

文章编号: 1007-4627(2017)04-0724-06

利用光前量子化方法计算电子的广义横向动量分布函数

徐思琦^{1,2}, 张登红^{1,†}, 曹须²

(1. 西北师范大学物理与工程学院, 兰州 730070;

2. 中国科学院近代物理研究所高能核物理组, 兰州 730000)

摘要: 强子和轻子是目前实验所能观测到的最小微观结构, 但根据量子色动力学(QCD), 强子内还存在着部分子结构。在理论计算中, 从Wigner函数出发可以得到多种分布函数, 如横向动量分布函数(TMD)、广义部分子分布函数(GPD)以及广义横向动量分布函数(GTMD)。其中GTMD包含粒子内部部分子的三维动量和位置信息, 从GTMD出发通过对横向动量积分和取横向转移动量为零分别得到GPD和TMD。本工作通过引入电子的光前波函数计算出物理电子的GTMD, 并以此为出发点得到物理电子的TMD和GPD。一方面通过与微扰论的TMD和GPD的结果对比可以证明我们的计算结果是合理的, 同时讨论了GPD中P波和S波的贡献。另一方面给出物理电子的内部部分子分布随横向转移动量、部分子横向动量以及纵向动量分数的变化关系。

关键词: 电子; 广义横向动量分布函数; 广义部分子分布函数; 横向动量分布函数; 光前波函数

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.04.724

1 引言

在标准模型中, 电子作为一个基本粒子被看作是点粒子。但是随着实验科学的发展, 以及对电子的相关可观测量的测量, 如电子的磁矩^[1]等, 发现实验中所测量的电子是以物理电子态的形式存在。根据量子力学的不确定原理以及量子场论的观点, 可以将物理电子态解释为一个裸电子在传播过程中与真空和电磁场等相互作用发射出虚光子, 同时虚光子又可以湮灭成正负电子对。因此在加速器等实验装置中, 我们所观测到的电子并非是一个裸电子(在QED理论框架下未进行重整化之前, 在没有任何电磁相互作用的情况下的单个电子), 而是在裸电子周围围绕着光子、电子和正电子构成的一个粒子基团。与强子是由夸克和胶子通过强相互作用结合而成的粒子相似。

近年来, 一些实验组如Compass、JLab等通过非弹性散射实验(如SIDIS, DY等)来研究核子内部结构^[2, 3]。在理论上, 我们可以运用因子化理论来计算非弹性散射过程如Drell-Yan和半单举非弹性散射(SIDIS)等实验过程的散射截面^[4, 5]。因子化理论主要将这些散射过程截面分解成软过程及硬过程。其中硬过程主要涉及粒子内部部分子与入射光子、胶子等粒子的散射过程, 可以采用微扰方法计算。而软过

程主要分为两个过程, 其一为部分子出射并形成强子的过程, 这一过程可通过碎裂函数描述。另一过程是从强子或物理电子分解成部分子的过程, 可通过分布函数来描述, 如广义部分子分布函数(GPD)^[6-8], 横向动量分布函数(TMD)^[9, 10]以及广义横向动量分布函数(GTMD)^[7, 11]等。正如前文所述, 物理电子在结构上与核子存在相似之处, 可以将研究强子内部结构的分布函数应用于物理电子态内部结构的研究, 以此来探究物理电子内电子和光子等的动量分布。这一研究对于实验和理论都有着相当重要的意义, 从电子出发所构建的物理图像对于强子内部结构(如质子的自旋分解等)的研究也有着重要影响。

近年来, 对于电子的分布函数的研究多采用光前波函数(LFWF)^[1, 7, 9, 12]方法。应用这一方法, Brodsky教授等^[1, 9, 13]研究了电子的形状因子、引力反常磁矩以及GPD等问题。除此之外, Vary教授等^[7, 14]在光前波函数方法的基础之上发展出了基矢光前量子化方法(BLFQ), 并用此方法重新计算物理电子的GPD等相关的分布函数。在本文中, 我们主要运用LFWF方法, 将物理电子态展开成多粒子Fock空间, 仿照Brodsky教授计算物理电子的形状因子的过程。在这里, 我们利用TMD中所使用的波函数, 加入横向转移动量差的依赖关系, 来计算GTMD中的

收稿日期: 2017-01-25; 修改日期: 2017-03-29

作者简介: 徐思琦(1991-), 男, 宁夏石嘴山人, 硕士研究生, 从事核子结构与高能核物理研究; E-mail: xsq234@impcas.ac.cn

† 通信作者: 张登红, E-mail: zhangdh@nwnu.edu.cn.

分布函数 F_{11} 和 G_{14} 。利用 GTMD 与 TMD 和 GPD 的关系^[6, 15], 当我们取横向转移动量差为零时, 可以从 GTMD 的分布函数 F_{11} 和 G_{14} , 来计算 TMD 中的分布函数 f_1^e 和 g_{1L} 。另外如果对 GTMD 中的分布函数关于横向动量 k_\perp 求积分, 可得到相应的 GPD 的分布函数 $H(x, 0, t)$ 和自旋相关的 $\tilde{H}(x, 0, t)$ 。

2 理论方法

在我们运用 LFWF 方法研究 GTMD 的过程中, 假定物理电子中的部分子主要是电子和光子, 忽略正负电子对的影响。在量子电动力学 (QED) 理论框架下, 由于耦合常数是少量, 且我们仅考虑分布函数领头阶的影响即领头扭度项。因此将一个物理电子态展开到 Fock 空间中的形式为

$$|e_{phys}\rangle = \psi_1|e\rangle + \psi_2|e\gamma\rangle, \quad (1)$$

$$\phi(x, k_\perp, \Delta_\perp) = \int \frac{dz^- d^2 z^\perp}{2(2\pi)^3} e^{ixp^+ z^- / 2 - ik_\perp \cdot z^\perp} \langle P^+, P_\perp = \frac{\Delta_\perp}{2}, A | \bar{\Psi}\left(-\frac{z}{2}\right) W\left(-\frac{z}{2}, \frac{z}{2}\right) \Psi\left(\frac{z}{2}\right) | P'^+, P'_\perp = -\frac{\Delta_\perp}{2}, A' \rangle, \quad (5)$$

$$\phi^{[\gamma^+]}(x, k_\perp, \Delta_\perp) = \frac{1}{2m_e} \bar{u}(P', A') \left(F_{11} + \frac{i\sigma^{j+} k_\perp^j}{P^+} F_{12} + \frac{i\sigma^{j+} \Delta_\perp^j}{P^+} F_{13} + \frac{i\sigma^{ij} k_\perp^i \Delta_\perp^j}{m_e^2} F_{14} \right) u(P, A), \quad (6)$$

$$\phi^{[\gamma^+ \gamma^5]}(x, k_\perp, \Delta_\perp) = \frac{1}{2m_e} \bar{u}(P', A') \left(-\frac{i\epsilon_{\perp}^{ij} k_\perp^i \Delta_\perp^j}{m_e^2} G_{11} + \frac{i\sigma^{j+} \gamma^5 k_\perp^j}{P^+} G_{12} + \frac{i\sigma^{j+} \gamma^5 \Delta_\perp^j}{P^+} G_{13} + i\sigma^{+-} \gamma^5 G_{14} \right) u(P, A). \quad (7)$$

其中我们定义 k_\perp 为部分子横向动量的平均值, 同时 $W\left(-\frac{z}{2}, \frac{z}{2}\right) = e^{i \int d\xi^\mu A_\mu}$ 为 Wilson Line, 在 GTMD 的定义当中通过这一项保证 ϕ 规范不变性。在这里采用光前规范条件 $A^+ = 0$, 同时只考虑 Wilson Line 展开一阶贡献, 因此令 $W\left(-\frac{z}{2}, \frac{z}{2}\right) = 1$ 。

就像 LFWF 在形状因子^[1]中的应用, 为了计算 GTMD, 将具有动量 P 的物理态展开到多粒子的 Fock 空间中, 不同的是在 GTMD 中需要考虑初末态中横向转移动量差对于物理态的影响。但幸运的是,

其中 $|e\rangle$ 和 $|e\gamma\rangle$ 分别是裸电子态和裸电子光子态。如果一个物理电子态的质量为 m_e , 则作为初末态的物理电子态的动量为

$$P = \left(P^+, \frac{\Delta_\perp}{2}, \frac{m_e^2}{P^+} \right), \quad (2)$$

$$P' = \left(P^+, -\frac{\Delta_\perp}{2}, \frac{m_e^2}{P^+} \right). \quad (3)$$

在这里需要说明的是, 我们主要关心的是横向转移动量差带来的影响, 因此我们固定纵向转移动量差为零, 从而得到

$$\Delta = P - P' = (0, \Delta_\perp, 0), \quad (4)$$

其中 Δ_\perp 就是横向转移动量差。

将 GTMD 表示为两点算符的矩阵元, 同时对关联函数进行参数化和狄拉克空间展开^[6], 可以得到

由于在分布函数的计算中我们并不关注多粒子体系的质心动量, 同时在光前坐标系下波函数具有洛伦兹变换不变性, 对于质心动量不同相对动量相同的情况下, 可以使用相同的波函数对物理电子态做展开, 在这里我们可以采用 TMD 中所使用的波函数来展开物理电子态^[9]。其中我们定义电子光子 Fock 空间中电子的横向动量为 $p'_{e\perp} = p_{e\perp} + x_e \frac{\Delta_\perp}{2}$ (光子横向动量 $p_{\gamma\perp}$ 与电子相似), 对于纵向动量, 采用裸电子与物理电子态的纵向动量之比。 λ_e 和 λ_γ 定义为光前坐标系下的螺旋度。因此 TMD 的波函数^[9]具有如下形式:

$$\langle P^+, P_\perp = \frac{\Delta_\perp}{2}, A | = \int \frac{dx_{1e} d^2 p_{1e\perp}}{\sqrt{x_{1e}(1-x_{1e})} 2(2\pi)^3} \langle x, p'_{1e\perp}, p'_{1\gamma\perp}, \lambda_{1e}, \lambda_{1\gamma} | \psi^*(x_{1e}, p_{1e\perp}, \lambda_{1e}, \lambda_{1\gamma}), \quad (8)$$

$$\psi(x, p_\perp, A = +, \lambda_e = +, \lambda_\gamma = +) = \sqrt{\frac{2}{x}} \frac{p_1 - ip_2}{1-x} \phi(x, p_\perp^2), \quad (9)$$

$$\psi(x, p_\perp, A = +, \lambda_e = +, \lambda_\gamma = -) = -\sqrt{2x} \frac{p_1 + ip_2}{1-x} \phi(x, p_\perp^2), \quad (10)$$

$$\psi(x, p_\perp, A = +, \lambda_e = -, \lambda_\gamma = +) = \sqrt{\frac{2}{x}} \frac{p_1 + ip_2}{1-x} \phi(x, p_\perp^2), \quad (11)$$

$$\psi(x, p_\perp, A = +, \lambda_e = -, \lambda_\gamma = -) = 0, \quad (12)$$

其中 ϕ 函数的形式为

$$\phi(x, p_{\perp}^2) = \frac{e\sqrt{x(1-x)}}{[(1-x)^2 m_e^2 + p_{\perp}^2]}, \quad (13)$$

在这里我们定义 $p_{e\perp}$ 为物理电子态中裸电子相对质心的横向动量, 且满足 $p_{e\perp} = -p_{\gamma\perp}$, Λ 为物理电子态的螺

旋度。同时运用波函数的对称性^[9], 我们有如下关系:

$$\psi_{\lambda_e \lambda_{\gamma}}^{\Lambda}(x, p_{\perp}) = (-1)^{(\Lambda - \lambda_e)/2 + \lambda_{\gamma}} \psi_{-\lambda_e, -\lambda_{\gamma}}^{-\Lambda*}(x, p_{\perp}), \quad (14)$$

由此可以得到 GTMD 中的分布函数 F_{11} 和 G_{14} 的表达式

$$F_{11}(x, k_{\perp}^2, \Delta_{\perp}^2) = \sum_{\lambda_e, \lambda_{\gamma}} \frac{1}{2(2\pi)^3} \psi^*(x, k_{\perp} + (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e, \lambda_{\gamma}) \psi(x, k_{\perp} - (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e, \lambda_{\gamma}), \quad (15)$$

$$G_{14}(x, k_{\perp}^2, \Delta_{\perp}^2) = \sum_{\lambda_{\gamma}} \frac{1}{2(2\pi)^3} \psi^*(x, k_{\perp} + (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e = +, \lambda_{\gamma}) \psi(x, k_{\perp} - (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e = +, \lambda_{\gamma}) - \frac{1}{2(2\pi)^3} \psi^*(x, k_{\perp} + (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e = -, \lambda_{\gamma}) \psi(x, k_{\perp} - (1-x)\Delta_{\perp}/2, \Lambda = +, \lambda_e = -, \lambda_{\gamma}). \quad (16)$$

3 数值结果

在上一节中, 我们从 GTMD 的定义式出发, 利用 LFWF 方法得到了 GTMD 中 F_{11} 和 G_{14} 的表达式, 利用这一表达式可以很容易计算出 GTMD 中 F_{11} 和 G_{14} 在不同 $x, k_{\perp}, \Delta_{\perp}$ 的值。其中当选取 $\Delta_{\perp} = 0$ 时, 将得到 TMD 中的 f_1^e 和 g_{1L} 两个分布函数。当对 k_{\perp} 积分时, 将得到 GPD 中自旋无关分布函数 $H(x, 0, t)$ 和自旋相关分布函数 $\tilde{H}(x, 0, t)$ 。在本节中, 我们首先在 3.1 节中给出 GTMD 的图像。然后从 GTMD 计算结果出发, 在 3.2 和 3.3 节, 我们通过数值运算分别得到与之相关的 TMD 和 GPD。

3.1 广义横向动量分布函数

在此节中我们通过取不同的 $x, k_{\perp}, \Delta_{\perp}$ 的值, 画出 GTMD 中 F_{11} 和 G_{14} 随其他两个变量的变化关系图。通过对比图 1 中的 (a)、(b) 和 (c)、(d), 我们不难发现, 对于 GTMD 的两个分布函数, 对于 x 给定的情况下, 仅在转移动量较小的情况下差别较大, 而在转移动量比较大的情况下, 两个分布函数的差别并不大。但是对于 GTMD 的两个分布函数其所含意义并不相同。根据 GTMD 两个分布函数的表达式我们可以发现, 对于 F_{11} 其所表示的含义为物理电子和物理电子内部部分子均无极化, 仅是物理电子内裸电子关于 $x, k_{\perp}, \Delta_{\perp}$ 的

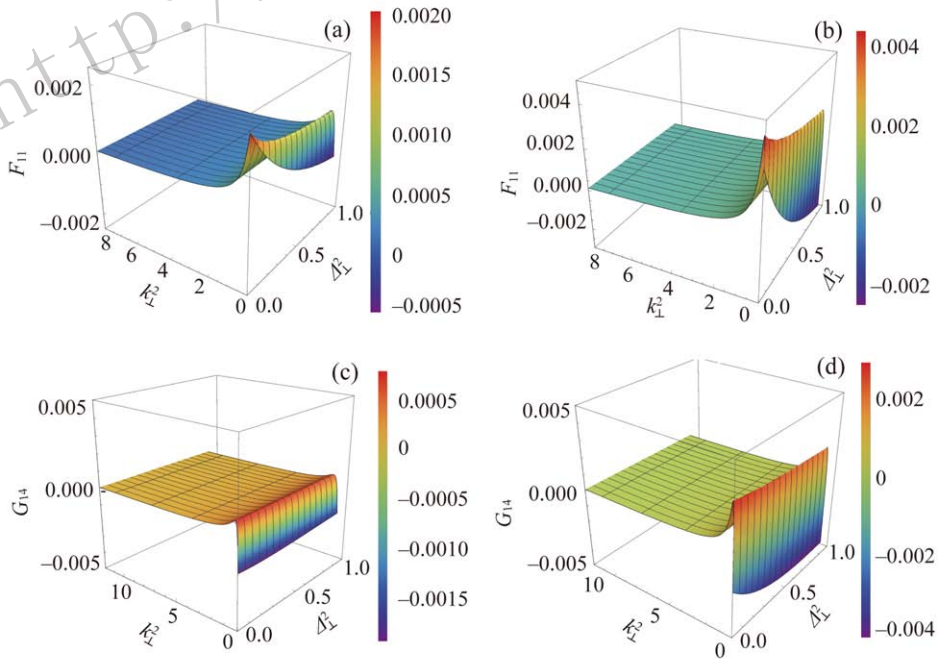


图 1 (在线彩图) 横向动量分布函数 (GTMD) 是部分子纵向动量与粒子纵向动量比值 (x)、部分子横向动量 (k_{\perp}) 以及转移四动量的差值 (Δ_{\perp}) 的函数。在图中分别给出 F_{11} 和 G_{14} , 同时我们取定图 (a)、(c) 的 $x=0.3$ 和图 (b)、(d) 的 $x=0.5$, 以部分子横向动量的平方 (k_{\perp}^2) 和转移四动量之差的平方 (Δ_{\perp}^2) 为横轴, 以分布函数值为纵轴, 得到分布函数随横向动量和转移四动量之差的变化关系

分布图。对于 G_{14} 则不然，这一分布函数是针对于物理电子态内裸电子在纵向极化的两个方向上的分布之差。而对于其中的裸电子与物理电子态的螺旋度处于反平行状态时，随着转移动量的增大，这一状态的比例将趋向于零，由此导致在转移动量较大的情况下 F_{11} 和 G_{14} 趋向于相等。

对于固定 Δ_{\perp} 的情况下，我们可以研究一个裸电子在物理电子内部的分布的情况。图 2 给出了 $\Delta_{\perp} = 0.7, 0.3$ MeV 时 F_{11} 和 G_{14} 的图像。根据之前的解释，如果比较图 2(a) 和 (b)，可以发现，在一个物理电子

内，裸电子所占比重最大，且其主要集中在大 x 区域以及 k_{\perp} 较小的区域。这一点我们可以将其解释为，在一个物理电子态内，其主要部分为裸电子，其他部分为光子等，所占比重非常小尤其是在 x 较大区域。因此在我们只考虑电子光子 Fock 态的情况下，在电子的相对动量趋向于零时，电子的纵向动量趋向于物理电子态的纵向动量，也就是其中的 x 趋向于 1。而比较图 2(a)、(b) 和 (c)、(d)，可以发现对于同一 Δ_{\perp} ，两分布函数仅在 k_{\perp} 比较小的情况下差别较大，且随着 Δ_{\perp} 的增大，这一趋势越来越不明显。

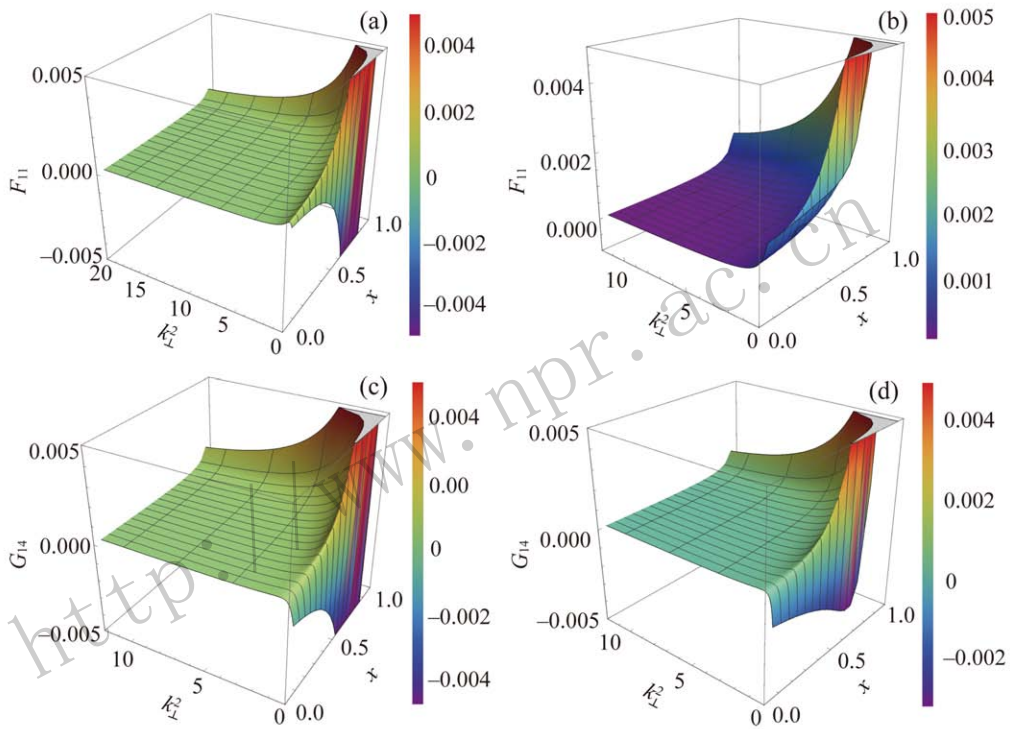


图 2 (在线彩图) 在固定 $\Delta_{\perp} = 0.7, 0.3$ MeV 的情况下，分别给出 F_{11} 和 G_{14} ，以部分子横向动量的平方 (k_{\perp}^2) 和部分子纵向动量与粒子纵向动量比值 (x) 为横轴，以分布函数值为纵轴，得到分布函数随 k_{\perp}^2 和 x 的变化关系

3.2 横向动量分布函数 (TMD)

如果从 GTMD 出发，我们可以很容易得到 TMD 的分布函数，根据分布函数之间的对应关系，可以得到如下关系式：

$$f_1^e(x, k_{\perp}) = F_{11}(x, k_{\perp}, \Delta_{\perp} = 0), \quad (17)$$

$$g_{1L}(x, k_{\perp}) = G_{14}(x, k_{\perp}, \Delta_{\perp} = 0). \quad (18)$$

当我们将所求的 GTMD 的分布函数中的横向转移动量固定在零时，将得到物理电子态内发现一个具有确定 x, k_{\perp} 的裸电子的概率。TMD 的两个分布函数 f_1^e 和 g_{1L} 所具有的意义，与 GTMD 是一致的，其中 f_1^e 表示的是物理态与物理态内裸电子均为非极化的情况下裸

电子的动量分布，其计算结果如图 3 所示。 g_{1L} 则表示的是在物理电子态纵向极化，其内裸电子也是纵向极化的情况下，裸电子极化方向与物理电子态极化方向相同和相反的概率差，如图 4 所示。我们可以看到， g_{1L} 在横向动量趋于零的情况下为负。

3.3 广义部分子分布函数 (GPD)

对于 GPD，我们可以通过对 GTMD 的分布函数对 k_{\perp} 积分得到，其中相对应的关系为

$$H(x, 0, t) = \int d^2 k_{\perp} F_{11}(x, k_{\perp}, \Delta_{\perp}), \quad (19)$$

$$\tilde{H}(x, 0, t) = \int d^2 k_{\perp} G_{14}(x, k_{\perp}, \Delta_{\perp}). \quad (20)$$

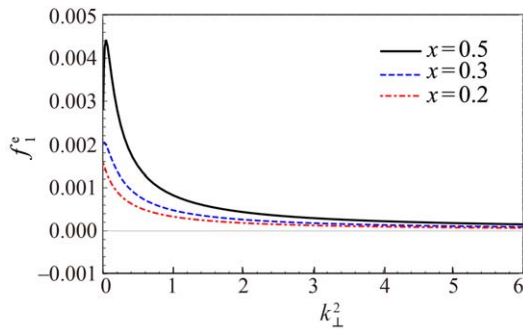


图 3 (在线彩图) 不同 x 下的 f_1^e 分布函数随 k_{\perp} 的变化曲线

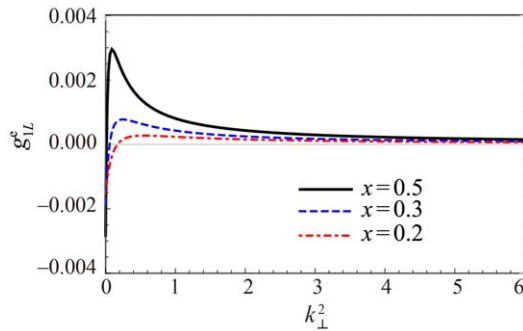


图 4 (在线彩图) 不同 x 下的 g_{1L}^e 分布函数随 k_{\perp} 的变化曲线

对于横向动量 k_{\perp} 的积分, 通过对 GTMD 的观察发现, 在 $k_{\perp}^2 > 10 \text{ MeV}^2$ 的情况下, 分布函数趋向于零, 为了能够进行数值计算, 我们在这里加入动量截断 $k_{\text{max}}^2 = 56.25 \text{ MeV}^2$, 这一截断大于 10 MeV^2 , 因此我们认为取这一截断是合理的。通过观察 $H(x, 0, t)$ 在 $\Delta_{\perp} = 0$ 随 x 的变化关系, 可以发现, 与螺旋度有关的 $\tilde{H}(x, 0, t)$ 和与螺旋度无关的 $H(x, 0, t)$ 仅在 x 较小的情况下有较大差别, 而在 x 较大的情况下这一差别几乎为零。而根据图 5 中的分析可以看到, 对于 $H(x, 0, t)$ 其中的贡献可以分为两部分, 分别为电子光子耦合轨道角动量为 ± 1 和轨道角动量为零的贡献, 即 P 波和 S 波的贡献。其中两个分布函数的差别是由于 S 波引起的, 而随 x 的增大, S 波的贡献逐渐减小。

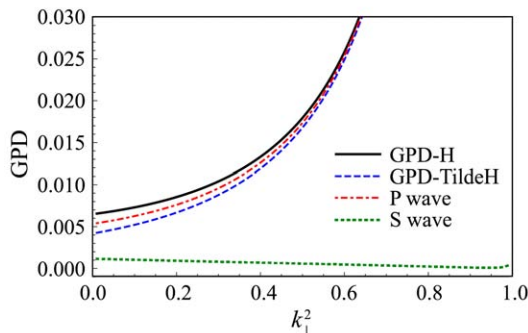


图 5 (在线彩图) 此图表示 GPD 中的 H 分布函数随 x 的变化关系, 其中 GPD-H 表示与螺旋度无关的分布函数 $H(x, 0, t)$, GPD-TildeH 表示与螺旋度有关的分布函数, 即 $\tilde{H}(x, 0, t)$

4 结论

对于部分子各种分布函数的计算和测量, 一直是粒子物理学中的一重要问题。其中 GTMD 是所有分布函数中涵盖信息量最多的分布函数, 从 GTMD 的图中我们可以看到物理电子内裸电子主要分布在纵向动量分数趋于 1 和横向动量较小的区域内, 也就是说物理电子内裸电子的贡献占绝大部分。但是从其本质来说, GTMD 是通过 Wigner 函数对部分子横向坐标进行傅立叶变换而来, 相对应的动量即是横向转移动量差。因此在 GTMD 中我们可以看到分布函数的峰值随横向转移动量差的变大在缓慢减小。同时在部分子横向动量趋于零的区域内, 分布函数值也随横向动量转移差的增大逐渐减小, 其中 F_{11} 在较大横向转移动量差区域内出现负值。这一问题的根源是 Wigner 函数在经典物理中才与概率直接相关, 在量子力学体系框架下它并非表示一个具有确定动量的粒子的概率。

相对应的, TMD 和 GPD 分别是在对 b_{\perp} (此变量为部分子在物理态内部的横向位置信息, 通常通过 $e^{ib_{\perp} \cdot \Delta_{\perp}}$ 相联系) 和 k_{\perp} 进行积分后得到的分布函数, 此分布函数可表示动量分布概率。一方面我们通过光前微扰论的结果进行对比, 从一方面验证了我们 GTMD 的结果是合理的, 另一方面我们通过对计算结果的研究, 尤其是对 P 波和 S 波的研究中发现, 随着横向动量的增大 P 波贡献将远大于 S 波贡献。

在得到 GTMD 之后, 我们不仅可以研究 GPD, TMD 等与动量分布相关联的分布函数, 同时还可以研究如 Wigner 函数等含有坐标信息的分布函数, 从而可以得到如物理电子态内部的电荷分布等信息, 这些对我们研究物理电子态的内部结构有着重要的意义。同时仿照电子的 GTMD 的计算过程, 我们同样可以利用质子等强子的 LFWF, 从而研究其内部的结构, 如质子的自旋分解等问题。这对于我们了解基本粒子的本质有着非常重要的意义。

参考文献:

- [1] BRODSKY S J, GARDNER S, HWANG D S. Phys Rev D, 2006, **73**: 036007.
- [2] BRADAMANTE F. Few Body Syst, 2016, **57**: 687.
- [3] LIU T. [SoLID Collaboration]. PoS DIS, 2016, **2016**: 244.
- [4] BACCHETTA A, DIEHL M, GOEKE K, *et al.* JHEP, 2007, **0702**: 093.
- [5] JAFFE R. L. arXiv: hep-ph/9602236.
- [6] MEISSNER S, METZ A, SCHLEGEL M. JHEP, 2009, **0908**: 056.
- [7] CHAKRABARTI D, ZHAO X, HONKANEN H, *et al.* Phys

- Rev D, 2014, **89**: 116004.
- [8] BRODSKY S J, CHAKRABARTI D, HARINDRANATH A, *et al.* Phys Rev D, 2007, **75**: 014003.
- [9] BACCHETTA A, MANTOVANI L, PASQUINI B. Phys Rev D, 2016, **93**: 013005.
- [10] MAJI T, MONDAL C, CHAKRABARTI D. *et al.* JHEP, 2016, **1601**: 165.
- [11] LORCE C, PASQUINI B. JHEP, 2013, **1309**: 138.
- [12] BRODSKY S J, DIEHL M, HWANG D S. Nucl Phys B, 2001, **596**: 99.
- [13] BRODSKY S J, HWANG D S, MA B Q, *et al.* Nucl Phys B, 2001, **593**: 311.
- [14] VARY J P, HONKANEN H, LI Jun, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 035205.
- [15] CHAKRABARTI D, MAJI T, MONDAL C, *et al.* Eur Phys J C, 2016, **76**: 409.

Investigation of the General Transverse Momentum Distribution Function in Light-front Wave Function Method

XU Siqu^{1,2}, ZHANG Denghong^{1,†}, CAO Xu²

(1. College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;

2. High Energy Nuclear Physics Group, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: In analogous to hadron, electron has similar structure because of dressing. So we can define the Transverse Momentum Distribution functions (TMD), the General Parton Distribution functions (GPD) and General Transverse Momentum Distribution functions (GTMD) of electron which come from the Wigner distribution function. The GTMD contain the information of momentum and position of parton in one particle, and the GPD or TMD can be calculated by integration of transverse momentum or setting the transverse transfer momentum which equal to zero. We introduce the light-front wave function of electron to calculate the GTMD of dressed electron, and then get the TMD and GPD. Our results are verified by comparing to calculations in literature and the contribution of GPD of P-wave and S-wave. And we show that the distribution functions at different transverse momentum transfer, transverse momentum of parton and the fraction of longitudinal momentum.

Key words: electron; GTMD; GPD; TMD; Light-front Wave Function

Received date: 25 Jan. 2017; Revised date: 29 Mar. 2017

† Corresponding author: ZHANG Denghong, E-mail: zhangdh@nwnu.edu.cn.