

等离子体莫尔晶格对相对论强激光的导引*

黄容 祝昕哲 陈民†

(上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 暗物质物理国家重点实验室, 上海 200240)

(2025 年 10 月 11 日收到; 2025 年 11 月 10 日收到修改稿)

准周期莫尔晶格具有独特的平带结构, 能够实现光子局域化和长距离光导引. 然而, 传统光子莫尔晶格仅能导引毫瓦级弱光. 为实现强激光的高效导引, 本文将莫尔晶格概念引入等离子体领域, 提出等离子体莫尔晶格强光导引方案. 通过理论计算, 证明了等离子体莫尔晶格同样具有传播常数不随横向波数变化的平带, 具备长距离光导引的理论基础. 利用三维粒子模拟方法, 我们研究了等离子体莫尔晶格对相对论强激光脉冲的导引特性. 模拟结果表明, 在给定参数下, 该晶格能将不同初始尺寸的激光脉冲有效约束至相近的通道深度, 实现长距离稳定传输. 与常用的预制抛物型等离子体密度通道相比, 等离子体莫尔晶格能显著抑制导引过程中因尾波场激发导致的激光红移现象, 适用于导引大能量短脉冲和小能量长脉冲激光等多种情况. 进一步研究表明, 等离子体莫尔晶格同样适用于强太赫兹脉冲的长距离弱色散导引. 本工作有望为强激光及强太赫兹脉冲的高效弱色散传输提供一种新的思路.

关键词: 激光等离子体相互作用, 等离子体波导, 莫尔晶格, 平带**DOI:** 10.7498/aps.75.20251377**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251377

1 引言

莫尔条纹是两组相同或相似的周期性结构叠加时, 由相对位置微小偏移诱导产生的复合干涉条纹. 莫尔晶格则是呈现此类条纹的光子晶格结构. 此类堆叠材料具有比单一结构更丰富的物理特性, 近年来在材料科学领域取得重要进展. 2018 年, 麻省理工学院曹原课题组通过调控双层石墨烯的旋转角度, 实现了其导电性从拓扑绝缘体到超导体的转变. 当双层石墨烯扭转至特殊角度时, 会形成平坦能带结构^[1,2]. 该突破性研究推动了学界对莫尔晶格的系统性探索, 目前类双层石墨烯的莫尔晶格结构已在多领域成功构建^[3-6].

在光学领域, 上海交通大学叶芳伟团队利用多光束干涉法, 在实验中首次实现了基于光折变晶体的可调谐光学莫尔晶格. 这一工作克服了石墨烯中

的层间耦合机制, 直接观察到了光波在莫尔晶格中的局域化效应^[7]. 研究表明, 旋转角度 θ 满足勾股定理 ($\sin \theta = \frac{a}{c}$, 其中 $a^2 + b^2 = c^2$, a 、 b 、 c 是整数) 时, 光学莫尔晶格呈现周期性, 反之则为长程有序的准周期结构^[8]. 仅有准周期型莫尔晶格可以实现光局域. 通过改变构成复合晶格的基础晶格之间的旋转角度, 能够实现本征模的局域化-非局域化转变. 局域化的入射光可以被长距离导引.

然而, 强激光会改变光折变晶体的感应折射率, 破坏已经诱导产生的莫尔晶格结构. 为保证局域化的实现, 入射光不能太强. 因此, 该方法构建的准周期光子莫尔晶格仅能实现毫瓦级光导引. 另一方面, 传统晶体元件在强激光的作用下易发生击穿效应. 等离子体作为一种新兴光学元件, 能承受更高的激光强度, 被广泛应用于强激光的操纵^[9-12]. 在光传输方面, 强激光脉冲在等离子体中的光导引方式多样, 包括利用相对论自聚焦的相对论光学导

* 国家自然科学基金 (批准号: 12225505) 资助的课题

† 通信作者. E-mail: minchen@sjtu.edu.cn

引^[13,14], 通过径向有质动力排开电子形成自生通道的有质动力自通道化导引^[14,15]和预制抛物型等离子体密度通道的导引^[16-18]. 抛物型通道需要极低的背景等离子体密度, 否则在光导引过程中会激发出较强的尾波场. 这使得被导引光发生红移, 进而限制其长距离传输效率.

为兼顾莫尔晶格长距离导引和等离子体密度通道高强度导引的优势, 本文尝试将莫尔晶格应用到等离子体中, 设计了等离子体莫尔晶格. 通过理论计算, 本文证明了等离子体莫尔晶格具有和光子莫尔晶格一致的平带结构, 具备长距离导引的理论基础. 进一步用粒子模拟展现了等离子体莫尔晶格导引强激光的过程, 并对比了等离子体莫尔晶格与预制抛物型等离子体密度通道的导引效果. 最后, 本文利用等离子体莫尔晶格实现了强太赫兹脉冲的长距离弱色散导引传输.

2 理论模型

本节将光子莫尔晶格的概念引入等离子体中, 构造等离子体莫尔晶格. 通过理论计算, 我们发现等离子体莫尔晶格具有传播常数不随横向波数改变的平带结构, 具备长距离光导引的理论基础.

2.1 等离子体莫尔晶格

激光入射等离子体后, 等离子体的平衡状态受到扰动. 其内部的带电粒子在电磁力的作用下试图恢复平衡, 从而产生等离子体波. 等离子体密度 n 与等离子体波频率 ω_{pe} 满足 $n = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_{pe}^2}{e^2}$, 其中

m_e 表示电子质量, e 表示电子电荷量. 由等离子体色散关系 ($\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_{pe}^2$), $k = 0$ 时对应的密度为等离子体临界密度 $n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$, 其中 ω 和 k 分别为入射光的频率和波数. 如图 1(a) 所示, 我们研究一束高斯激光脉冲沿着 x 方向在结构等离子体中传播. 等离子体密度不随传播方向改变, 但在横向平面 $y-z$ 中满足如图 1(b) 所示的分布形态, 其密度分布可以表示为

$$n(y, z) = h \cdot \{ \cos(my) + \cos(mz) + \cos[m(y \cos \theta - z \sin \theta)] + \cos[m(y \sin \theta + z \cos \theta)] \}^2. \quad (1)$$

这种分布即为莫尔晶格, 其中 h 、 m 为可调节的常数, θ 表示生成莫尔晶格的两组基础晶格之间的转动角度. 当它对应一组毕氏三元组时 ($\sin \theta = \frac{a}{c}$, 其中 $a^2 + b^2 = c^2$, a 、 b 、 c 是整数), 莫尔晶格是周期结构. 当 θ 不为毕氏三元组对应的角度时, 莫尔晶格为长程有序的准周期结构^[8]. 实验和模拟表明, 光子莫尔晶格的局域化特征与准周期性相关联. 设定 $h = 0.01 n_c$, $m = 1.35 \cdot \frac{1}{\lambda_0}$, $\theta = 30^\circ$, 其中 λ_0 表示入射光的波长, 同时也作为模拟中的单位长度. 此时转动角度不满足毕氏三元组, 构成准周期晶格, 具有光局域化潜力. 为了将准周期晶格进行周期化处理, 我们采用上海交通大学叶芳伟老师组提出的方法, 用高级次毕氏三元组 (1680, 2911, 3361, 等价于 29.9902° 的转角) 构成的周期晶格逼近该准周期晶格^[7], 计算近邻特殊角构成的晶格周期. 再结合有限差分法, 可以近似得到准周期晶格

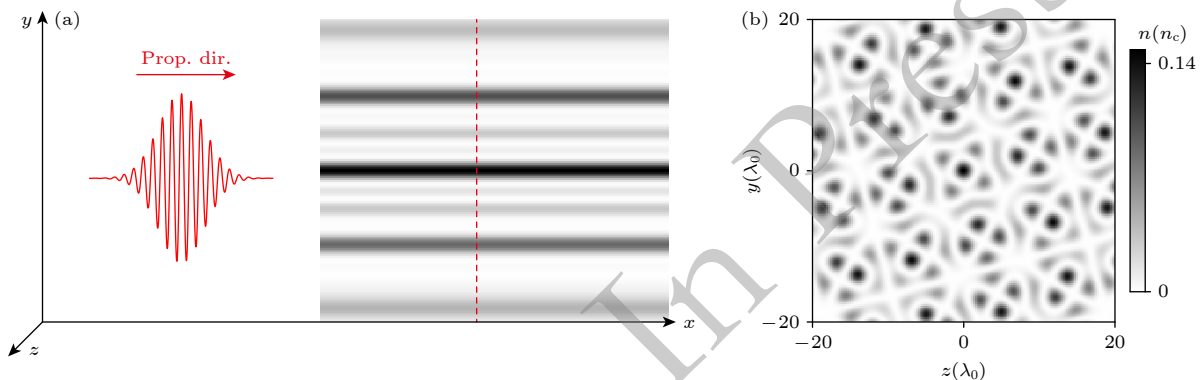


图 1 激光与莫尔晶格相互作用示意图 (a) 激光沿着 x 方向垂直入射到纵向均匀分布的等离子体中, 其中红色虚线表示在此处取等离子体密度分布的横向截面. (b) 等离子体密度分布的横向截面

Fig. 1. Schematic diagram of the interaction between laser and moiré lattice. (a) The laser is normally incident along the x -direction into a longitudinally uniform plasma, where the red dashed line denotes the transverse cross-section at which the plasma density distribution is sampled. (b) Transverse cross-section of the plasma density distribution.

的能带结构.

2.2 莫尔晶格的平带导引机制

在非磁化等离子体中, 考虑磁导率 $\mu_r = 0$, 自由电荷密度与电流密度 $\rho_f = 0$, $j = 0$, 可以得到电场的亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\eta^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

其中相折射率 $\eta = \frac{c}{v}$. 光在等离子体中传播的相速度为

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{n}{n_c}}}, \quad (3)$$

可得等离子体折射率

$$\eta = \frac{c}{v_p} = \sqrt{1 - \frac{n}{n_c}}. \quad (4)$$

考虑沿 x 轴传播的线偏振光 $E_z(x, y, z) = u(x, y, z) e^{i(kx - \omega t)}$, 其中 $u(x, y, z)$ 为慢变包络函数. 代入 (2) 式, 在慢变包络近似下, 忽略 $\partial^2 u / \partial x^2$ 得到:

$$\nabla_{\perp}^2 u + 2ik \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\eta^2}{c^2} \omega^2 - k^2 \right) u = 0. \quad (5)$$

在等离子体莫尔晶格中, 设总折射率 $\eta = \eta_0 + \delta\eta$, 其中 $\delta\eta \ll \eta_0$. 在由密度变化引起折射率变化的等离子体中, 有 $\eta = \eta_0 + \delta\eta = \sqrt{1 - \frac{n_0 + \delta n}{n_c}}$. 又 $n_0 = 0$, 故 $\eta_0 = 1$, $\delta\eta = \sqrt{1 - \frac{\delta n}{n_c}} - 1$. 入射光的波数 $k_0 = \eta_0 \omega / c$. (5) 式可近似简化为

$$i \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 u - \delta\eta k_0 u. \quad (6)$$

引入归一化条件 $x_1 = x / (k_0 r_0^2)$, $y_1 = y / r_0$, $z_1 = z / r_0$, 其中 r_0 是光束束腰半径, $\frac{1}{2} k_0 r_0^2$ 是光束瑞利长度, 可以得到无量纲化方程如下:

$$i \frac{\partial u}{\partial x_1} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z_1^2} \right) - V u, \quad (7)$$

其中 $V = \delta\eta k_0^2 r_0^2$. 不同于光子晶体莫尔晶格, 等离子体莫尔晶格的折射率调制小于零. 用逼近法研究长程有序的莫尔晶格, 可将 V 近似看作周期函数. 由 Bloch 定理, 此时方程 (7) 的解可写成 $u(x_1, y_1, z_1) = b(y_1, z_1) e^{ik_{y_1} y_1} e^{ik_{z_1} z_1} e^{i\beta x_1}$, 其中 β 为模式的传播常数. 代入 (7) 式可得:

$$\begin{aligned} \beta b = & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) b + i \left(k_{y_1} \frac{\partial}{\partial y_1} + k_{z_1} \frac{\partial}{\partial z_1} \right) b \\ & - \frac{1}{2} (k_{y_1}^2 + k_{z_1}^2) b + V b. \end{aligned} \quad (8)$$

将 (7) 式与传统薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$ 做对比, 可知此时传播常数 β 代表包络的能量, 而横向布洛赫波矢 (k_{y_1}, k_{z_1}) 代表包络的动量. 给定 k_{y_1} 和 k_{z_1} , 利用有限差分法, 把方程写成矩阵的模式. 求解矩阵的本征值, 可以得到 $\beta(k_{y_1}, k_{z_1})$. 如图 2 所示, Γ 点表示 $k_{y_1} = 0$, $k_{z_1} = 0$; X 点表示 $k_{y_1} = \frac{\pi}{\Lambda}$, $k_{z_1} = 0$; M 点表示 $k_{y_1} = \frac{\pi}{\Lambda}$, $k_{z_1} = \frac{\pi}{\Lambda}$, 其中 $\Lambda = \sqrt{2} \times 3361\pi/m$ 是莫尔晶格的晶格常数. 由此可见, 此时传播常数不随布洛赫波数改变 (即平带结构), 波函数能量不随动量改变, 从而限制入射波包的横向传播, 实现光导引.

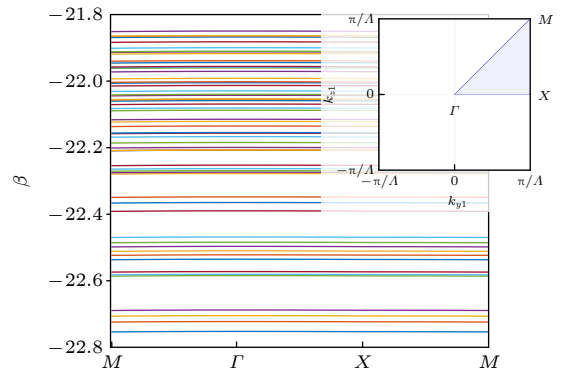


图 2 莫尔晶格的近似能带

Fig. 2. Band structures for a periodic lattice approximating a moiré lattice.

3 莫尔晶格的相对论强激光导引结果

我们利用 OSIRIS 软件^[19]做了三维粒子模拟. 粒子模拟 (Particle-in-Cell, PIC) 是一种重要的研究方法, 用于模拟等离子体中均匀带电粒子的运动情况. 该方法将空间划分为网格, 在每个网格中放置一定数量的宏粒子. 先计算网格上分布的电磁场, 再计算粒子的受力和运动以及进一步产生的电流, 通过求解麦克斯韦方程组得到新的电磁场分布, 进行循环计算. 模拟中设置入射光波长为 $\lambda_0 = 800\text{ nm}$, 归一化矢势 $a_0 = \frac{eE_z}{m\omega_0 c} = 1$, 其中 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ 是入射光的频率, 此时 $E_z = 4 \times 10^{12}\text{ V/m}$, 入射光达到相对论强度. 设定模拟盒子大小为 $60\lambda_0 \times 40\lambda_0 \times 40\lambda_0$, 网格为 $2400 \times 160 \times 160$. 每个网格粒子数设置为 $2 \times 2 \times 2 = 8$ 个, 采用移动窗口技术. 研究三组高斯脉冲在莫尔晶格 (参数与上节一致) 中的传播过程, 束腰半径和脉冲长度分别

为 $r_0 = 10\lambda_0$ 、 $\tau_0 = 15\lambda_0$ ； $r_0 = 4\lambda_0$ 、 $\tau_0 = 6\lambda_0$ ； $r_0 = 2\lambda_0$ 、 $\tau_0 = 3\lambda_0$ 。脉冲传播过程中的束腰半径 r 的变化如图 3(a) 所示, 不同光斑大小的入射光在莫尔晶格中都可以得到导引, 最终约束到同一半径 (平均值在 $2.7\lambda_0$ 附近) 处。由此可知, 等离子体莫尔晶格能够导引相对论强度的强激光, 在设定的参数下通道深度约为 $2.7\lambda_0$ 。如图 3(b) 所示, 取 $y = 0$ 、 $z = 0$ 的中轴上的归一化矢势峰值, 发现这一值在光束的光斑向通道深度匹配的过程中逐渐增益到原来的两倍并维持了 $d = 1000\lambda_0$, 同时伴随少量的能量损失。说明当初始光斑 ($r_0 = 10\lambda_0$) 大于通道深度 ($2.7\lambda_0$) 时, 一部分光束能量迅速向中心汇聚, 导致中心的峰值强度变大, 另一部分光束能量被散射, 从而导致总体能量缓慢下降。

4 莫尔晶格与抛物型通道的对比

在现有强激光导引中, 更为常用的光导引方式是预制抛物型密度分布的等离子体通道进行相对论强激光导引^[16]。这种通道沿纵向分布均匀, 横向密度则满足 $n(y, z) = n_0 + \Delta n \rho^2 / r_0^2$, 其中 $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ 。作为导引比较, 我们在莫尔晶格的设置与前文一致的情况下, 设置抛物型通道 $n_0 = 0.0195n_c$, $r_0 = 10\lambda_0$, $\Delta n(\text{cm}^{-3}) = 1.13 \times 10^{20} / r_0^2(\mu\text{m})$ 。这样可以匹配束腰半径为 r_0 的入射光, 同时保证入射光束束腰半径区域内 (图 4(a) 中的虚线圆圈内) 通道的平均密度与莫尔晶格一致。此时抛物型通道与莫尔晶格的横向密度分布分别如图 4(a)、(b) 所示。

输入波长为 800 nm 的高斯脉冲, 焦斑半径 $r_0 = 10\lambda_0$, 脉冲长度 $\tau_0 = 15\lambda_0$, 光强 $E_z = 4 \times 10^{12} \text{ V/m}$, 脉冲能量 $W = 25.4 \text{ mJ}$ 。由于此时激光的能量较大, 激光脉冲在等离子体中会激发尾波场, 引起较强的光子减速作用^[20]。如图 4(c) 所示, 黑色实线表示初始时刻的入射光光谱, 其中 $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$ 。在传播距离 $d = 800\lambda_0$ 时, 莫尔晶格中传播的光发生了红移。同样的情况下, 抛物型通道中的光发生了更多的红移。输出两种等离子体分布下激光脉冲激发的尾波场, 发现在抛物型通道中有更强的尾波场。由此分析可知, 在平均密度一致时, 抛物型通道中传播的激光比莫尔晶格中传播的激光更容易激发较强的尾波场, 从而激光频率更易红移。因此, 同等条件下, 强激光在莫尔晶格中导引的频谱保持度更好。

为了更好地对比两种通道, 我们还研究了小能量长脉冲的导引。输入波长为 800 nm 的激光脉冲, 焦斑半径 $r_0 = 2\lambda_0$, 脉冲长度 $\tau_0 = 30\lambda_0$, 光强 $E_z = 4 \times 10^{12} \text{ eV/m}$, 脉冲能量 $W = 2 \text{ mJ}$ 。如图 5 所示, 研究表明, 在传播距离 $d = 800\lambda_0$ 时, 莫尔晶格导引的光束基本没有发生光子减速, 但此时抛物型通道中的光束却经历了较强的光子减速, 从而发生了红移。输出此时的纵向电场, 发现在莫尔晶格中传播的脉冲几乎没有激发尾波场, 相反抛物型通道中的脉冲激发了较强尾波场。由此可以验证, 在大能量短脉冲或者小能量长脉冲两种情况下, 莫尔晶格都有较好的光导引效果。

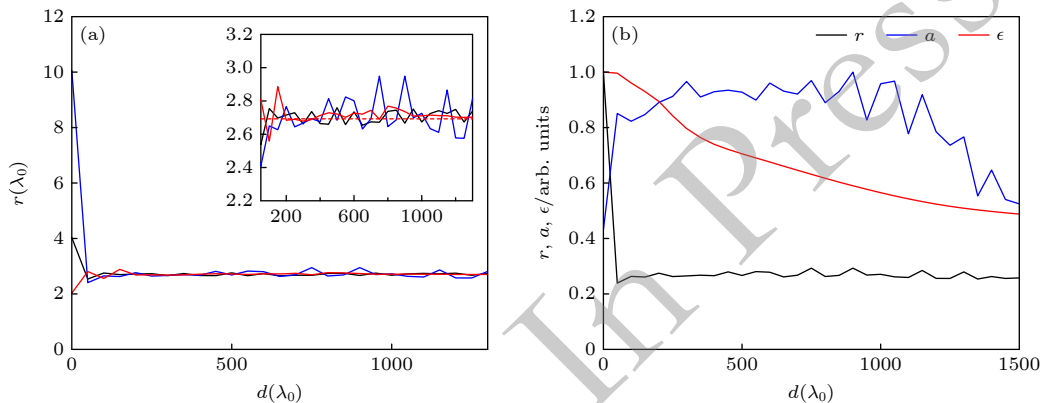


图 3 莫尔晶格的相对论强激光导引结果 (a) 光斑大小不同的激光脉冲被导引的情况. (b) 束腰半径 $r_0 = 10\lambda_0$ 的激光在导引过程中的归一化光斑尺寸 r (黑色实线)、归一化矢势 a (蓝色实线) 和归一化能量 ϵ (红色实线) 的变化

Fig. 3. Relativistic intense laser guiding results of the moiré lattice. (a) Laser spot size evolution for different initial spot sizes. (b) Variations of normalized spot size r (black solid line), normalized vector potential a (blue solid line), and normalized energy ϵ (red solid line) during the guiding process of a laser with initial spot size of $r_0 = 10\lambda_0$.

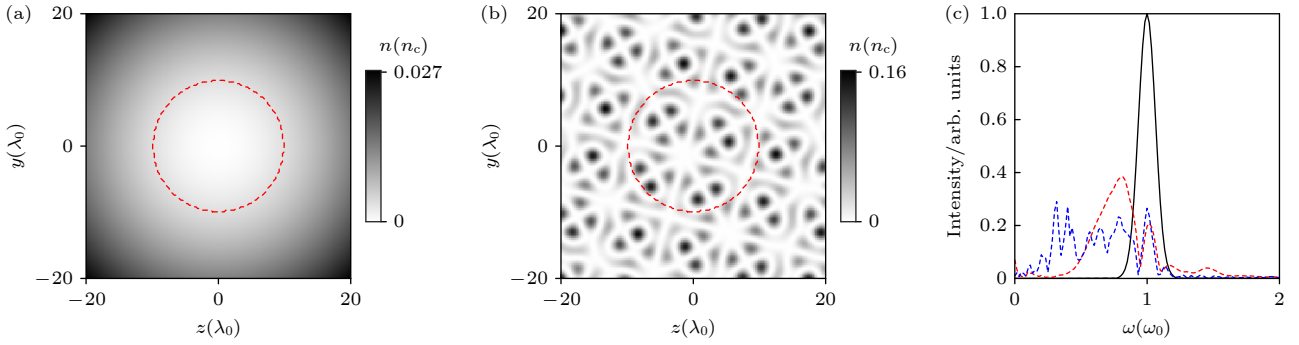


图4 莫尔晶格与抛物型通道导引效果对比. 其中红色虚线圆圈表示距离中心 $r = 10\lambda_0$ 的区域. (a) 抛物型通道横向密度分布. (b) 莫尔晶格横向密度分布. (c) 黑色实线表示 $t = 0$ 时刻的入射光谱, 红色虚线与蓝色虚线表示激光分别在莫尔晶格与抛物型通道中传播 $d = 800\lambda_0$ 的光谱

Fig. 4. Comparison of guiding effects between moiré lattice and parabolic channel. The red dashed circles indicate the region at a distance of $r = 10\lambda_0$ from the center. (a) Transverse density distribution of the parabolic channel. (b) Transverse density distribution of the moiré lattice. (c) The black solid line represents the incident light spectrum at $t = 0$. The red and blue dashed lines denote the spectra of the laser propagating for $d = 800\lambda_0$ in the moiré lattice and parabolic channel, respectively.

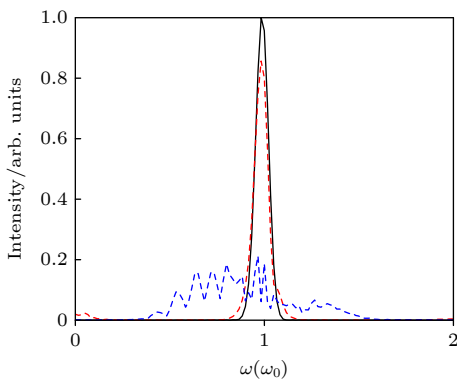


图5 小能量长脉冲激光在莫尔晶格与抛物型通道中的导引效果对比. 黑色实线表示 $t = 0$ 时刻的入射光谱, 红色虚线与蓝色虚线表示激光分别在莫尔晶格与抛物型通道中传播 $d = 800\lambda_0$ 的光谱

Fig. 5. Comparison of guiding effects of low-energy long-pulse lasers in moiré lattice and parabolic channel, respectively. The black solid line represents the incident light spectrum at $t = 0$. The red and blue dashed lines denote the spectra of the laser propagating for $d = 800\lambda_0$ in the moiré lattice and parabolic channel, respectively.

5 莫尔晶格导引强太赫兹脉冲

将莫尔晶格放大若干倍, 可以用来有效导引强太赫兹脉冲. 为此我们将晶格周期放大 75 倍, 即 (1) 式中的 m 缩小 $60\mu\text{m}/0.8\mu\text{m} = 75$ 倍 (此时 $m = 0.02 \cdot \frac{1}{\mu\text{m}}$, 模拟中的单位长度为 $1\mu\text{m}$), 输入初始能量 $W = 24.7\text{mJ}$, 中心频率 $f_0 = 5\text{THz}$ (对应波长 $\lambda_0 = 60\mu\text{m}$), 半高全宽 $\tau_0 = 0.4\text{ps}$, 光斑半径 $r_0 = 240\mu\text{m}$, 归一化矢势 $a_0 = 0.45$ 的线偏振太赫兹脉冲, 其导引结果如图 6 所示. 该脉冲的瑞利长

度 $Z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda_0} = 3016\mu\text{m}$, 分别取初始时刻与传播距离 $d = 5Z_R$ 处 E_z 的归一化矢势绝对值 $|a| = 0.2$ 的等值面, 如图 6(a), 可见太赫兹脉冲在莫尔晶格中受到了良好的导引.

由图 6(b) 所示, 在导引过程中, 脉冲的束腰半径 r 被压缩到 $0.7r_0$ 附近并发生小幅振荡, 脉冲的总能量缓慢下降. 光斑尺寸在 $2-3Z_R$ 区间出现先增后减的振荡. 通过考察不同传播距离处电场切片, 发现这是 Bloch 模态耦合导致. 入射光进入等离子体莫尔晶格后, 同时激发多个本征模, 并以不同传播常数向前传输. 当相位相差 π 时, 旁瓣光不被统计. 当相位相差 2π 时, 旁瓣光纳入光斑统计. 随着传播距离增加, 旁瓣光的能量一部分耦合到中心通道的光里, 另一部分则被散射到边缘, 相位剪切效应不再影响光斑统计. 对轴心电场进行傅里叶变化, 得到传播过程中的频谱变化如图 6(c) 所示. 由图可知, 在传播距离 $d = 5Z_R$ 范围内, 太赫兹脉冲的中心频率没有发生明显的变化. 因此, 太赫兹脉冲在莫尔晶格中长距离传播时, 几乎没有受到光子减速的影响, 维持原有中心频率, 仅仅损失少部分能量.

需要特别指出的是, 虽然等离子体莫尔晶格可以有效导引相对论强度的激光, 但当电场强度达到 10^{13}V/m 量级后, 由于等离子体极化效应很强, 激光对等离子体造成的扰动很大. 等离子体莫尔晶格局部受到严重破坏, 从而平带理论不再适用, 导引随之失效.

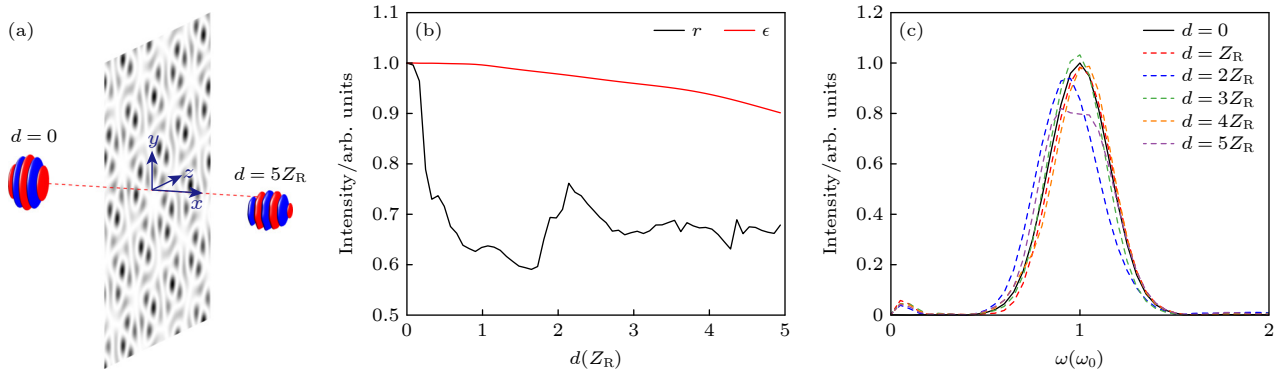


图6 太赫兹脉冲在莫尔晶格中的导引效果 (a) 红色和蓝色的等值面分别表征太赫兹脉冲传播距离 $d = 0Z_R$ 和 $d = 5Z_R$ 处电场的 z 分量, 取等值面为归一化矢势的绝对值 $|a| = 0.2$. (b) 太赫兹脉冲在导引过程中的归一化光斑尺寸 r (黑色实线) 和归一化能量 ϵ (红色实线) 的变化. (c) 太赫兹脉冲在不同导引距离处的光谱

Fig. 6. Guiding effect of terahertz pulses in the moiré lattice. (a) The red and blue isosurfaces represent the z -component of the electric field at the propagation distances of the terahertz pulse $d = 0Z_R$ and $d = 5Z_R$, respectively, with the isosurface taken as the absolute value of the normalized vector potential $|a| = 0.2$. (b) Variations of the normalized spot size r (black solid line) and normalized energy ϵ (red solid line) of the terahertz pulse during the guiding process. (c) Spectra of the terahertz pulse at the different guiding distances.

6 总 结

本研究通过理论计算证明了等离子体莫尔晶格具有平带结构, 并通过三维模拟验证了该类等离子体莫尔晶格对相对论强激光的导引性质. 在给定参数下, 莫尔晶格具有通道深度, 使得不同光斑大小的人射光经导引后会变为相同的尺寸. 特别地, 对于光斑大于通道深度的人射光, 一部分能量会被散射, 另一部分能量向传播轴汇聚. 调控中心通道平均密度一致, 对比了莫尔晶格与抛物型通道的导引效果, 发现莫尔晶格在大能量短脉冲或是小能量长脉冲两种情况均有更好的导引效果, 被导引光发生较弱的光子减速, 少量红移.

等离子体莫尔晶格相比传统光子莫尔晶格, 有更强的阈值功率, 从而可以导引能量更大的激光脉冲. 可以尝试用双束光通过掩模板后在均匀等离子体中干涉的方法^[7]或者介质阻挡放电的方法^[21]产生等离子体莫尔晶格, 令信号光在弛豫时间内通过莫尔晶格区域, 使得光在等离子体膨胀前被导引. 如果将来能够实现等离子体莫尔晶格, 可以通过调节光路参数的方法调控莫尔晶格的晶格常数, 从而令莫尔晶格能够高效率地导引太赫兹脉冲.

参考文献

[1] Cao Y, Fatemi V, Fang S, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, Jarillo-Herrero P 2018 *Nature* **556** 43

[2] Cao Y, Fatemi V, Demir A, Fang S, Tomarken S L 2018 *Nature* **556** 80

[3] Rosendo L M, Peñaranda F, Christensen J, San-Jose P 2020 *Physical Review Letters* **125** 214301

[4] Dorrell W, Pirie H, Gardezi S M, Drucker N C, Hoffman J E 2020 *Physical Review B* **101** 121103

[5] Mao X R, Shao Z K, Luan H Y, Wang S L, Ma R M 2021 *Nature Nanotechnology* **16** 1099

[6] Oudich M, Su G X, Deng Y C, Benalcazar W, Huang R W, Gerard N J, Lu M H, Zhan P, Jing Y 2021 *Physical Review B* **103** 214311

[7] Wang P, Zheng Y L, Chen X F, Huang C M, Kartashov Y V, Torner L, Konotop V V, Ye F W 2020 *Nature* **577** 42

[8] Huang C M, Ye F W, Chen X F, Kartashov Y V, Konotop V V, Torner L 2016 *Scientific Reports* **6** 32546

[9] Thauray C, Quéré F, Geindre J P, Levy A, Ceccotti T, Monot P, Bougeard M, Réau F, d' Oliveira P, Audebert P, Marjoribanks R, Martin P 2007 *Nature Physics* **3** 424

[10] Yu L L, Zhao Y, Qian L J, Chen M, Weng S M, Sheng Z M, Jaroszynski D A, Mori W B, Zhang J 2016 *Nature Communications* **7** 11893

[11] Chen M, Luo J, Li F Y, Liu F, Sheng Z M, Zhang J 2016 *Light: Science & Applications* **5** e16015

[12] Leblanc A, Denoel A, Chopineau L, Mennerat G, Martin P, Quéré F 2017 *Nature Physics* **13** 440

[13] Sprangle P, Tang C M, Esarey E 1987 *IEEE Transactions on Plasma Science* **15** 145

[14] Hafizi B, Ting A, Sprangle P, Hubbard R F 2000 *Physical Review E* **62** 4120

[15] Sun G, Ott E, Lee Y C, Guzdar P 1987 *The Physics of Fluids* **30** 526

[16] Sprangle P, Esarey E, Krall J, Kartashov J G 1992 *Physical Review Letters* **69** 2200

[17] Luo J, Chen M, Wu W Y, Weng S M, Sheng Z M, Schroeder C B, Jaroszynski D A, Esarey E, Leemans W P, Mori W B, Zhang J 2018 *Physical Review Letters* **120** 154801

[18] Zhu X Z, Li B Y, Liu F, Li J L, Bi Z W, Ge X L, Deng H Y, Zhang Z Y, Cui P L, Lu L, Yan W C, Yuan X H, Chen L M, Cao Q, Liu Z Y, Sheng Z M, Chen M, Zhang J 2023 *Physical*

Review Letters **130** 215001

- [19] Fonseca R A, Silva L O, Tsung F S, Decyk V K, Lu W, Ren C, Mori W B, Deng S, Lee S, Katsouleas T, Adam J C 2002 *Computational Science — ICCS 2002* **2331** 342
- [20] Nie Z, Pai C H, Hua J F, Zhang C J, Wu Y P, Wan Y, Li F,

- Jie Z, Cheng Z, Su Q Q, Liu S, Ma Y, Ning X N, He Y X, Lu W, Chu H H, Wang J, Mori W B, Joshi C 2018 *Nature Photonics* **12** 489
- [21] Fan W L, Hou X H, Jia M M, Tian M, He Y F, Liu F C 2023 *NEW JOURNAL OF PHYSICS* **25** 043003

Optical guiding of relativistic intense lasers by plasma Moiré lattices*

HUANG Rong ZHU Xinzhe CHEN Min[†]

(State Key Laboratory of Dark Matter Physics, Key Laboratory for Laser Plasmas (MoE), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 11 October 2025; revised manuscript received 10 November 2025)

Abstract

Moiré lattices are photonic lattices characterized by moiré patterns. Quasiperiodic photonic moiré lattices possess flat energy bands, enabling the localization of the beam and long-distance optical guiding. However, intense lasers can change the induced refractive index of photorefractive crystals, limiting milliwatt-level guiding in quasiperiodic moiré lattices based on such materials. To achieve efficient optical guiding with long-distance and low-dispersion propagation, in this study, we introduce the concept of moiré lattices into plasmas, leveraging the high damage threshold of plasmas, and propose a plasma moiré lattice.

Theoretical calculations are performed by approximating quasiperiodic moiré lattices with periodic ones constructed using specific adjacent angles and employing the finite difference method. It is demonstrated that plasma moiré lattices also exhibit flat energy bands where the propagation constant is independent of the transverse wavenumber, providing a theoretical foundation for long-distance guiding.

Three-dimensional particle-in-cell simulations are conducted to investigate the guiding characteristics of relativistic intense laser pulses ($a_0 = 1$, corresponding to $E_z = 4 \times 10^{12}$ V/m) in plasma moiré lattices. Under the given parameters, the lattice can effectively confine laser pulses of different initial spot sizes to a similar channel depth, enabling stable long-distance propagation over $d = 1000\lambda_0$. When the initial spot size exceeds the channel depth, part of the beam energy converges toward the center, resulting in a doubling of peak intensity, while the remaining part is scattered, thereby reducing the total energy.

Under conditions of matched average density, compared with traditional preformed parabolic plasma density channels, the plasma moiré lattice significantly suppresses laser redshift usually caused by wakefield excitation. For example, for a high-energy short pulse ($W = 25.4$ mJ, $\tau_0 = 15\lambda_0$) or a low-energy long pulse ($W = 2$ mJ, $\tau_0 = 30\lambda_0$), the redshift in the moiré lattice is markedly less than that in the parabolic channel after propagating a distance $d = 800\lambda_0$, as stronger wakefield is excited in the latter.

By scaling the moiré lattice up 75 times, the plasma moiré lattice can effectively guide intense terahertz pulses (center frequency $f_0 = 5$ THz, $\lambda_0 = 60$ μ m, $a_0 = 0.45$, $W = 24.7$ mJ). During long-distance propagation up to $5Z_R$ (Rayleigh length) in the moiré lattice, intense terahertz pulses experience negligible photon deceleration, maintain their original central frequency, and achieve low-dispersion transmission.

The plasma moiré lattice provides a new approach for efficient and low-dispersion transmission of intense lasers and terahertz pulses. Potential experimental implementations could include generating such lattices through two-beam interference with masks or dielectric barrier discharge methods, enabling tunable lattice constants for optimized guidance of various electromagnetic pulses.

Keywords: laser-plasma interaction, plasma waveguide, Moiré lattices, flat bands

DOI: 10.7498/aps.75.20251377

CSTR: 32037.14.aps.75.20251377

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12225505)

[†] Corresponding author. E-mail: minchen@sjtu.edu.cn