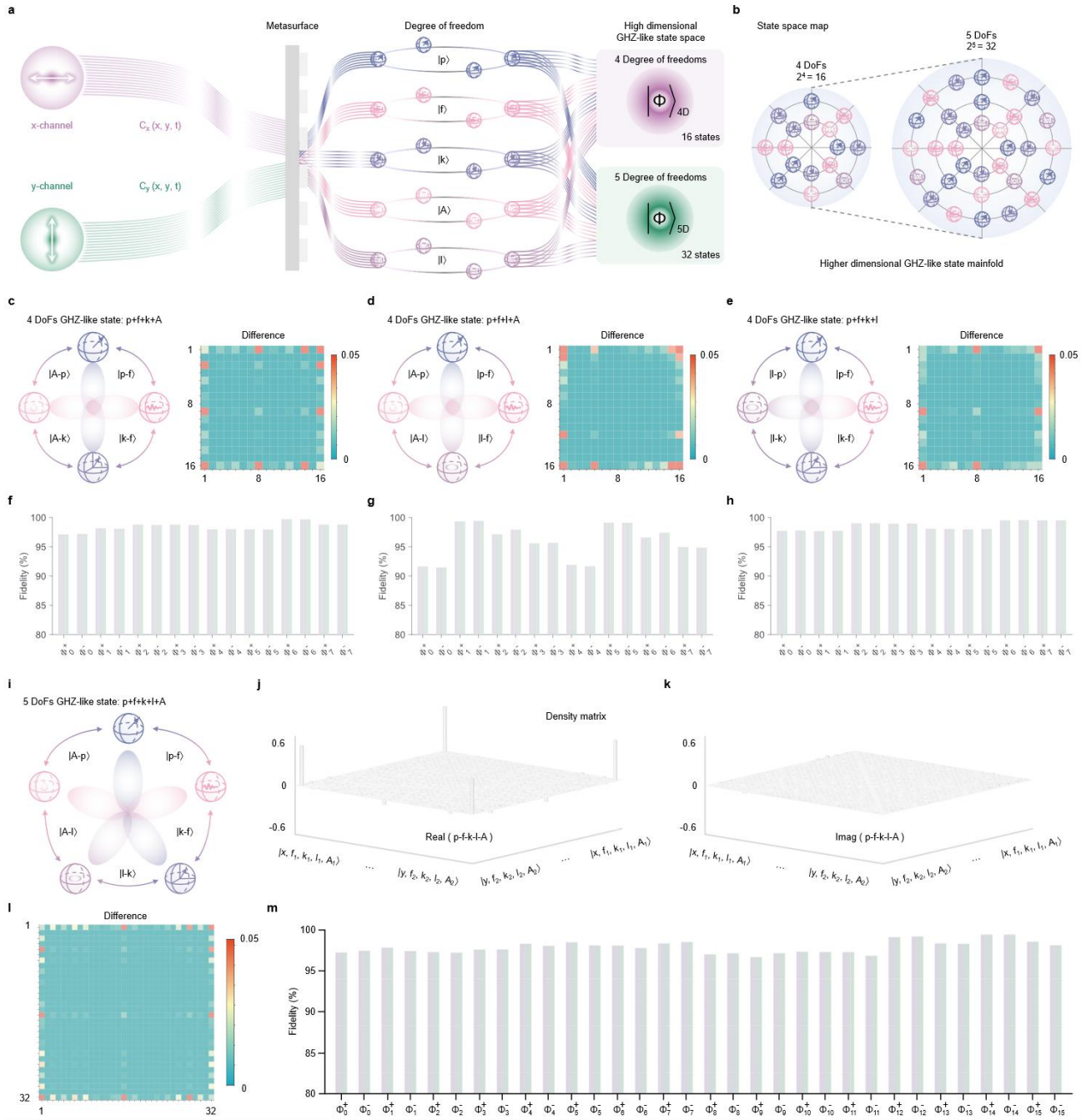

图 4 | 类 GHZ 相干性向五体阶数的可编程扩展。a 利用同一双偏振孔径对多方类 GHZ 态进行时空编程。

[illegible]

[illegible]三者均[illegible]

[illegible]Z族的测量保真度。**i** 五体$P-F-$[illegible]$-A$ 组合，其中[illegible]

相同的不可因子化分支结构。 **j,k** 代表性五体GHZ类态的重构的投影态密度矩阵的实部和虚部。**l** 与理想