0254-6124/2023/43(5)-0795-12 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

WANG Jun, ZHOU Meng, PANG Ye, DENG Xiaohua. Analysis of the Energy Flux Density near Electron Diffusion Region of Asymmetric Magnetic Field Reconnection (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2023, **43**(5): 795–806. DOI:10.11728/cjss2023.05.2023–0014

非对称磁场重联电子扩散区附近的能量通量分析*

王 俊[1,2] 周 猛[1,2] 庞 烨[2] 邓晓华[2]

1(南昌大学物理与材料学院 南昌 330031)

2(南昌大学空间科学与技术研究院 南昌 330031)

摘 要 磁场重联是等离子体中非常重要的能量转换过程，研究该过程中的能量转化形式及其分配十分重要。目前有很多关于对称重联中的能量通量的研究，而磁层顶的非对称重联的研究却很少，特别是多事件的统计研究。因此挑选了 MMS 卫星观测到的 10 个经过电子扩散区的磁层顶重联事件对其进行分析，结果表明在不同的事件中能量通量的分配情况不一样，但在大多数事件中，离子焓通量占主导地位，其次是坡印廷通量，离子热通量略小于坡印廷通量，离子动能通量、电子焓通量和电子热通量占比在 10% 以下。通过对事件进行归一化处理，得到了 L 方向和 M 方向的不同能量通量随 L 方向的磁场和离子速度的关系图，并分析了每种能量通量的分布特征。

关键词 空间等离子体，非对称磁场重联，能量通量，电子扩散区，出流区

中图分类号 P354

Analysis of the Energy Flux Density near Electron Diffusion Region of Asymmetric Magnetic Field Reconnection

WANG Jun[1,2] ZHOU Meng[1,2] PANG Ye[2] DENG Xiaohua[2]

1(*School of Physics and Materials, Nanchang University, Nanchang* 330031)

2(*Institute of Space Science and Technology, Nanchang University, Nanchang* 330031)

Abstract Magnetic reconnection is a crucial energy conversion process in plasmas, and it is important to study the forms of energy conversion and their distribution in this process. Previous research has

* 国家自然科学基金重点项目（42130211）和国家自然科学基金项目（42074197，41774154）共同资助

2023-01-31 收到原稿，2023-03-29 收到修定稿

E-mail：m17279959581@163.com. 通信作者 周猛，E-mail：monmentum82@gmail.com；

庞烨，E-mail：pangyeah007@sina.com

©The Author(s) 2023. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

focused mainly on the energy fluxes in symmetric reconnection, while the study of asymmetric reconnection at the Earth's magnetopause, especially in terms of statistical analysis of multiple events, has been limited. Therefore, 10 magnetic reconnection events at the magnetopause observed by MMS satellite that passed through the electron diffusion region were used for analysis . Found that the energy flux distribution varies among different events. However, in most of the events, the ion enthalpy flux is the dominant, followed by the Poynting flux. The ion heat flux is slightly smaller than the Poynting flux, and the ion kinetic energy flux, electron enthalpy flux and electron heat flux account for less than 10% of the total energy flux. By normalizing the events, obtained the relationship diagram of different energy fluxes in the L and M directions with the magnetic field and ion velocity in the L direction, and analyze the characteristic distribution of each energy flux.

Key words Space plasma, Asymmetric magnetic field reconnection, Energy flux, Electron diffusion region, Outflow region

0 引言

磁场重联是日地空间和实验室等离子体中一种基本而又重要的物理过程: 在磁化等离子体中相反方向的磁力线相互靠近, 然后在磁场重联点断开并重新联接成新的磁力线。在两根反向磁力线相互靠近的过程中, 上游离 X 线大于$d_{\rm i}$($d_{\rm i}=c/\omega_{\rm pi}$, 其中$\omega_{\rm pi}$为离子等离子体频率, c为真空中光速)距离处, 电子和离子是一起流动的。在上游$d_{\rm i}$距离处, 电子和离子运动开始去耦, 离子转向进入出流方向, 形成出流喷流和宽度约为$d_{\rm i}$的电流层。在这个区域内, 离子基本上是非磁化的, 主要受电场影响, 该区域通常被称为离子扩散区(Ion Diffusion Region, IDR); 而该区域中电子维持与磁场相冻结, 继续朝 X 线运动。当电子距 X 线$d_{\rm e}$($d_{\rm e}=c/\omega_{\rm pe}$, $\omega_{\rm pe}$为电子等离子体频率)距离处, 将与磁场去耦, 并在宽度为$d_{\rm e}$的出流区中被加速, 这个区域通常被称为电子扩散区(Electron Diffusion Region, EDR)。这一过程中除磁场拓扑位形发生重大改变外, 还有着丰富的等离子体动力学过程[1–5]。根据磁场重联发生时电流片两侧的磁场和等离子体是否相同, 可以将磁场重联分为对称重联和非对称重联[6,7]。磁场重联是一个牵涉到磁能与等离子体能量转换的过程[8,9], 其中一个重要的问题就是, 从上游区输入的能量是如何在不同的能量形式之间以及不同的粒子种类之间分配的[10,11]。

通常可以将磁化等离子体中的能量通量分解为焓通量、动能通量、热通量以及坡印廷通量[12,13], 其表达式如下:

$$\boldsymbol{H}_{\rm s}=(U_{\rm s}+P_{\rm s})\boldsymbol{v}_{\rm b,s}=\frac{\gamma}{\gamma-1}P_{\rm s}\boldsymbol{v}_{\rm b,s}, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{K}_{\rm s}=\left(\frac{1}{2}m_{\rm s}n_{\rm s}\boldsymbol{v}_{\rm b,s}^2\right)\boldsymbol{v}_{\rm b,s}, \tag{2}$$

$$\boldsymbol{q}_{\rm s}=\frac{m}{2}\int(\boldsymbol{v}_{\rm s}-\boldsymbol{v}_{\rm b,s})(\boldsymbol{v}_{\rm s}-\boldsymbol{v}_{\rm b,s})(\boldsymbol{v}_{\rm s}-\boldsymbol{v}_{\rm b,s})f(\boldsymbol{v}_{\rm s})\mathrm{d}^3v_{\rm s}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{S}=\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{\mu_0}. \tag{4}$$

其中, $\boldsymbol{H}_{\rm s}$为粒子焓通量, $\boldsymbol{K}_{\rm s}$为粒子动能通量, $\boldsymbol{q}_{\rm s}$为粒子热通量, $\boldsymbol{S}$为坡印廷通量, 下角 s 为粒子种类, $U_{\rm s}=P_{\rm s}/(\gamma-1)$为粒子的热能密度, $P_{\rm s}$为压强, μ_0 为真空磁导率, $m_{\rm s}$, $n_{\rm s}$, $\boldsymbol{v}_{\rm s}$和$\boldsymbol{v}_{\rm b,s}$分别为粒子质量、数密度、速度和总体速度。

Priest 等[14] 研究认为, 在上游β值为零的条件下, 重联过程中电磁能的损失或者说由上游输入的能量在等离子体的动能和热能之间是平均分配的, 即如果在重联出流区观察, 其动能通量和焓通量增量应该大小相等, 各占上游输入能量的 1/2。但在 2011 年 Aunai 等[15] 利用二维混合模拟, 研究了重联过程中离子的加热和加速, 并将其与离子解耦区周围的磁能损失进行了比较。其结果表明, 无论是对称重联还是非对称重联, 释放的磁能在离子的加热与加速之间并不是平均分配的, 其中加热占主导地位, 分配比取决于上游的参数。2018 年 Wang 等[16] 通过模拟研究表明, 重联过程电磁能的分配取决于沿出流方向离 X 线的距离。在 EDR 中, 几乎所有的输入能量(流入 EDR)都转换给电子。在 EDR 到 IDR 之间的区域, 电子的

能量转换率降低, 离子的能量转换率增加。到 IDR 边缘时, 电子能量增益比达到约总能量转换的 20%, 离子的能量增益比约为 30%～50%, 并在出流区中继续增加; 导向场大小对 IDR 尺度和更下游区域的整体能量分配几乎没有影响。在 EDR 中, 导向场降低了电子能量增益和电子与离子能量增益之比。2013 年 Eastwood 等[13] 利用 Cluster 卫星对地球磁尾无碰撞重联进行观测分析, 发现能量通量的主要成分是离子焓通量, 而电子热能通量和离子动能通量的贡献较小。然而, 坡印廷通量是不可忽略的, 在离子扩散区的某些部分, 坡印廷通量甚至是占主导地位的[17,18]。随着 2015 年的磁层多尺度(MMS)卫星的成功发射升空, 开启了磁重联电子尺度研究的新时代。2020 年 Eastwood 等[19,20] 利用 MMS 卫星数据, 对磁层顶磁场重联 EDR 附近的能流进行了研究分析, 发现在磁层顶电子耗散区附近存在非常显著的电子能量通量, 而且与离子能量通量垂直, 据此认为磁重联耗散区附近的能量转换有显著的三维效应, 即要考虑垂直于重联平面方向的能量通量。

MMS 卫星的高分辨率数据使得对 EDR 及其附近的物理过程有了更加深入的认识[21]。本文利用 MMS 卫星在磁层顶所观测到的经过 EDR 的非对称磁场重联事件, 对 EDR 附近的能量通量进行多事件联合分析, 试图增加对于磁场重联核心区域能量转换的认识和理解。

1 事件分析

1.1 出流区的选取

从 Fuselier 等[22] 和 Webster 等[23] 利用 MMS 观测到的经过 EDR 磁层顶重联事件中选取 10 个事件进行分析。 图 1 所示为选取的事件之一。图 1(a)为 MMS 卫星处于 BURST 工作模式的观测数据。将向量转到 LMN 坐标系, 这里正 L 方向为磁层磁场所指方向(大致为 GSM 坐标系的$+z$方向), 正 N 方向为磁层顶的外法向(大致为$+x$方向), M 轴垂直于 N 和 L 并构成右手坐标系。为了得到 X 线参考系下的等离子体速度(v), 需要知道重联 X 线的运动速度。在重联事件中, 磁场的变化、电子和离子速度的变化都可能对应着多种重联结构[24, 25], 如重联 X 线、磁通量绳、磁岛等, 因此很难从中准确地判断 X 线的位置。但是理论上, 在 X 线参照系下, 离子速度的 L 和 N 分量在遇到 EDR 时应为 0, 因此用离子遇到 EDR 时的速度来表示 X 线在 L 和 N 平面内的运动速度[19,26–27], 记为 $v_{\text{X-line}}$。同时, 也用多卫星测量的磁场数据进行 Timing 分析估算了重联 X 线的速度, 相差很小, 对计算能量通量的结果影响不大。记卫星惯性系下的离子速度为 v_0, 所以以 X 线为参考系下的等离子体速度为 $v = v_0 - v_{\text{X-line}}$。如图 1 所示, 在这个事件中, 观察到磁场由正到负的变化, 粒子密度从接近 2 cm^{-3} 变化到 20 cm^{-3} 左右, 离子能谱由完全的高能为主到缓慢出现低能部分, 因此判定卫星从磁层经过磁层顶, 最后穿越到磁鞘。期间观察到了由负到正的较大的离子流。在经过磁层顶边界层时, 卫星观测到了一个电子扩散区 EDR(左图中黑色线附近的区域); 在 EDR 附近, 电子 L 和 M 方向的速度峰值出现反转[28]。在 EDR 更远的两侧, 同样观察到在 EDR 左侧的负的电子出流, 以及在 EDR 右侧的正的电子出流, 与离子出流相对应。图 1 中粉色线所划部分为整个重联事件中所选择的出流区的时间段, 这个时间段正好也是卫星处于磁层顶的时间段。在后续的工作中, 将对这个区域的能量通量进行分析。

1.2 磁层与磁鞘选取

为了在后续的工作中将不同事件的能量通量进行归一化处理, 需要寻找非对称重联两侧上游条件, 即背景磁层和磁鞘的各项参数。由于 MMS 卫星在 BURST 工作模式下数据往往仅持续几分钟且不连续, 在部分事件中仅依靠 BURST 模式的数据无法很好地确定磁层或者磁鞘的参数, 于是利用 MMS 卫星 FAST 模式的数据将事件时间段适当向前或向后延拓以确定磁层和磁鞘, 如图 2 所示。主要根据离子能谱来判定磁层和磁鞘。通常情况下, 卫星在完全的磁层侧时, 离子大都处于高能, 没有低能部分或低能部分很少; 而在完全的磁鞘侧时, 离子没有高能部分, 主体部分都在 10 keV 以下。除了通过离子能谱判断以外, 还结合电子能谱和等离子体数密度来进行辅助判断。在磁层侧时, 电子能谱处于高能部分, 且等离子体数密度较低, 一般在 1 cm^{-3} 左右; 在磁鞘侧时, 电子能谱主体处于低能部分(1 keV 以下), 且等离子体数密度远大于磁层。磁层磁鞘两侧满足总压力平衡条件, 可作为判定所选择的磁层磁鞘的准确性的额外条件。图 2 中蓝色线所划部分即为所选磁层时间段, 粉色线所划部分为磁鞘。将所选磁层和磁鞘时间段内

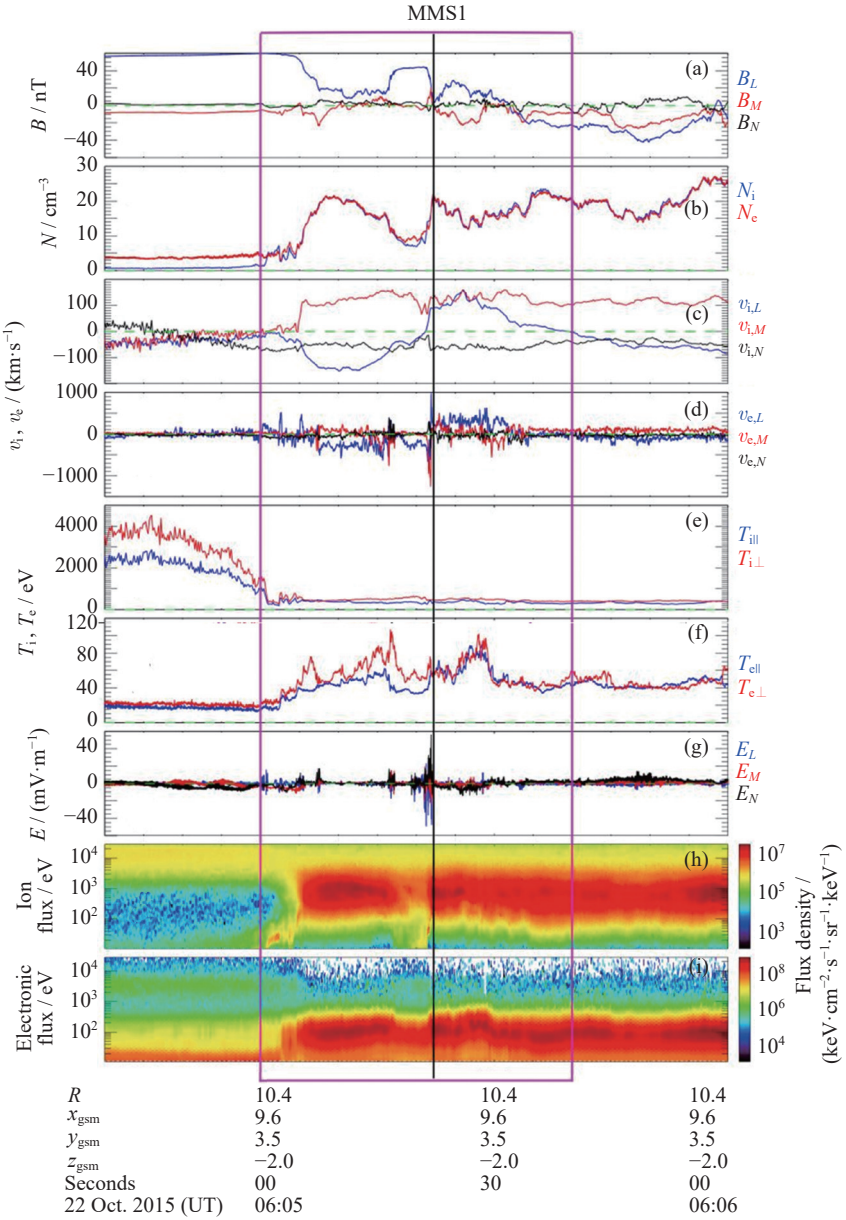


图 1 BURST 精度下的数据（粉色线所划区域为出流区，黑色线为 EDR 的位置）

Fig. 1 Data with BURST accuracy (Region marked by the pink lines are the outflow region, and the region near the black line is the EDR)

的磁场和密度取平均，作为背景的磁层和磁鞘参数。

1.3 能量通量的分析

由图 3(b)～(d)可以发现，离子焓通量和离子动能通量的变化与离子速度的变化有很好的正相关性，都是随着离子速度的增加而增大，与前文列出的焓通量和动能通量的表达式相吻合；由图 3(e)可以看出，离子热通量与离子速度却没有正相关性。特别的，EDR 附近的离子流 $v_{i,L}$ 的变化与离子热通量 $Q_{i,L}$ 的变化在方向上呈反相关性，且 $Q_{i,L}$ 的数值大小不可忽略，在其他区域和其他方向却没有这样的现象；图 3(f)(g)(h)同样显示了电子焓通量和动能通量的变化与电子速度有很好的相关性。在 EDR(黑色线所在位置)附近出现了电子 L 方向和 M 方向速度由负到正峰值的反转，对应电子焓通量和动能通量发生了同样的变化；电子热通量和坡印廷通量的变化较为复杂无明显规律。对于粒子的能量分配情况，离子焓通量最大，离子动能通量、离子热通量、电子焓通量和电子热通量也占一定的比例，电子的动能通量很

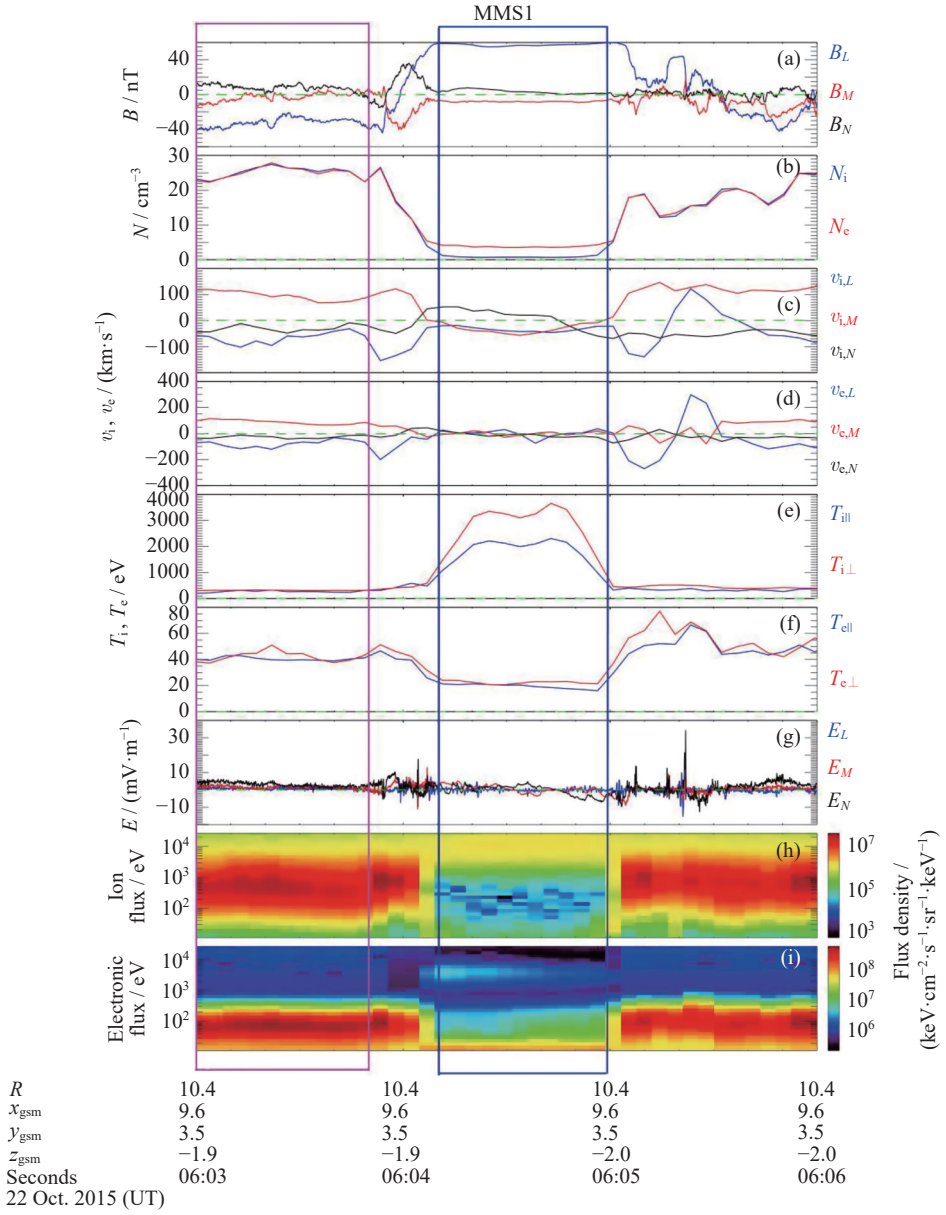


图 2　FAST 精度下的数据（蓝色线所划区域为磁层，粉色线所划区域为磁鞘）

Fig. 2　Data with FAST accuracy (Region marked by the blue lines are the magnetosphere, and the region marked by the pink lines are the magnetic sheath)

小, 几乎可以忽略。电子热通量的一些峰值对应的是数据的异常值。由于电子热通量数据误差较大, 这里不对其进行过多分析。

2　统计分析

2.1　能量通量的分配

对所选择的经过 EDR 的重联事件出流区的能量通量进行统计分析。为了获取每种能量通量在总能量通量中的占比, 对所有事件中选择的出流区时间段内的每种能量通量取绝对值, 然后求平均, 得到该时间段内能量通量的单一值, 即

$$H_{\mathrm{i,tot}}=\sqrt{H_{\mathrm{i},L}^2+H_{\mathrm{i},M}^2+H_{\mathrm{i},N}^2}. \tag{5}$$

其中, $H_{\mathrm{i,tot}}$为总的离子焓通量。同理可以得到, $K_{\mathrm{i,tot}}$为离子总动能通量, $Q_{\mathrm{i,tot}}$为离子总热通量, $H_{\mathrm{e,tot}}$为电子总焓通量, $K_{\mathrm{e,tot}}$为电子总动能通量, $Q_{\mathrm{e,tot}}$为电子总热流通量, S_{tot}为总坡印廷通量。对所

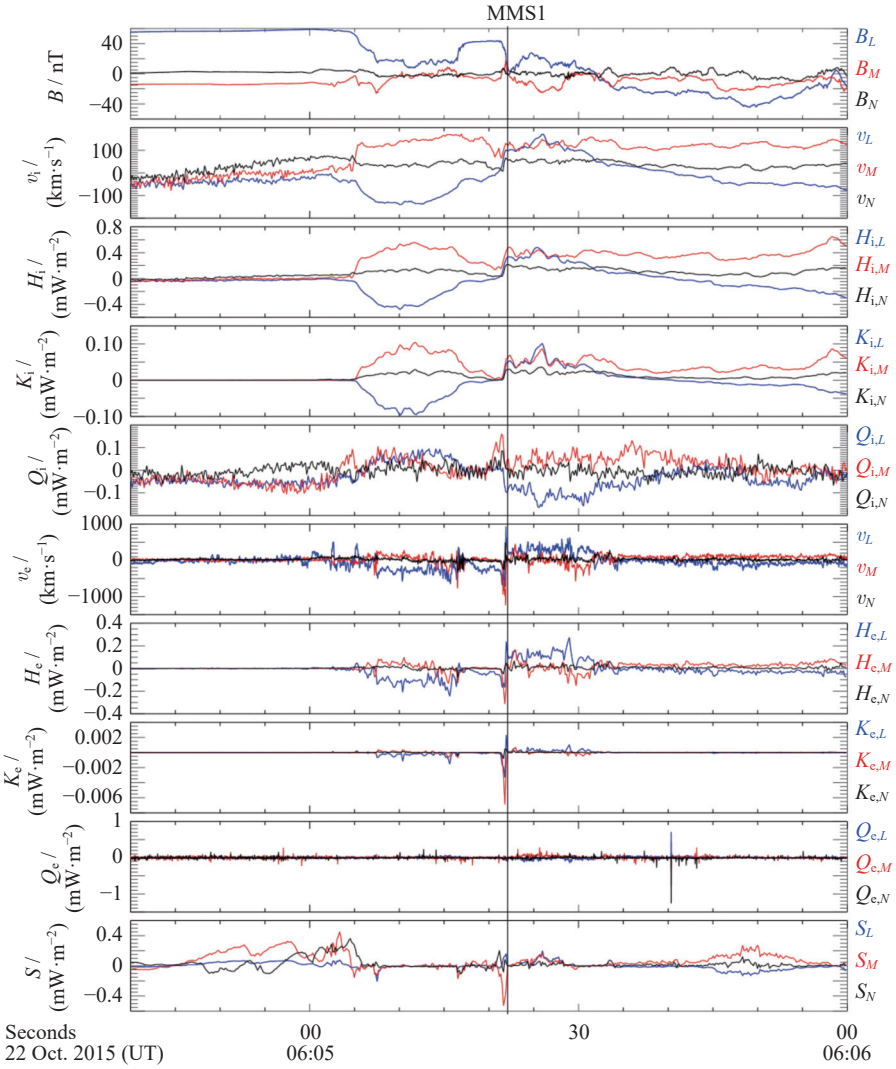


图 3 2015 年 10 月 22 日事件能量通量分配

Fig. 3 Energy flux distribution diagram on 22 October 2015

有能量通量求和, 有

$$E_{\rm tot} = H_{\rm i,tot} + K_{\rm i,tot} + Q_{\rm i,tot} + H_{\rm e,tot} + K_{\rm e,tot} + Q_{\rm e,tot} + S_{\rm tot}. \tag{6}$$

将所有能量通量的和 $E_{\rm tot}$ 与每一种总的能量通量作比值, 例如与总的离子焓通量作比值, 有

$$H_{\rm i,ratio} = \frac{H_{\rm i,tot}}{E_{\rm tot}}. \tag{7}$$

可以求得离子焓通量在总的能量通量中的占比 $H_{\rm i,ratio}$, 同理可以求得其余通量在总的能量通量中的占比情况。表 1 给出了统计结果, 图 4 用折线图表示了所有事件中能量通量的占比情况。通过图 4 能够直观地看到重联过程中粒子的能量通量的分配并不是固定不变的, 而在不同的事件中是不同的。在所统计的 10 个事件中, 离子焓通量占比最大的事件有 7 个, 在不同的事件中占比不一样, 且波动较大, 其中最高占比接近 70%; 坡印廷通量的波动也较大, 甚至在其中 2 个事件中占比最大; 还有 1 个事件的最大占比是离子热通量; 而电子焓通量、离子动能通量、电子热通量在每个事件中也有一定占比, 在大部分事件中占比都在 10% 以下, 电子动能通量很小, 几乎可以忽略。统计的结果与上述分析的事件结果基本一致。对于不同的事件中能量分配不同, 这可能与磁层磁鞘的参数(例如磁场强度、密度、导向场等因素)有关[29], 但是目前没有从中找到明显的规律。

磁场重联中能量通量在每个方向上的分配情况也是不同的。如图 5 所示, 计算了所选事件出流区时

表 1　10 个事件的每种能量通量的占比情况

Table 1　Proportion of each energy flux for 10 events

事件号	发生时间(UT)	$v_{\text{X-line}}$/(km·s^{-1})	H_{i}	K_{i}	Q_{i}	H_{e}	K_{e}	Q_{e}	S
1	2015-10-16 13:06:40−13:07:10	112	0.51	0.14	0.17	0.07	<0.01	0.05	0.07
2	2015-10-22 06:04:40−06:05:40	47	0.56	0.08	0.11	0.10	<0.01	0.04	0.11
3	2015-11-01 15:07:00−15:08:00	6	0.41	0.06	0.23	0.06	<0.01	0.05	0.20
4	2015-12-06 23:37:34−23:39:43	20	0.27	0.03	0.11	0.17	<0.01	0.21	0.20
5	2015-12-08 00:05:34−00:10:13	69	0.46	0.08	0.06	0.04	<0.01	0.02	0.35
6	2015-12-08 11:19:04−11:22:23	180	0.33	0.03	0.16	0.06	<0.01	0.04	0.38
7	2015-12-11 11:16:24−11:18:23	95	0.69	0.03	0.14	0.05	<0.01	0.03	0.06
8	2015-12-14 01:16:34−01:18:03	40	0.26	0.05	0.05	0.11	<0.01	0.16	0.37
9	2016-01-10 09:11:24−09:15:53	136	0.46	0.06	0.15	0.06	<0.01	0.06	0.22
10	2016-11-28 07:35:00−07:38:00	18	0.30	0.03	0.32	0.02	<0.01	0.03	0.30

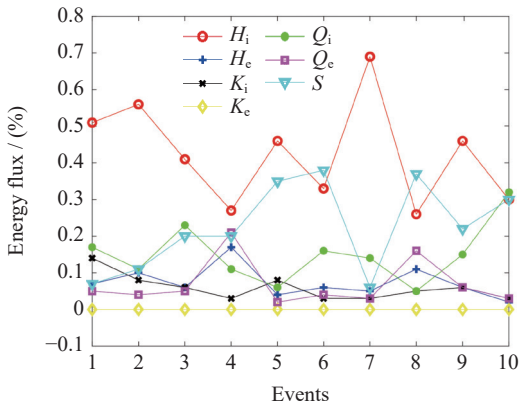


图 4　10 个事件中的每种能量通量的占比情况

Fig. 4　Proportions of each type of energy flux in the 10 events

间段内各个方向的能量通量平均值, 研究了每种能量通量在 LMN 三个方向的分配情况。从整体上看, 电子和离子的能量通量在 L 方向和 M 方向占比较大, N 方向占比很小。而坡印廷通量有 9 个事件是 M 方向占比最大, L 方向和 N 方向虽然也有一定占比, 但都小于 M 方向。在离子焓通量中, 有 6 个事件是 L 方向占比最大, 4 个事件 M 方向占比最大; 在离子动能通量中, 有 8 个事件是 L 方向占比最大, 2 个事件是 M 方向占比最大; 在离子热通量中, 有 7 个事件是 L 方向占比大于 M 方向; 在电子焓通量中, 有 8 个事件是 L 方向占比最大, 2 个事件是 M 方向占比最大; 在电子动能通量中, 有 6 个事件是 L 方向占比最大; 在电子热通量中, 有 5 个事件 L 方向和 M 方向占比一样, 3 个事件 L 方向占比最大, 2 个事件 M 方向占比最大。

2.2　能量通量随磁场和速度的分布

以往观测研究表明, 空间磁场重联扩散区以及出流区中存在多尺度的磁场及流场结构, 不仅有次级重联形成的 X 线, 还有多尺度的 O 线, 例如磁通量绳、磁岛、等离子体流驻点、流涡旋等[30,31]。这些结构在能量转化过程中扮演着十分重要的作用[32,33], 并且影响了当地等离子体的三维流速以及磁场。因此对单个事件进行能量通量分析时, 可能会因为其中的结构不同, 能量通量的分布也不同。所以为了得到重联中能量通量较为普遍性的分布, 对所有事件进行归一化处理, 将所有事件能量通量的分布集中到一起分析(见图 5)。重联中的参数和能量通量的归一化, 参考了 Brin[34] 和 Eastwood[13] 的归一化方法, 有

$$B_0 = \frac{2B_1B_2}{B_1+B_2}, \tag{8}$$

$$\rho_0 = \frac{B_1\rho_2+B_2\rho_1}{B_1+B_2}, \tag{9}$$

$$v_{\text{A}} = \sqrt{\frac{B_1B_2}{\mu_0\rho_0}}, \tag{10}$$

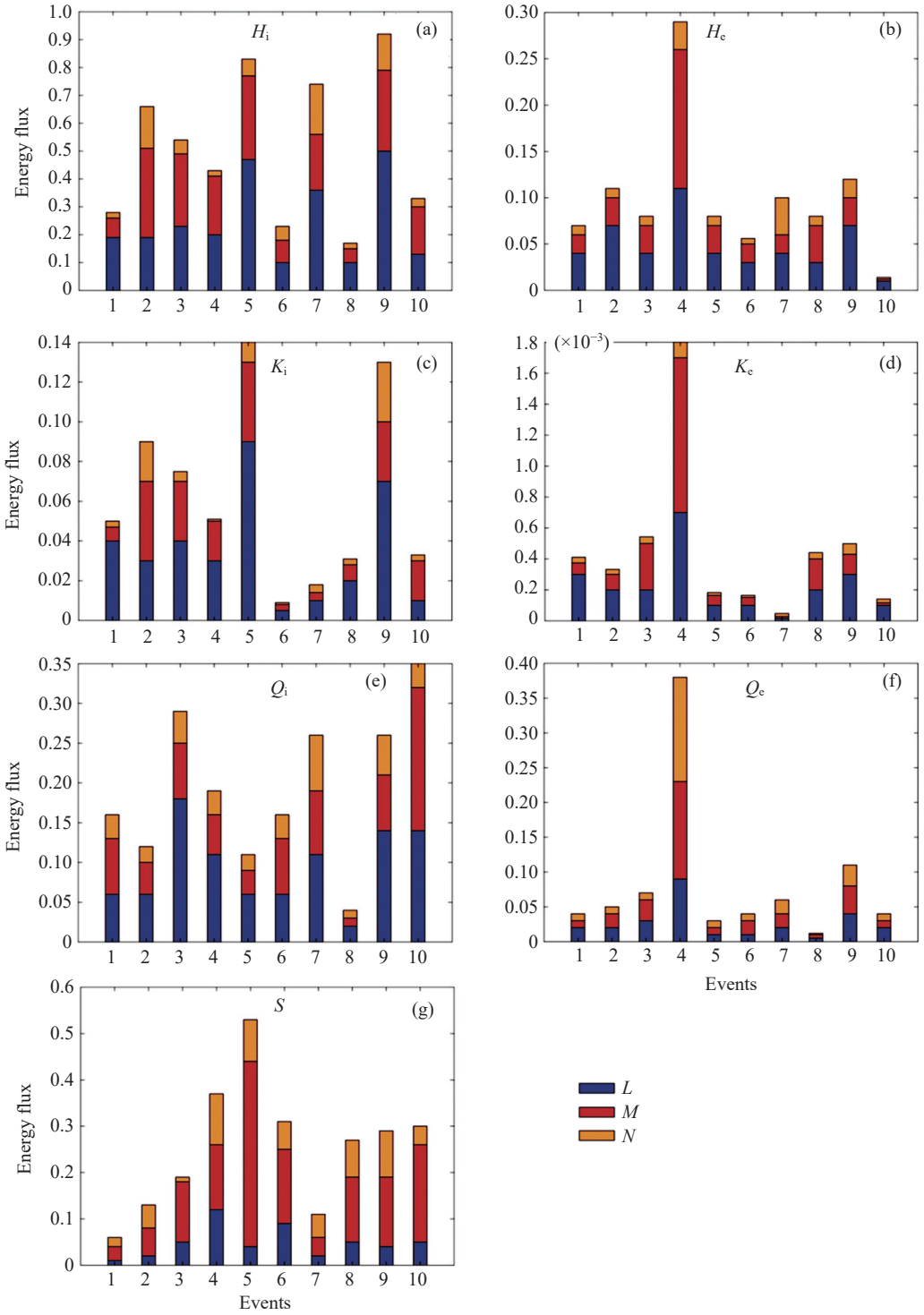


图 5 10 个事件中的每种能量通量 *LMN* 三个方向的分配情况

Fig. 5 Distributions of energy flux in the three directions of *LMN* in each of the 10 events

$$S = \frac{v_{\mathrm{A}} B_0^2}{\mu_0}. \tag{11}$$

式中, 下标 1 和 2 分别为磁鞘和磁层, 磁场归一化为磁层和磁鞘侧的混合磁场强度 B_0, 密度归一化到磁层和磁鞘侧的混合密度 ρ_0, 速度归一化为阿尔芬速度 v_{A}, 能量通量归一化到坡印廷通量 $S_\circ$

图 6 和图 7 给出了所选择的 10 个经过 EDR 的重联事件出流区的能量通量归一化后与 B_L 与 $v_{\mathrm{i},L}$ 的

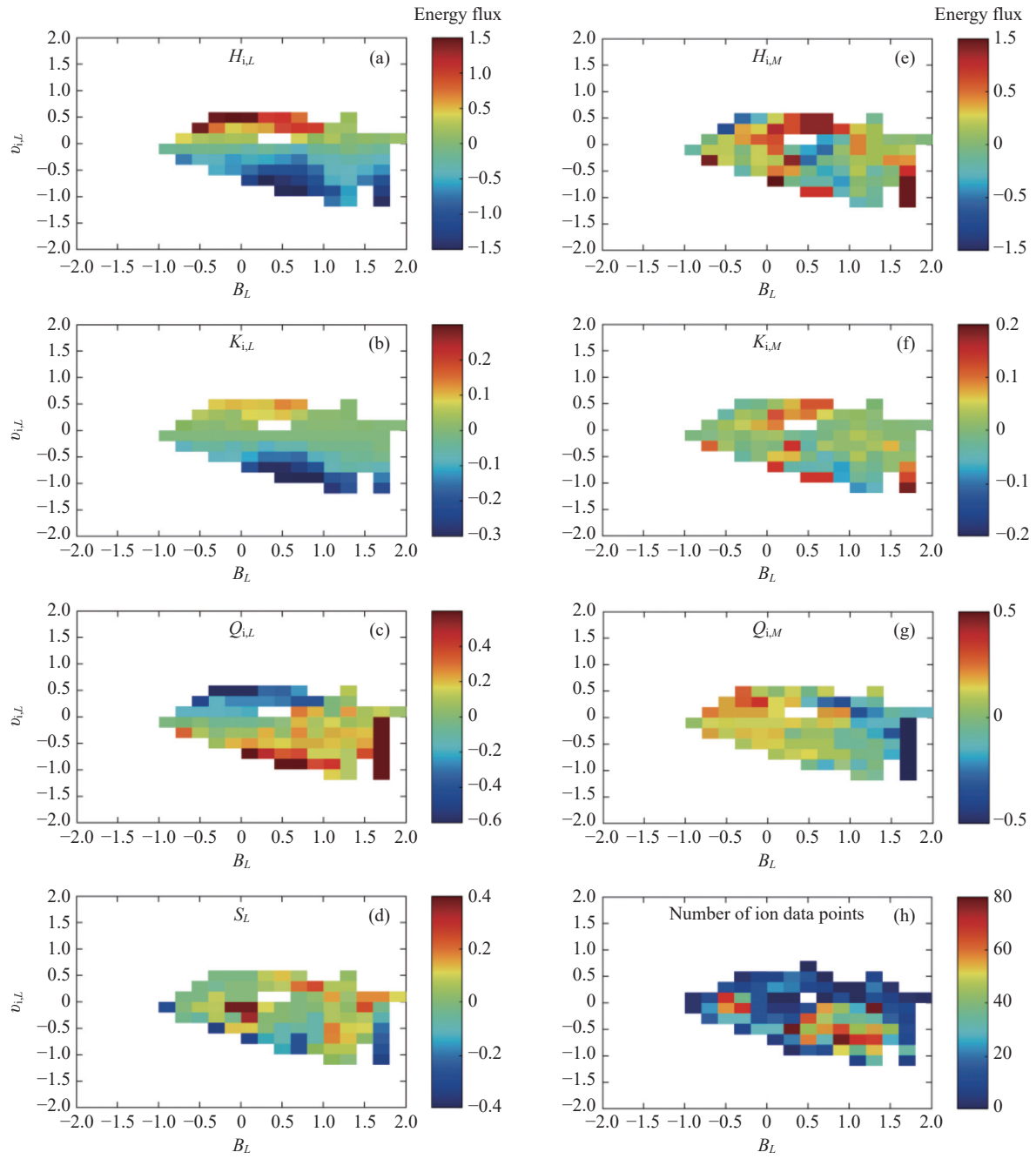


图 6　归一化的离子 L 方向和 M 方向能量通量与 B_L 和 $v_{i,L}$ 的关系以及每个格点的数据点数

Fig. 6　Normalized L and M directions ion energy flux densities in relation to B_L and $v_{i,L}$ and the number of data points in each cell

关系图以及每个格点的数据点数。图中 $v_{i,L}$ 越大，大致可以认为卫星在更加远离 X 线的出流区。同样，B_L 越大可以认为卫星位置更加远离磁层顶电流片。在能量通量与 L 方向的磁场和速度的关系图中，去除了因为格点只有一个数据点而影响整体分布的情况。在磁层顶的重联事件中，磁层侧的磁场强度大于磁鞘侧的磁场强度，磁场进行归一化以后，磁层侧的磁场强度可达到 $1.5B_0$ 以上，而磁鞘侧最高在 $1B_0$ 左右。从图 6(a)(b)中可以看出，L 方向的离子焓通量和动能通量在 $v_{i,L}$ 较大的两侧较大，这与焓通量和动能通量的表达式相符合。从大小上看，离子焓通量远大于动能通量。图 6(c)给出了 L 方向的离子热通量，

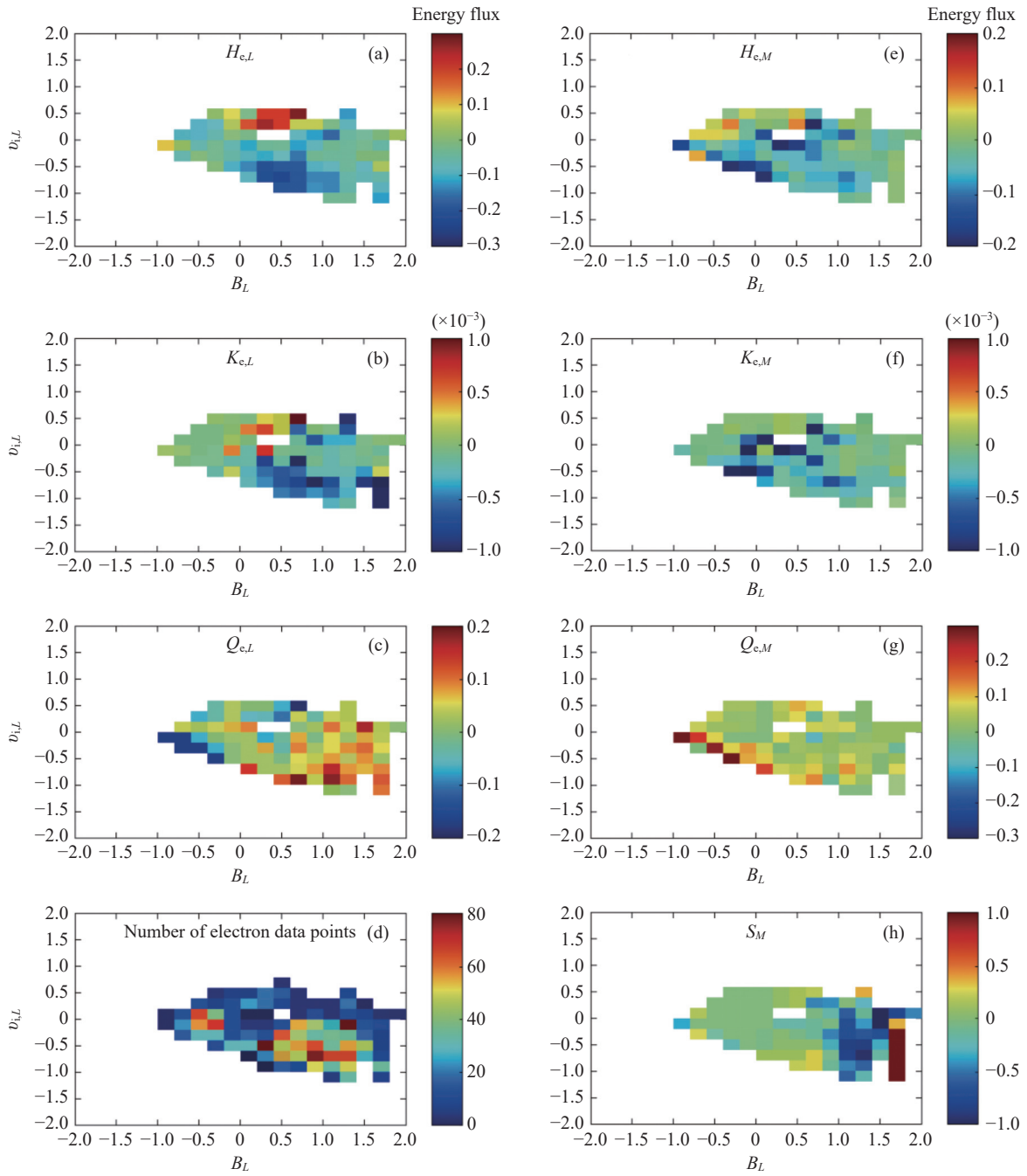


图 7　归一化的电子 L 方向和 M 方向的能量通量与 B_L 和 $v_{i,L}$ 的关系图以及每个格点的数据点数

Fig. 7　Normalized L and M directions electron energy flux densities in relation to B_L and $v_{i,L}$ and the number of data points in each cell

发现 L 方向的离子热通量与 L 方向的离子出流呈反相关关系，表现出离子出流为正，离子热通量为负；而离子出流为负，离子热通量为正的关系，但是其大小的绝对值是呈正相关的。L 方向的离子热通量其大小超过离子动能通量，但小于离子焓通量。这种现象主要出现在 EDR 附近的出流区，与 1.3 节的事件分析相同。根据图 6(g)可以看出，M 方向的离子热通量却没有表现出这种现象，其分布大部分为正。图 6(e)(f)展示了离子 M 方向的焓通量和动能通量，分布较为复杂，可能是由于离子的背景流造成的影响。图 7(a)(b)展示了电子 L 方向的焓通量和动能通量，可以看出电子焓通量和动能通量在 $v_{i,L}$ 较大的两

侧明显变大。但是较强的电子焓通量仅出现在磁场为 0～0.8B_0 之间。这可能是由于电子主要是在较小的电子扩散区内受到加速的效果[28]。电子焓通量比动能通量大两个数量级,因为电子质量很小,导致电子动能通量很小,几乎可以忽略。图 7(c)(g)分别表示 L 方向和 M 方向的电子热通量,从分布上看,大多数表现为正;从大小上看,电子热通量较小。由于电子的热通量存在较大的误差,结果可能不够准确,就不做过多分析了。图 7(e)(f)给出了 M 方向的电子焓通量和动能通量,其在–0.5B_0～1B_0 之间表现为较为明显的负值,这可能是因为电子在 EDR 附近受到重联电场的加速效果。重联电场方向为+M,电子受到加速往–M 方向运动,电子焓通量和动能通量受到电子速度方向的影响,所以为负。图 6(d)和图 7(d)分别展示了 L 和 M 方向的坡印廷通量。L 方向的坡印廷通量分布较为混乱复杂。根据 M 方向的坡印廷通量可以明显看出,在磁场较大的磁层区域存在很大的负值,这是因为在磁层侧存在较大的方向指向太阳(+N 方向)的霍尔电场,与磁层侧的磁场(+L 方向)相互作用,形成–M 方向的坡印廷通量。由于磁层顶重联的不对称性,磁鞘侧的霍尔电场很弱,所以在磁鞘侧并没有出现这样的现象。而对于图中磁层侧较小区域出现的异常的正值的情况,这是由于统计中的其中一个事件所造成的,具体原因可能还需要后续对该事件开展深入研究才能解释。

3 讨论与结论

通过对 MMS 卫星观测到的多个 EDR 穿越事件的能量通量分析研究,主要结论如下。

(1) 在所有的事件中,离子焓通量在总的能量通量中占主导地位,这与前人的结论相符,即在上游等离子体β值较大的情况下,离子焓通量会显著地大于离子动能通量。

(2) 在所有的事件中,离子热通量和坡印廷通量的贡献不可忽略,而这两项并没有被包含在之前的理论模型中。

(3) 在 EDR 附近,L 方向的离子热通量与离子 L 方向的速度具有反相关性。

(4) M 方向电子通量的动能通量和焓通量主要与电流方向相反,而 M 方向离子动能通量和焓通量主要与电流方向相同。

以往的理论模型中,离子焓通量与上游β值(特别是磁鞘区域)具有正相关性[29],也尝试研究了上游β值与离子焓通量之间的关系,然而发现两者之间不具备很明显的关系。离子热通量与速度之间的反相关性在之前的单事件分析和模拟中都有报道,多事件分析肯定了这是一种普遍性的现象,虽然其具体的原因和机制前人有所探讨,但仍然值得在将来的工作中进行更深入的分析和研究。在之前的模拟中,EDR 中磁场能量主要转换给电子,而在 IDR 中,能量主要转换给离子,而综合离子和电子通量在 B-v 参数空间中并没有发现明显的 EDR 和 IDR 区分,这可能的原因主要是:其一,事件较少,使得 B-v 参数空间分辨率不够,无法很好地解析出 EDR;其二,实际的磁层顶重联存在许多扰动,甚至演化成湍流态,并非简单的层状结构,薄电流片可能在整个 IDR 中都普遍存在,使得电子通量散布于整个参数空间。这个问题也值得在将来的工作中进一步研究。通过卫星轨迹和离子流的变化,得出相应的能量通量的分布,可能会存在偏差。因为在重联 X 线分界线两侧的入流区和出流区内,磁场结构可能非常相似,具有相同的 B_L 分量[27],导致对出流区的划分可能存在偏差。在未来的工作中,可以对重联事件和其中的重联结构进行更精细的分析,探究其对重联能量通量变化的影响。

参考文献

[1] VASYLIUNAS V M. Theoretical models of magnetic field line merging[J]. *Reviews of Geophysics*, 1975, **13**(1): 303-336

[2] YAMADA M. Progress in understanding magnetic reconnection in laboratory and space astrophysical plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, **14**(5): 058102

[3] PASCHMANN G, ØIEROSET M, PHAN T. In-situ observations of reconnection in space[J]. *Space Science Reviews*, 2013, **178**(2): 385-417

[4] FUSELIER S A, LEWIS W S. Properties of near-Earth magnetic reconnection from in-situ observations[J]. *Space Science Reviews*, 2011, **160**(1): 95-121

[5] WANG Shui, LU Quanming. Magnetic Reconnection[M]. Beijing: Science Press, 2019 (王水, 陆全明. 无碰撞磁场重联[M]. 北京: 科学出版社, 2019)

[6] CASSAK P A, SHAY M A. Scaling of asymmetric magnetic reconnection: General theory and collisional simulations[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, **14**(10): 102114

[7] CASSAK P A, SHAY M A. Scaling of asymmetric Hall

magnetic reconnection[J]. *Geophysical Research Letters*, 2008, **35**(19): L19102

[8] YI Y Y, ZHOU M, SONG L J, *et al*. On the energy conversion rate during collisionless magnetic reconnection[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2019, **883**(1): L22

[9] ZHONG Z H, DENG X H, ZHOU M, *et al*. Energy conversion and dissipation at dipolarization fronts: A statistical overview[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(22): 12693-12701

[10] HAGGERTY C C, SHAY M A, DRAKE J F, *et al*. The competition of electron and ion heating during magnetic reconnection[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, **42**(22): 9657-9665

[11] HOSHINO M. Energy partition between ion and electron of collisionless magnetic reconnection[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2018, **868**(2): L18

[12] BIRN J, HESSE M. Energy release and conversion by reconnection in the magnetotail[J]. *Annales Geophysicae*, 2005, **23**(10): 3365-3373

[13] EASTWOOD J P, PHAN T D, DRAKE J F, *et al*. Energy partition in magnetic reconnection in Earth's magnetotail[J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**(22): 225001

[14] PRIEST E, FORBES T. Magnetic Reconnection[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000

[15] AUNAI N, BELMONT G, SMETS R. Energy budgets in collisionless magnetic reconnection: Ion heating and bulk acceleration[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, **18**(12): 122901

[16] WANG S, CHEN L J, BESSHO N, *et al*. Energy conversion and partition in the asymmetric reconnection diffusion region[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2018, **123**(10): 8185-8205

[17] LU S, LU Q M, HUANG C, *et al*. The transfer between electron bulk kinetic energy and thermal energy in collisionless magnetic reconnection[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, **20**(6): 061203

[18] LU S, PRITCHETT P L, ANGELOPOULOS V, *et al*. Magnetic reconnection in Earth's magnetotail: Energy conversion and its earthward–tailward asymmetry[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, **25**(1): 012905

[19] EASTWOOD J P, GOLDMAN M V, PHAN T D, *et al*. Energy flux densities near the electron dissipation region in asymmetric magnetopause reconnection[J]. *Physical Review Letters*, 2020, **125**(26): 265102

[20] ZHOU M, ASHOUR-ABDALLA M, DENG X H, *et al*. Observation of three-dimensional magnetic reconnection in the terrestrial magnetotail[J]. *Journal of Geophysical Research:Space Physics*, 2017, **122**(9): 9513-9520

[21] ZHOU M, DENG X H, ZHONG Z H, *et al*. Observations of an electron diffusion region in symmetric reconnection with weak guide field[J]. *The Astrophysical Journal*, 2019, **870**(1): 34

[22] FUSELIER S A, VINES S K, BURCH J L, *et al*. Large-scale characteristics of reconnection diffusion regions and associated magnetopause crossings observed by MMS[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(5): 5466-5486

[23] WEBSTER J M, BURCH J L, REIFF P H, *et al*. Magnetospheric multiscale dayside reconnection electron diffusion region events[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2018, **123**(6): 4858-4878

[24] FU H S, VAIVADS A, KHOTYAINTSEV Y V, *et al*. How to find magnetic nulls and reconstruct field topology with MMS data?[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(5): 3758-3782

[25] FU H S, CAO J B, VAIVADS A, *et al*. Identifying magnetic reconnection events using the FOTE method[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(2): 1263-1272

[26] WANG Z, FU H S, VAIVADS A, *et al*. Monitoring the spatio-temporal evolution of a reconnection X-line in space[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2020, **899**(2): L34

[27] WANG Z, FU H S, LIU C M, *et al*. Electron distribution functions around a reconnection X-line resolved by the FOTE method[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(3): 1195-1204

[28] BURCH J L, TORBERT R B, PHAN T D, *et al*. Electron-scale measurements of magnetic reconnection in space[J]. *Science*, 2016, **352**(6290): eaaf2939

[29] PHAN T D, DRAKE J F, SHAY M A, *et al*. Ion bulk heating in magnetic reconnection exhausts at Earth's magnetopause: Dependence on the inflow Alfvén speed and magnetic shear angle[J]. *Geophysical Research Letters*, 2014, **41**(20): 7002-7010

[30] FU H S, CAO J B, CAO D, *et al*. Evidence of magnetic nulls in electron diffusion region[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(1): 48-54

[31] CHEN Z Z, FU H S, WANG Z, *et al*. First observation of magnetic flux rope inside electron diffusion region[J]. *Geophysical Research Letters*, 2021, **48**(7): e2020GL089722

[32] FU H S, VAIVADS A, KHOTYAINTSEV Y V, *et al*. Intermittent energy dissipation by turbulent reconnection[J]. *Geophysical Research Letters*, 2017, **44**(1): 37-43

[33] WANG Z, FU H S, CHEN X H, *et al*. The effect of current on magnetic null topology during turbulent reconnection[J]. *The Astrophysical Journal*, 2022, **927**(1): 119

[34] BIRN J, BOROVSKY J E, HESSE M, *et al*. Scaling of asymmetric reconnection in compressible plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(5): 052108