

• 电子科学与技术 •



隐失波横自旋的若干物理性质研究

王智勇^{1*}, 贾志国¹, 王振伟², 郑宏祥², 王宜祥², 丁明娟²,
邵光存², 汪相如¹

(1. 电子科技大学光电科学与工程学院 成都 611731; 2. 济宁科力光电产业有限责任公司 山东 济宁 272113)

【摘要】该文对隐失波横自旋展开了一些新的研究, 得到以下结果: 1) 获得横自旋的量子化形式; 2) 从统一的角度来看, 横自旋归因于隐失波等效静止质量的存在; 3) 横自旋同样可以采用光子场的自旋矩阵来描述; 4) 对于真空中的自由光场而言, 只有其传播方向上的自旋投影才是可观测量, 而隐失场由于存在等效的静止质量, 它在其他方向上的自旋投影也可以是可观测量, 因此可以类比于自旋电子学, 发展一门新的学科, 即自旋光子学。

关键词 光的角动量; 隐失波; 自旋光子学; 横自旋

中图分类号 O43 文献标志码 A doi:10.12178/1001-0548.2022404

Investigations on Some Physical Properties of the Transverse Spin of Evanescent Waves

WANG Zhiyong^{1*}, JIA Zhiguo¹, WANG Zhenwei², ZHENG Hongxiang², WANG Yixiang², DING Mingjuan²,
SHAO Guangcun², and WANG Xiangru¹

(1. School of Optoelectronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China Chengdu 611731;

2. Jining Keli Photoelectric Industry Co., Ltd. Jining Shandong 272113)

Abstract In this paper we present some new investigations on the transverse spin of evanescent waves and obtain the following results: 1) the quantization form of the transverse spin is revealed; 2) from a unified point of view, the transverse spin can be attributed to the presence of an effective rest mass of evanescent waves; 3) the transverse spin can also be described by the spin matrix of the photon field; 4) unlike a free optical field in vacuum whose spin projection on the propagation direction is the only observable, owing to the effective rest mass, the spin projection of evanescent waves on other directions is also an observable, such that one can develop an optical analogy of spintronics, i.e., spinoptics.

Key words angular momentum of light; evanescent waves; spinoptics; transverse spin

近年来, 国际上兴起了关于结构光场横自旋的研究热潮^[1-4], 并且与光的自旋霍尔效应^[5-7]和拓扑光子学密切相关起来^[8]。人们发现了结构光场横自旋在单向光接口技术中的潜在应用^[9-12]。其中, 横自旋指的是垂直于结构光场运动方向的自旋角动量。按照标准的量子场论术语, 它对应的是螺旋度为零的自旋状态。众所周知, 电磁场作为无静止质量的矢量场, 在自由真空中只有两个独立的横极化分量, 其中左旋和右旋圆极化光分别描述螺旋度为 ± 1 的两种横光子, 而螺旋度为零的纵光子和标光子可以用电磁场场强的纵极化分量来描述, 对于

辐射场而言它是不存在的(对于非辐射场而言, 纵光子和标光子可以以虚光子的形式存在)。由于这个原因, 从一开始人们对结构光场的横自旋缺乏一个严格的物理图像, 甚至对它有些神秘化, 同时对它的某些物理性质存在一些误解。文献[1-2]的研究指出, 横自旋与通常意义上的自旋不同, 它不是量子化的。然而本文的研究表明, 横自旋仍然是量子化的。

关于结构光场的横自旋研究, 既有理论价值, 也有实用价值。目前的研究已经将它与光子自旋的量子霍尔效应、拓扑光子学等领域密切相关起来。

收稿日期: 2022-11-25; 修回日期: 2023-02-10

基金项目: 山东省科技型中小企业创新能力提升工程项目(2021TSGC1043)

作者简介: 王智勇(1969-), 男, 博士, 副教授, 主要从事量子物理、纳米光学和激光雷达等方面的研究。

*通信作者: 王智勇, E-mail: zywang@uestc.edu.cn

因此, 我们有必要厘清横自旋的物理起源、弄清楚它的物理性质, 为相关的理论与应用研究提供一个可靠的出发点。本文将两种介质分界面处的表面波(隐失波)的横自旋为例, 为结构光场横自旋建立一个严格的物理模型。

1 表面波的横自旋

考虑一个垂直于 x 轴的平面界面, 将两种线性均匀和各向同性的介质分隔开来。界面位于 $x=0$, 沿 $y-z$ 坐标平面无限展宽, 它将空间分成 $x>0$ 和 $x<0$ 两个部分。其中 $x>0$ 的空间为真空(介质 2), 而 $x<0$ 的空间充满折射率为 η 的介质(介质 1)。在 $x-z$ 坐标平面内, 当一束入射平面波从介质 1 接近介质 2 时, 它将在界面附近激发出一个表面波, 该表面波在界面附近沿着 z 轴方向传播, 而沿 x 轴从界面 $x=0$ 指向 $x>0$ 的空间方向上是指数衰减的(只要入射角 ϕ 满足 $\eta \sin \phi > 1$), 因而也是隐失波。表面波可以分为两种基本模式: 1) 横电模(TE mode)或者 s -极化模式; 2) 横磁模(TM mode)或者 p -极化模式。前者只有单个的、沿 y 轴方向极化的电场强度分量 E_y , 后者只有单个的、沿 y 轴方向极化的磁感应强度分量 B_y 。利用复指数函数形式, 在 $x>0$ 区域, 表面波的电场场强 $\mathbf{E}=(E_x, E_y, E_z)$ 和磁感应强度 $\mathbf{B}=(B_x, B_y, B_z)$ 其非零分量可分别表达为^[13]:

$$\text{TM: } \begin{cases} B_y = a_0 \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \\ E_x = \frac{c^2 a_0 k_z}{\omega} \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \\ E_z = \frac{-i c^2 a_0 \kappa}{\omega} \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{TE: } \begin{cases} E_y = b_0 \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \\ B_x = -\frac{b_0 k_z}{\omega} \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \\ B_z = \frac{i b_0 \kappa}{\omega} \exp[i(k_z z - \omega t) - \kappa x] \end{cases} \quad (2)$$

式中, a_0 和 b_0 是两个常数; $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 是真空中光速。表面波的三维波数矢量为 $\mathbf{k}=(k_x, k_y, k_z)$, 于是它的四维波数矢量可以记为 $\mathbf{k}^\mu = (\omega/c, \mathbf{k})$ 。在式(1)和式(2)中, 衰减常数 κ 满足:

$$\kappa = -i k_x = \sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (3)$$

式中, $k_z = \frac{\omega}{c} \eta \sin \phi$ 是传播常数。

下面以 TM 模表面波为例, 按照式(1)对应的实函数表达式, 给出 $t=0$ 时刻的示意图, 如图 1 所示。

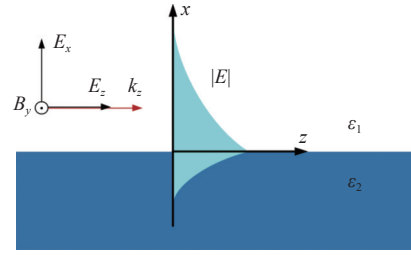


图 1 介质分界面处 TM 模表面波示意图

按照时间平均定理, 利用式(1)和式(2)可以求得表面波的能量密度为:

$$w = \epsilon_0 \text{Re}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* + c^2 \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^*) / 4 = \frac{k_z^2 c^2}{2\omega^2} \epsilon_0 h^2 \exp(-2\kappa x) \quad (4)$$

其中对于 TM 模有 $h = ca_0$, 而对于 TE 模有 $h = b_0$ (下同)。同理, 表面波的动量密度为:

$$\mathbf{p} = \epsilon_0 \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) / 2 = (0, 0, p_z) \quad (5)$$

式中, $p_z = \frac{k_z}{2\omega} \epsilon_0 h^2 \exp(-2\kappa x)$ 。

表面波沿着 z 轴的能量速度为:

$$v = \frac{c^2 p_z}{w} = \frac{\omega}{k_z} = \pm c \sqrt{1 - \frac{\kappa^2}{k_z^2}} \quad (6)$$

令 $A^\mu = (\varphi/c, \mathbf{A})$ 是表面波的四维规范势, $C^\mu = (c\phi, \mathbf{C})$ 是与之对偶的四维规范势, 它们分别满足:

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/\partial t, \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \times \mathbf{C}, \mathbf{B} = -\nabla\phi - \partial\mathbf{C}/c^2 \partial t \quad (8)$$

规范条件选为 $\varphi=0$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{A}=0$, 或 $\phi=0$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{C}=0$ 。此时含时谐因子 $\exp(-i\omega t)$ 的表面波满足 $\mathbf{A} = -i\mathbf{E}/\omega$ 和 $\mathbf{C} = -i c^2 \mathbf{B}/\omega$ 。令三维坐标矢量 $\mathbf{r}=(x, y, z)$, 利用式(7)和式(8)可以求出电磁场的总角动量^[14]:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \int \epsilon_0 \mathbf{r} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) dV = \\ &= \epsilon_0 \int \sum_i E_i (\mathbf{r} \times \nabla) A_i dV + \epsilon_0 \int \mathbf{E} \times \mathbf{A} dV = \\ &= \epsilon_0 \int \sum_l B_l (\mathbf{r} \times \nabla) C_l dV + \epsilon_0 \int \mathbf{B} \times \mathbf{C} dV \end{aligned} \quad (9)$$

其中已经假定场在无穷远处 ($|\mathbf{r}| \rightarrow +\infty$) 具有合理的边界行为, 体积元 $dV = dx dy dz$ 。式(9)第 2 行和第 3 行的第 1 项, 都是描述电磁场的轨道角动量; 第 2 项不显含空间位置矢量 \mathbf{r} , 描述电磁场的自旋角动量(简称自旋)。因此电磁场的自旋密度矢量存在两种表达形式: 类电形式 $\mathbf{s}^e = \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{A}$ 和类磁形式 $\mathbf{s}^m = \epsilon_0 \mathbf{B} \times \mathbf{C}$ 。当所有场量采用复函数表达时, 时间平均的自旋密度矢量可表达为:

$$s^e = \frac{\varepsilon_0}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{A}^*), s^m = \frac{\varepsilon_0}{2} \text{Re}(\mathbf{B} \times \mathbf{C}^*) \quad (10)$$

将式 (1) 和式 (2) 以及 $\mathbf{A} = -i\mathbf{E}/\omega$ 和 $\mathbf{C} = -ic^2\mathbf{B}/\omega$ 代入式 (10), 可以得到:

1) 对于 TM 模, $s^m = (0, 0, 0)$ 和 $s^e = (0, s_y^e, 0)$, 其中:

$$s_y^e = \frac{h^2 \kappa k_z}{\mu_0 \omega^3} \exp(-2\kappa x) \quad (11)$$

式中, $h = ca_0$ 。

2) 对于 TE 模, $s^e = (0, 0, 0)$ 和 $s^m = (0, s_y^m, 0)$, 其中:

$$s_y^m = \frac{h^2 \kappa k_z}{\mu_0 \omega^3} \exp(-2\kappa x) \quad (12)$$

式中, $h = b_0$ 。

表面波的自旋密度矢量沿 x 轴方向指数衰减, 且只有 y 分量, 从而与表面波的运动方向 (z 方向) 垂直, 因此这种自旋属于横自旋。式 (11) 和式 (12) 表明横自旋与 k_z 成正比, 即表面波的横自旋方向与表面波的运动方向之间存在一种锁定的关系, 这种关系使得横自旋在光量子信息技术中存在潜在的应用。

利用式 (11) 和式 (12) 可以给出表面波自旋密度矢量分布图。为了方便, 令 $h^2 \kappa k_z / \mu_0 \omega^3 = 1$ 和 $\kappa = 1$ (只需考虑相对的密度分布), 给出的仿真图如图 2 所示。

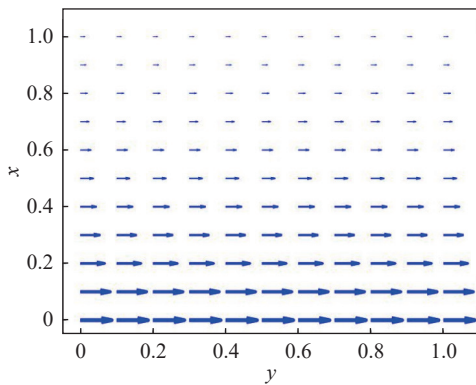


图 2 表面波横自旋密度矢量分布图

2 横自旋的量子化

首先从表面波的能量量子化形式出发 (忽略真空能)。利用式 (4) 可以得到表面波的总能量:

$$W = \int w dV = \frac{k_z^2 c^2 \varepsilon_0 A h^2}{4\kappa \omega^2} = n\hbar\omega \quad n = 1, 2, \dots \quad (13)$$

式中, $A = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dydz$; 第 2 个等号是直接利用电磁场能量是量子化这一事实。同理, 利用式 (5) 和式 (6), 可以得到表面波的总动量:

$$P_z = \int p_z dV = \frac{\varepsilon_0 A h^2 k_z}{4\kappa \omega} = \frac{v}{c^2} n\hbar\omega \quad (14)$$

式中, 第 2 个等号是与式 (13) 进行对比的结果, 它不等于 $n\hbar k_z$, 因为 $\hbar k_x = i\hbar\kappa$ 不能解释为单个场量子沿 x 轴的动量分量。为了综合考虑到类电的横自旋密度 s^e 和类磁的横自旋密度 s^m , 重新定义横自旋密度为 $\mathbf{s} = (s^e + s^m)/2$, 令 $s_y = (s_y^e + s_y^m)/2$, 利用式 (11) 和式 (12) 可以得到表面波总的横自旋为:

$$S_y = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s_y dx dy dz = \frac{\varepsilon_0 c^2 A h^2 k_z}{4\omega^3} \quad (15)$$

对于 TM 模有 $h = ca_0$, 而对于 TE 模有 $h = b_0$ 。式 (15) 意味着总的横自旋其正负同样依赖于表面波的传播方向。利用式 (6) 和式 (13) 可得:

$$S_y = n\hbar\kappa/k_z = n\hbar\tan\theta \quad (16)$$

式中, $\tan\theta = \kappa/k_z$, $-\pi/4 \leq \theta \leq \pi/4$ 。值得注意的是, 表面波虽然有横自旋, 在与传播方向相垂直的横截面上, 表面波是线极化的。但是在与传播方向相平行的极化面内, 表面波是椭圆极化的, 这正是它有横自旋的原因。式 (16) 中的因子 $e = \tan\theta$ 正是这个椭圆极化面的椭圆度, 它不为零时便贡献了横自旋, 即有:

$$e = \tan\theta = \frac{\kappa}{k_z} = \begin{cases} E_z/E_x & \text{the TM mode} \\ B_z/B_x & \text{the TE mode} \end{cases} \quad (17)$$

在圆极化的特例下, 总的横自旋 $S_y = n\hbar$ 与通常意义上的总自旋形式一样。但需要注意的是, 在这里 $n = 1, 2, \dots$ 是表面波中包含的场量子数, 它描述的不是自旋量子化。同一种场的单个场量子, 其自旋角动量的量子化, 指的是它在任一个给定方向上的投影是量子化的。当 $n = 1$ 时, 式 (16) 描述了表面波中单个场量子的横自旋量子化形式, 类似于矢量场的通常自旋量子化形式, 只是 ± 1 被替换为描述极化椭圆的椭圆度 $\tan\theta (-\pi/4 \leq \theta \leq \pi/4)$ 。由于与横自旋对应的极化椭圆面平行于传播方向, 因此称此时的表面波处于纵向椭圆极化态。

3 表面波的等效静止质量

有静止质量的矢量场才存在横自旋 (即螺旋度为零的自旋态)。下面将论证表面波存在等效静止质量。前面研究的表面波, 其波数矢量的 x 分量是虚数的 (即 $k_x = i\kappa$, κ 是正实数), 从而波数矢量的 z 分量 $k_z > \omega/c$ 。此时传统定义下的群速其 x 分量也是虚数的 (即 $v_{gx} = ic^2\kappa/\omega$), 而群速的 z 分量大于真空中的光速 (即 $v_{gz} = c^2 k_z / \omega > c$)。此外, 表面波的

波色散关系为 $\omega^2 = k_z^2 c^2 - \kappa^2 c^2$, 对它的一个表观解释是: 表面波的场量子拥有虚数的静止质量。由于这些原因, 表面波的场量子被认为具有瞬子的性质^[5], 被称为瞬子光子 (tachyon photons)。

然而, 在可观测的意义上, 超光速粒子从未被发现过, 这说明当波数矢量的某一分量变成虚数时, 不能继续生搬硬套传统公式和定义。事实上, 表面波沿 z 轴传播的真实速度是式 (6) 给出的能量速度, 并非超光速。于是根据式 (4)~式 (6), 可以由如下色散关系给出表面波的等效静止质量密度 ρ_0 :

$$w^2 = p^2 c^2 + \rho_0^2 c^4 = p_z^2 c^2 + \rho_0^2 c^4 \quad (18)$$

利用式 (4)、式 (5) 和式 (18), 可以得出:

$$\rho_0 = \frac{w}{c^2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{\kappa k_z}{2\omega^2} \varepsilon_0 h^2 \exp(-2\kappa x) \quad (19)$$

利用等效静止质量密度 ρ_0 可以求出表面波总的等效静止质量 M_0 :

$$M_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \rho_0 dx dy dz = \frac{k_z}{4\omega^2} \varepsilon_0 A h^2 \quad (20)$$

利用式 (6)、式 (13) 和式 (14), 可以证明:

$$W = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, P_z = \frac{M_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (21)$$

这正是能量和动量的相对论形式。结合式 (13)、式 (14) 和式 (21), 可以得到单个场量子的等效静止质量 m_0 :

$$m_0 = M_0/n \quad n = 1, 2, \dots \quad (22)$$

利用式 (13)、式 (21) 和式 (22) 可得:

$$m_0 = \frac{\hbar \omega}{c^2} \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (23)$$

令 $w = \hbar \omega$, $P_z = np$ ($n = 1, 2, \dots$), 由式 (14) 可得 $p = \hbar \omega / c^2$, 利用它和式 (23) 可以得到表面波中单个场量子的色散关系:

$$w^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (24)$$

或者等效地, 对式 (24) 两边同时乘以 $k_z^2 c^2 / \omega^2$, 可以得到色散关系的另一种表达形式:

$$w_s^2 = p_s^2 c^2 + m_s^2 c^4 \quad (25)$$

式中, $w_s = \hbar k_z c$, $p_s = \hbar \omega / c$, $m_s = \hbar \kappa / c$ 。

式 (25) 完全等价于式 (24), 同时 $m_s \propto m_0$ 。将式 (25) 称为表面波场量子的正则色散关系, 此时 $m_s = \hbar \kappa / c$ 扮演等效静止质量的角色。总之, 不能从

$\omega^2 = k_z^2 c^2 - \kappa^2 c^2$ 中表观地得出表面波场量子具有虚的静止质量 $i\hbar \kappa / c$ 这种结论。毕竟表面波的场量子具有实数的能量和亚光速, 这也符合所有可观测量都是实数的结论。由于表面波存在等效静止质量, 它的场量子存在横自旋。进一步地分析表明, 结构光场的等效静止质量, 与结构光场存在纵向分量这一事实密切相关, 这一点也与标准的量子场论结论类似。

4 基于自旋矩阵的横自旋极化态描述

四维时空度规张量取为 $g^{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$, ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$)。通常意义上的光子自旋可以用自旋矩阵来描述 (在不同的表示空间, 自旋矩阵将有不同的表示)。现在分析结构光场中的光子横自旋与自旋矩阵之间的关系。利用 $SL(2, C)$ 群的 $(1, 0) \oplus (0, 1)$ 旋量表示, 可以引入与电磁场张量等价的六分量旋量 ψ ^[16]。在以 $\omega^{\mu\nu} = -\omega^{\nu\mu}$ 为参量的 Lorentz 变换 $x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda^\mu_{\nu} x^\nu$ 下, 电磁场对应的旋量 ψ 按照如下方式变换:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x') = \exp(-i\omega^{\mu\nu} S_{\mu\nu}/2) \psi(x) \quad (26)$$

式中, 反对称张量 $S_{\mu\nu} = -S_{\nu\mu}$ 是用旋量 ψ 描述光场时的四维自旋张量, 它的分量为:

$$S_{lm} = \varepsilon_{lmn} \Sigma^n, \quad S_{0l} = -i\alpha_l \quad (27)$$

式中, $l, m, n = 1, 2, 3$, $\varepsilon_{lmn} = \varepsilon^{lmn}$ 表示全反对称张量 (取 $\varepsilon_{123} = 1$), 而矩阵 Σ_l 和 α_l 分别满足:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \tau & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \tau \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \tau \\ \tau & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (28)$$

式中, $\tau = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ 是光场的三维自旋矩阵矢量, 其 3 个矩阵分量分别是:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (29)$$

由于椭圆极化可以表达为两种圆极化的线性叠加, 为了方便, 下面只研究两种纵向圆极化情形 (这里的“纵向”是指极化面在 x - z 坐标平面)。为了研究横自旋, 需要研究自旋在垂直于表面波的运动方向上的投影, 即沿着横向的自旋投影。以 y 轴方向为例, 该方向上的基矢为 $\boldsymbol{\eta} = (0, 1, 0)$, 因此只需研究自旋沿着矢量 $\boldsymbol{\eta}$ 的投影。为此考虑自旋矩阵矢量 $\boldsymbol{\tau}$ 沿矢量 $\boldsymbol{\eta}$ 的投影算符, 设它的本征方程为:

$$(\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\eta}) \mathbf{e}_\lambda(\boldsymbol{\eta}) = \lambda \mathbf{e}_\lambda(\boldsymbol{\eta}) \quad (30)$$

可以得到自旋投影本征值 $\lambda = \pm 1, 0$, 而本征矢为:

$$\mathbf{e}_{\pm 1}(\boldsymbol{\eta}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \mp i \end{pmatrix}, \mathbf{e}_0(\boldsymbol{\eta}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (31)$$

式中, $\mathbf{e}_{\pm 1}(\boldsymbol{\eta})$ 是横自旋所对应的纵向圆极化矢量 (极化面在 x - z 坐标面上), 描述横自旋在横向矢量 $\boldsymbol{\eta}$ 方向上的两种投影本征态, 分别对应投影量子数 $\lambda = \pm 1$ 。与本征值 $\lambda = 0$ 对应的本征态 $\mathbf{e}_0(\boldsymbol{\eta})$ 是冗余解, 与电磁场通常自旋描述中的冗余解类似, 对于辐射场应予以忽略。

5 横自旋潜在应用的初步探讨

由于光子没有静止质量, 在自由真空中它的传播方向是唯一的特殊方向, 只有沿此方向上的自旋投影才是可观测量。与此不同的是, 如 Dirac 电子, 作为有静止质量的自旋为 $1/2$ 的粒子, 它的自旋沿任一给定方向上 (如外加磁场方向) 的投影都是可观测量。这使得人们在最近二十多年来发展出自旋电子学这个前沿热门学科。尽管如此, 如上所述, 在特定物理环境中的结构光场, 由于存在等效静止质量, 从而存在横自旋, 它在非传播方向上的投影也是可观测量。因此我们也有可能发展出一门新的学科, 可以称为自旋光子学或自旋光学, 它是自旋电子学的光学类比。事实上, 基于纳米结构中自旋-轨道耦合所产生的自旋对称破缺, 一个新的光学分支, 即等离子体激光光学中的自旋光学, 在近年来已经被人提出^[17]。

为了给出一个具体例子, 令 $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 是泡利矩阵矢量。从表面波中质量为 m 、电荷为 e 的 Dirac 电子的哈密顿量出发, 可以推导出如下项相互作用的哈密顿量:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{e^2}{2m^2c^2} \left(\frac{\hbar\boldsymbol{\sigma}}{2} \cdot \mathbf{s}^e \right) = \frac{e^2}{2m^2c^2} \left(\frac{\hbar\boldsymbol{\sigma}}{2} \cdot \mathbf{s}^m \right) \quad (32)$$

式中, $\hbar\boldsymbol{\sigma}/2$ 是电子的自旋算符, 而 $\mathbf{s}^e = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \mathbf{E} \times \mathbf{A}$ 和 $\mathbf{s}^m = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \mathbf{B} \times \mathbf{C}$ 是表面波的横自旋, 式 (32) 描述了电子自旋与表面波横自旋之间的耦合。这种耦合作用, 既可以让电子自旋的 up 态和 down 态之间产生能级分裂, 也可以让表面波光子的横自旋的 up 态与 down 态之间发生能级分裂, 从而形成一个二能级的电子系统或光学系统, 这个二能级系统可以作为基于自旋编码的量子比特。因此从式 (32) 出发, 可以研究电子流与光子流之间基于自旋编码的量子信息的传输与转换。

作为另一个可能的应用实例, 我们将为新型激光测距技术的探索提供新的原理方案。激光测距技

术是通过测量激光脉冲从测距仪入射到目标物体并且被反射回来的时间, 来获得目标物体的距离信息^[18], 它在许多领域存在广泛的技术应用。在过去的几十年里虽然取得了巨大进展, 为了满足各种越来越多的特殊要求和测量精度, 人们试图寻找实现激光测距技术的新原理新机理。由式 (11) 和式 (12) 可知表面波横自旋与频率的三次方成反比; 又由电子与光子之间的自旋耦合方程式 (32) 可知, 光子横自旋的大小分布, 会影响到自旋电子学器件中电子的自旋排列分布 (电子自旋翻转的概率与耦合项的模平方成正比, 与光子频率的六次方成反比)。将激光测距中的回波信号光子转换为表面波, 再通过它导致的电子自旋排列分布, 得出回波信号光子的频谱分布。由于黑体辐射的频谱是已知的, 由此可以探测当被测目标是黑体时的回波信号。

以上只是给出横自旋潜在应用的初步设想, 进一步的详细研究将在我们的下一步工作中出现。本文主要目的是厘清横自旋的物理起源与性质, 提供一个系统的理论框架。

6 结束语

本文为表面波横自旋提供了一些新的关键洞察, 如表面波横自旋同样是量子化的。横自旋与表面波运动方向之间存在锁定关系, 这在基于自旋自由度的单向光接口技术中存在潜在应用。在物理上, 横自旋的存在, 与表面波存在等效静止质量有关。这正如存在静止质量的矢量场 (Proca 场), 它包含与零螺旋度极化态相对应的横自旋态。与通常的自旋一样, 横自旋也可以用自旋矩阵来描述。由于等效静止质量的存在, 表面波横自旋在给定方向上的投影是可观测量, 因此可以类比于自旋电子学来发展一门新的学科, 可称之为自旋光子学。从电子与表面波相互作用的哈密顿量中, 可以推导出电子自旋和光子横自旋之间的耦合项。以此为出发点, 可以进一步研究电子流与光子流之间基于自旋编码的量子信息的传输与转换。

参 考 文 献

- [1] BLOKH K Y, NORI F. Transverse and longitudinal angular momenta of light[J]. *Physics Reports*, 2015, 592(8): 1-38.
- [2] BLOKH K Y, NORI F. Transverse spin of a surface polariton[J]. *Physics Review A*, 2012, 85(6): 061801.
- [3] CHEN Y H, WANG F, DONG Z, et al. Structure of transverse spin in focused random light[J]. *Physical Review*

- A, 2021, 104(1): 013516.
- [4] ROY S, GHOSH N, BANERJEE A, et al. Manipulating the transverse spin angular momentum and Belinfante momentum of spin-polarized light by a tilted stratified medium in optical tweezers[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(6): 063514.
- [5] LAI M Y, WANG Y L, LIANG G H, et al. Geometrical phase and Hall effect associated with the transverse spin of light[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(3): 033825.
- [6] BLIOKH K Y, NORI F. Quantum spin Hall effect of light[J]. *Science*, 2015, 348(6242): 1448-1451.
- [7] AIELLO A, LINDLEIN N, MARQUARDT C, et al. Transverse angular momentum and geometric spin Hall effect of light[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(10): 100401.
- [8] OZAWA T, PRICE H M, AMO A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(1): 015006.
- [9] MITSCH R, SAYRIN C, ALBRECHT B, et al. Quantum state-controlled directional spontaneous emission of photons into a nanophotonic waveguide[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 5713.
- [10] CONNOR D, GINZBURG P, RODRIGUEZ F J, et al. Spin-orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 5327.
- [11] AIELLO A, BANZER P, NEUGEBAUER M, et al. From transverse angular momentum to photonic wheels[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9: 789-795.
- [12] MECHELEN T V, JACOB Z. Universal spin-momentum locking of evanescent waves[J]. *Optica*, 2016, 3(2): 118-126.
- [13] SARID D, CHALLENGER W. Modern introduction to surface plasmons[M]. UK: Cambridge University Press, 2010.
- [14] BLIOKH K Y, BEKSHAEV A Y, NORI F. Dual electromagnetism: Helicity, spin, momentum, and angular momentum[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(3): 033026.
- [15] BEAUREGARD O C D, IMBERT C, RICARD J. Energy-momentum quanta in fresnel's evanescent wave[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 1971, 4(2): 125-140.
- [16] WANG Z Y, XIONG C D, QIU Q, et al. The effect of gravitational spin-orbit coupling on the circular photon orbit in the Schwarzschild geometry[J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2016, 33(11): 115020.
- [17] HASMAN E, KLEINER V. 2013 Plasmonics: Theory and applications[M]. New York: Springer, 2013.
- [18] AMANN M C, BOSCH T, LESCURE M, et al. Laser ranging: A critical review of unusual techniques for distance measurement[J]. *Optical Engineering*, 2001, 40(1): 10.

编辑 张莉