

摘要

本文用二维可压缩MHD方法研究了非均匀动压冲击期间和冲击停止后等离子体边界层的瞬时重联过程。(结果表明:当大尺度的均匀横向流从一侧冲击边界层时,磁力线不弯曲,也不发生磁场重联,只是边界层被推着向下游运动;当局部的非均匀动压,特别是横向剪切流冲击边界层时,被冲击的同向磁场区磁力线逐渐弯曲,在弯曲的反磁场区,出现磁岛,然后在电流片区发生磁场重联,且逐渐形成准稳态的“反K型”重联结构;当横向剪切流冲击停止后,边界层区变为非常不稳定的系统,产生多种流体涡旋和流型,并相应地产生多种类型的磁场重联结构,直到涡旋消失变为湍动状态时,磁场拓扑才逐渐恢复到未扰动状态。我们提出,外力作用的突然停止,可能是驱动重联的一种新机制。)本文对这种重联过程在磁层物理中可能的应用进行了讨论。本研究项目提出的横向剪切流冲击重联是一种较新的机制,其首先在于与实际的空间等离子体环境相符合,具有瞬时性、局域性、单方向性。(其会产生新的重联位形,引发多种不稳定性 and 多种流动形态,改变局部的场和等离子体结构。对于不同的冲击停止时间,涡旋和重联结构出现的时间也不同。)根据定点数据观测,发现在横向剪切流冲击电流片时,产生磁流体力学波,对应于磁层物理中的地磁脉动。根据模拟卫星在空间环境中的穿越,同一时间的数据观测,发现在横向剪切流冲击电流片时,“反K型”重联结构中,法向磁场结构是多极性的,这是一个更与空间观测数据相近的研究结论。本文的研究结果将用于研究磁层顶结构变化、磁尾结构变化、亚暴等磁层物理过程的研究,对磁层空间环境预报,模式的建立非常有用。

关键词: 剪切流 瞬时磁场重联 磁层物理

TRANSIENT RECONNECTION CAUSED BY IMPACT AND
SUDDEN STOP OF TRANSVERSE SHEAR FLOW AND ITS
APPLICATION IN MAGNETOSPHERE

Tao Chen (Space Physics)

Directed by Academician Zhenxing Liu

(Center for space science and Applied Research, Academia Sinica,
Beijing 100080, China)

Abstract

It is supposed that local and transient reconnection in the plasma boundary layer can be caused by the impact and sudden stop of the non-homogeneous dynamic pressure. The two-dimensional compressible MHD simulation code is used to investigate the reconnection processes in the two cases. It is found that the state of transverse flow and its lasting period play an important role in reconnection processes. When the transverse flow is homogeneous, it does not causes reconnection, the magnetic field lines are only pushed downstream. When the transverse flow is sheared one, magnetic field lines are to be forced bent and reconnection might occur in formerly identical magnetic field directed region during the impacting period, and a new "reverse K " pattern reconnection configuration is formed in the current sheet region; after the external shear flow stops suddenly, the plasma boundary layer system becomes very unstable, many kind of fluid vertex flow patten, and

reconnection configuration are generated in the current sheet region, until vortices disappear and become complete turbulent, the system can renew to the state before impacted by external shear flow. We suppose that the sudden stop of an external flow action may be an important triggering mechanism of energy conversion and magnetic reconnection. According to the simulation results. An alternative transient reconnection model has been proposed, it is can be called “ Transverse Shear Flow Driven Reconnection “ model. It is more close to realistic magnetospheric environment, has the property of transience, single direction and localization. It causes the generation of many kind of instability and flow patterns, change the structure of local field and plasma. Reconnection configurations are very different for different impacting time. The application of the reconnection to magnetosphere have been discussed in this paper. Compared with space observation, multiple bipolar structure of normal magnetic field signature and wave excitation in the numerical simulation are coincident with the transient events on magnetopause and geomagnetic pulsation. The conclusion will be used to study magnetospheric phenomena such as the variation of magnetopause structure, magnetotail structure and substorm. It is very useful for magnetospheric modeling and prediction of environment change.

Key word: Shear Flow, Transient Reconnection, Magnetospheric Physics

引言

磁场重联是空间物理和空间等离子体中普遍存在着的基本物理现象之一，对磁场拓扑的突变，能量的转化和释放，粒子的加热和加速起着关键的作用。磁场重联大致可分为稳态重联和瞬时磁场重联。早期提出的重联模型，是属于稳态重联模型。这些模型的作者认为，当均匀横向流从两边挤压电流片时，可在电流片区引起磁场重联。自1978年发现通量传输事件(FTE)以来，人们开始重视瞬时重联过程的研究，先后提出了几个瞬时重联模型，如Lee和Fu提出的多X线重联(MXR)模型，刘振兴等提出的涡旋诱发重联

(VIR)模型及Scholer和Southwood提出的爆发单X线重联

(BSXR)模型。MXR是由电流片两边均匀横向流驱动的撕裂模不稳定性产生的，VIR是由场向剪切流产生的流体涡旋诱发的，BSXR是在局部区域反常电阻突然增加引起的。在实际的空间等离子体条件下，等离子体边界层区并不一定是两边同时受到均匀横向的挤压，往往是边界层一边受到非均匀动压的冲击，特别是过去只注意到外力作用下的重联过程，而忽略了外力作用停止后边界层区的能量转化和瞬时重联过程。本文用二维可压缩MHD数值模拟方法，考察了非均匀动压冲击期间及冲击停止后等离子体边界层区的瞬时重联过程。模拟结果表明，单向剪切流冲击和突然停止，可能是触发等离子体边界层区的瞬时重联的一种重要机制。

正如我们已经获悉的那样，发生在磁层顶的重联证据是不容置疑的。但问题是，重联发生在那里？是以什么时空尺度来发生的？重联能够解释所被观测到的磁层顶边界层的所有性质，流场，电流和低层高度粒子沉降的类型吗？对这些问题肯定的回答还没有，尽管它们仍然是积极研究的题目。三个主要因素被认为是影响重联的起始和重联率：磁场的相对指向，或剪切度；磁鞘的流速，磁鞘等离子体 β (Quest和Coroniti, 1981)。磁场重联在磁鞘磁场和磁层磁场反平行容易发生。当然，磁层顶发生重联的地方决定于IMF的方向

(和在某种小程度上，决定于地球偶极轴的倾斜度)。Crooker

(1979)把这些区域绘了出来，并且根据反平行合并理论认为在这些位置重联最易发生。但是，重联也更可能发生在磁鞘流缓慢流过磁层顶的地方，因为其有充分地时间使不稳定性增长起来。磁鞘流在磁层鼻部接近于滞止点处最慢。磁鞘流离开此点后就加速了，在到达两翼时，变成了超阿尔芬速。这似乎有助于磁层鼻部的重联。最后，磁层顶的低 β 也可能有助于重联。再次，在滞止点，最低的等离子体压力被发现，在这里通过在慢流区的几乎停住的场向等离子体流，通量管部分倾向于真空。这就产生了称为等离子体倒空层的

区域,其位于磁层顶前的紧外面。磁力线在此处堆栈。在这里,等离子体压力降低,磁压强加大(因而维持均匀的总压)所以, β 值就降低了。因此,结果是倾向于促进鼻部的重联。因而,三个当中的两个因素有助于重联在靠近磁层顶鼻部的地方产生,第三个因素有助于在两个地方的重联,它们的位置对应于IMF的方向在磁层顶移动。

也就是说磁层顶重联是极有可能发生的,至少在IMF南向时,在靠近流场滞止点的磁层顶鼻部发生的频率最高。重联率在分钟的量级内发生变化。这对于稳态重联要达到的压力平衡过程来讲已足够长了。重联过程中的时间变化是本征的还是由于磁鞘条件不断变化的原因是着重解决的挑战性问题。

本文的主要研究内容是利用二维MHD数值模拟来研究此横向剪切流冲击和停止后重联过程的起始,发展和结束。这将获得对横向剪切流冲击重联过程的全面了解。把其应用于磁层顶和磁尾结构变化中将获得对FTE事件,亚暴等过程的新认识。与观测资料相比较,将预测可能出现与本重联过程有关空间离子体边界层结构的变化。

本文除引言外共分为七章,第一章是磁层顶结构和磁场重联,简述了从太阳到地球磁层的物质成份和物理分层,也介绍了磁场重联的概念和定义以及经典和瞬时的磁场重联模型。第二章是横向剪切流冲击时磁场重联过程和等离子体结构,详细论述了这种磁场重联的过程和定义,模拟区中场和等离子体参量随时间的演化。第三章是横向剪切流停止后磁场重联过程和等离子体结构,详细论述了这种磁场重联的过程和模拟区中场和等离子体参量随时间的演化。第四章是小时间尺度横向剪切流停止后磁场重联过程的形成和等离子体结构,详细论述了这种磁场重联的过程和并比较了不同剪切强度的条件下模拟区中产生磁场重联的时间。第五章是横向剪切流冲击磁场重联过程时空结构分析,展示并论述了这种磁场重联的过程定点时间观测和定时空间观测,模拟区中场和等离子体参量随不同模拟卫星穿越线的空间分布得到了详细的说明。第六章是横向剪切流冲击磁场重联模型在磁层顶边界层中可能应用的分析。第七章是总结与讨论。

目录

摘要	i
引言	ix
第一章 磁层顶结构和磁场重联	1
§ 1.1 日地空间	1
§ 1.2 磁层顶结构	8
§ 1.3 磁场重联	13
第二章 横向剪切流冲击时磁场重联和等离子体结构	23
§ 2.1 磁流体力学方法和MHD模拟	23
§ 2.2 MHD数值模型	24
§ 2.3 数值模拟结果	25
§ 2.3.1 均匀横向流情况	25
§ 2.3.2 横向剪切流冲击引起的磁场重联	42
第三章 横向剪切流停止后磁场重联和等离子体结构	52
第四章 小时间尺度横向剪切流停止后磁场重联的形成	65
§ 4.1 前言	65
§ 4.2 低剪切情况	65
§ 4.3 中剪切情况	66
§ 4.4 高剪切情况	66
§ 4.5 小结	67
第五章 时空结构分析	77
§ 5.1 时间序列分析	77
§ 5.2 空间结构分析	77
§ 5.3 小结	79
第六章 横向剪切流冲击重联在磁层顶边界层中所起的作用	102
§ 6.1 磁层顶边界层磁场重联过程	102
§ 6.2 横向剪切流冲击重联的观测证据	103
§ 6.3 小结	107
第七章 结论和讨论	113
§ 7.1 结论	113
§ 7.2 讨论	114
§ 7.3 进一步深入研究的设想	115
参考文献	117
致谢	127
博士研究生期间完成的研究论文	128

第一章 磁层顶结构和磁场重联

1.1 日地空间

在我们了解日地空间以前,我们先了解太阳和地球在整个宇宙中所处的位置。我们现在观测到的星系群的平均密度,大致是每200光年(每光年约 10^{12} 公里)的距离内只有一个星系,由于区域的不同,星系中也有100个以上的星云密集而成的星云集团,在那样的区域中,星云和星云也能发生类似于碰撞的情况,一般认为,以强射电源而闻名的天鹅座A和半天马座A就是被发现的两个碰撞着的星系的形态。近来,接连观测到比普通星系亮100倍的恒星状星系,即所谓类星体,它们虽然是位于10亿光年远的天体,但是从发射的所谓的 10^{45} 尔格/秒的爆发能量分析,把任何一个类星体都可当做强射电源看待。

太阳系空间的外侧是浩茫,宽广而巨大的银河系空间。据估计,银河系的直径为10万光年,有1000亿颗恒星充塞于银河系内。太阳只不过是位于银河系稍靠边缘的一颗平凡的恒星而已。河外星系中象银河系同量级的星系是数不清的这一点,说明了宇宙的无限性,因此,我们只能观测到有限距离,大约是100亿光年的星系。在银河系内,太阳系位于距银心大约30000光年(3×10^{17} 公里)的区域。在我们太阳系附近,有称为英仙座,猎户座和人马座的旋臂。太阳可能是属于猎户臂或者人马支臂内的恒星。在旋涡星系盘内,聚集着浓密的星际气体和宇宙尘,它们在成长,形成壮大的旋涡结构,其中有新的恒星在不断地诞生,演化和消亡过程。

银河系的直径为10万光年,受太阳支配的空间不到它的十亿分之一,太阳系内的主要天体由9颗行星所组成,地球属于包括水星、金星、火星在内的类地型内行星,它们是离太阳最近的集团。与此相反,木星、土星、天王星、海王等巨行星却远得多,利用以地球和太阳的平均距离作为基准的天文单位距离($1\text{AU} = 1.495 \times 10^8$ 公里)量度,它们分别位于5—30AU的轨道上。到行星系空间边界冥王星为止的距离,实际上约有40AU。因此,太阳系的范围是直径为120亿公里的宽阔空间。从前人们相信,太阳系空间除了有围绕着太阳运行的行星,小行星,慧星以及偶尔飞来的流星以外,是毫无它物的真空世界。然而,现在已经知道,这个空间充满了稀薄的高温气体,其中以刮着速度大于300公里/秒的太阳风和高能宇宙线粒子群,是既有磁场又有电磁波的令人眼花和丰富多彩的空间。位于其中的灿烂辉煌的恒星就是太阳。来自太阳辐射的巨大能量是发生于太阳系空间和行星大气内的各种现象的能源。

太阳系里各行星之间区域称为行星际空间。其区别于行星星体本身。离太阳较近质量较小的是水星，金星和地球以及火星。离太阳较远质量较大的是木星、土星、天王星和海王星称为类木型外行星（或巨行星）。还有许多称之为小行星的半径不到400公里的小天体。据发现，其数目已超过上万颗。此外，行星际空间还存在着慧星和流星以及宇宙尘等。由于受太阳引力的支配，因此认为，附属于行星的各个卫星都可以作为太阳系的天体。水星的自转周期约为59天，其公转周期为88又2/3天，估计在水星上几乎不存在大气。金星被封闭在浓厚的云层中，在低于100公里的大气层中存在着CO₂的浓密云层。从金星表面二次辐射发出的红外辐射，由于大气上部的云层，难以向大气层上逃逸，即所谓温室效应。金星上没有磁场。火星的大气稀薄，其压强只有地球大气压的5/1000量级。火星受太阳照射的半球也是酷寒的，气温是210°K。火星上有类似薄冰浅霜那样的薄膜覆盖着的极冠区与偏红色的沙漠和很多环形山以及暗绿色的地带等。火星可能有电离层，（电子密度 10^5 /厘米³）。然而，火星即使存在着固有磁场也是非常之弱的，不存在那种与地球辐射带相当的辐射带。木星是太阳系最大的行星，有16颗卫星，质量比地球大300多倍。然而，平均密度仅仅是1.34克/厘米³，比地球密度小的多，与太阳的密度相近。这是巨行星的共同特征。木星大气的化学组成与地球不同，含有甲烷和氨，从这种情况可以想象，木星上存在着大量的气体氢。利用红外和射电手段测定的木星大气温度约为130°K。然而，在小于1000兆赫的波段，却发现了用通常的热辐射理论不能解释木星的强射电辐射。它也许是从木星磁场内获的高速电子群发出来的磁阻尼辐射，这个事实可以作为木星具有强磁场从而存在象地球那样的高能粒子辐射带的证据。土星具有美丽的光环。是由微粒组成，可认为是环绕木星光环赤道的无数微小卫星的集团。然而，这个直径为275600公里的巨大的土星光环的厚度却不到16公里，这个事实令人惊异。认为是由卫星抗拒潮汐力而崩得粉碎，成为残骸的固体微粒群，形成了象我们现在观测到的稳定的环状分布。天王星是太阳系第7颗行星，与太阳的距离约为20AU。后来又分别发现了海王星及与海王星的卫星一样大的冥王星。在宇宙空间，特别是行星际空间，浮游着大量的固体微粒。较大的是小行星和流星及慧星等。已知的小微粒有流星尘和宇宙尘。其量级从10毫米到0.1微米。最大的小行星的半径为385公里，小行星的半径多为10—50公里。其中，也有偶尔降落到地球上的就是陨星，较小的毫米量级的流星，在距离地面80—100公里的高空发光而消失。比它更小的宇宙尘可以用射电观测（甚高频散射波、雷达）等探测。它们缓慢地降落到地球上，成为大气中水汽凝结核或者沉淀于海底以及

其它地方。被称为宇宙尘和玻璃陨石（或者铁毛矾石）的固体微粒，它们的大小是10-100微米量级。慧星对于太阳有很大的偏心率，只有运行到太阳附近才能被发现。明亮慧星有慧头中的慧核和包围着它的发光的光冠，并且具有从那里发出来很长的慧尾。已经知道，慧尾是由 CO_1 、 N_2^+ 、 CO_2^+ 、 CH^+ 等被电离的分子等和流星尘以及中性分子组成的。流星的轨道与慧星相似。被认为是慧星的残渣，它们侵入地球的速度局限于10-70公里/秒。行星际空间浮游着无数的固体微粒（宇宙尘），冬天和春天的西方地平线中央会出现金字塔型的光芒，酷似银河，称为黄道光。反之，在南方夜空恰巧与黄道上太阳位置相对的位置上，呈现暗弱，模糊而延伸的辉光，称为对日照。由于微粒和尘埃反射太阳光以及象日光那样，再由于自由电子的散射。因而黄道光的空间分布成为了解行星空间粒子和电子密度的重要手段。

在行星际空间还布满了稀薄的主要由氢原子核（质子）和电子，还有5%左右的氦及极少量的重原子组成的气体。由于高温，所有原子都处于被电离的状态，地球大气的主要构成是氮，氧或者 CO_2 、 CH_4 、 NH_3 。太阳系外的星际空间气体的主要成份也是气体氢，按温度区分为中性气体氢区（HII区）（ $\sim 100^\circ\text{K}$ ）和完全电离的电离氢区（HIII区）（ $> 1000^\circ\text{K}$ ）。行星际空间的等离子体来源，主要是日冕抛出的太阳风。典型的流速为300—800公里/秒，密度为 $1-10/\text{cm}^3$ 。平均温度为 10^5°K 。行星际磁场主要由源于太阳并被太阳风拖拉出来的弱磁场所构成，形如螺旋状，按磁场方向分为四个扇区。

高速带电粒子，被称为宇宙线，太阳宇宙线是从耀斑发出的高速电子，质子和氢，能量分别是质子 10^6-10^9 电子伏，通量为 $10^2/\text{厘米}^2\text{秒}$ 。银河宇宙线是能量大于 10^8 电子伏的粒子，通过对宇宙线的测定，我们可以反过来推算空间磁场形状和空间信息。一般认为，银河宇宙的起源是超新星爆发和河外活动星系，其中包括 10^{20} 电子伏超高能粒子。

太阳

太阳是从紫外区到x射线区的强辐射源，当耀斑出现时，能够发出波长更短的x射线。太阳是位于太阳系中心的恒星，它支配着包括地球在内的行星系统的运动。通过大量的光和热的能量辐射，转换为行星及行星际空间和自然现象的能量。太阳是一颗表面温度约为 6000°K 的气体球。从中心到 6×10^5 公里处为中心核，其外侧有传递内部能量的热对流层次，称为对流层。从表面到深度为500公里左右的薄层为光球。光球底部的温度约为 10^5°K ，最外部的温降到 4500°K 左右。在光球内部，有1000公里量级的微粒气团在进行着激烈的起

伏运动。这种被称为米粒组织的物体，可能是从对流层上升到光球的热气团。在光球表面时而出现，时而消失。作为月面现象出现在腾着的光球表面上的黑子是明显的太阳活动区。黑子是具有强磁场的低于光球温度的旋涡。在日面，可以观测到光斑和耀斑等伴随黑子的现象，有关太阳的各种常数列表如下：

表1 有关太阳的各类常数

日地平均距离	1.49×10 ⁸ km	
地球近日点 (1月3日)	1.47×10 ⁸ km	
地球远日点 (6月5日)	1.52×10 ⁸ km	
平均视半径	15'59.63"	
自转轴 (北极) 赤经	18小时44分钟区域	
赤纬	+64°	
自转周期	25-27日	
恒星周期	25 38日	
自转轴与赤道的倾角	7.25°	
太阳奔赴点的方向赤经	18小时44分钟区域	
赤纬	+29°	
太阳朝向赤赴点的速度	19.7公里/每秒	
太阳半径	6.96×10 ⁵ km	
太阳的质量	1.99×10 ³⁰ 千克	
平均密度	1.41×千克/厘米 ³	
太阳的内部成份	质量比	粒子数比
氢	X=0.47	0.80
氦	Y=0.41	0.19
重元素	Z=0.12	0.01
平均分子量	μ=0.76	
太阳中心压强	4.0×10 ¹⁷ 达因/厘米 ²	
密度	100克/厘米 ³	
温度	24×10 ⁷ °K	
太阳表面的重力	2.74×10 ⁴ 厘米/秒	
温度	6000°K	
太阳的光度	2×10 ³³ 尔格/秒	
光谱型	G-2V	
太阳常数	1.95卡/分钟厘米 ²	
	1.35×10 ⁶ 尔格/厘米 ² 秒	

日面各纬度的自转速度有差别，但大数都在27天左右。地球外层大气中的各种现象显示出来27天的回归性是太阳自转的影响。从光球向外侧延伸的稀薄气体称为太阳大气。从光球表面到两千公里

处为色球层，它的顶部与日冕区连接。色球层主要是由温度较低的4500-7500°K的中性氢气体形成的层次，在色球层内成群地产生着无数柱状的被叫作针状物的高温等离子体的小日珥，它朝向日冕区，也能抛射到5000-10000公里处。这个边界层处于激烈的湍动状态，在那里出现的针状物以5-10分钟短促寿命在生成和消灭着。银白色的亮日冕。主要是来自太阳光球的光辐射，可以用通过日冕内的电子被散射而发光来解释，高达 10^6 °K以上的高温等离子体的延伸距离，可能大于10个太阳半径。其电子密度随高度而急剧减少，由于日冕的热传导率非常大，即使在地球附近也下降得不厉害。太阳表面抛出的炽热气流沿着黑子磁场激烈运动的。这些气流的速度是10公里/秒量级，随着日珥的上升运动在加速，日珥的一大部分可以沿着磁力线返回太阳表面。另一部分则以更高速度通过日冕向行星际空间流去。太阳耀斑时，谱斑中的一小部急剧增辉，出现爆发性亮光伴随着闪耀，x射线和射电爆发等现象。在耀斑出现的同时，地球电离层下部的电子密度急剧增大。与耀斑同时出现的现象还有高速离子体群。当耀斑大规模出现时，把具有接近光速能量的电子和氢以及氦的原子核发射出去，称其为太阳宇宙线，这种高能粒子侵入地球后，或者发现宇宙线异常增加，或者引起极区电离增加以及引起无线电（短波波段）的通讯中断（极盖电离层吸收）现象。此外，还发射出速度1000公里/秒左右的等离子体云，它经过1-2天就能到达地球，因而成为以磁暴为首的外层大气中各种骚扰现象的原因。一般认为，太阳耀斑的总能量甚至可以达到 10^{32} 尔格以上。如此大的能量是怎样储存。又是怎样急剧释放出去的呢？这是一个可能与磁场重联非常相关的问题。

地球

地球是一颗具有强磁场的特殊天体。内部有半径为3500公里的地核，主要成份是铁和镍由于高温，地核呈液态，地幔主要由橄榄石所构成，地磁的成因与地球内部具有高电导率的液态核有重大的关系。地球表面存在着以硅酸盐为主要成份的，由玄武岩和花岗岩形成的大约35公里厚的地壳，它的上部覆盖着占总面积的3/4的水圈，有延伸到1000公里高度的大气层，地球磁场延伸到几十万公里的遥远空间，可以捕获电离气体微粒。作为碳和氮，氧或硫等有机体，在复杂的自然环境条件下，他们逐渐发展并且组成了目前的生物界。有关各种地球的常数和成份列表如下

表2 关于地球的各类常数

平均轨道速度	29.76公里/秒
黄赤交角	23.44°
赤道半径	6378.39公里/秒
极半径	6356.91公里
平均半径	7371.22公里
地球质量	5.98×10^{24} 公斤
平均密度	5.525克/厘米 ³
重力加速度（赤道）	978.05厘米/秒 ²
标准大气压	1013毫巴
温度	290°K
地球磁场（赤道）	0.31高斯
化学组成	
大气层	N ₂ (78.08%) , O ₂ (20.95%), H ₂ O(2%), CO ₂ (0.03%)
水圈	H ₂ O, NaCl
地壳	SiO ₂ , Al ₂ O ₃ , CaO
地幔	(Mg, Fe) SiO ₄
地核	Fe-Ni

月球

月球离地球38万公里。即离地心距离为60个地球半径。其轨道（白道）与黄道的交角很小，月龄的变化周期是29.5天，由于自转周期与相对于地球的公转周期相同，只能经常地以其既定的半球向着地球。月球的引力还不到地球表面重力的 3.4×10^{-6} 倍，但它却是海和大气潮汐的现象之源，比太阳的起潮力大2.2倍。月球大气低于 10^{-10} 大气压，因而它的表面经受着很强的太阳辐射和高能宇宙粒子的冲击。月面大概是由碱性而且含有大量气体成分的原始岩浆和想象为安静而称之为海的平原以及常见于各处的直径小于1米的坑凹的环形孔与最大直至200公里大小的无数的环形山组成，其起源可能是由于月面上发生的来自内部的火山活动以及来自宇宙空间的陨星坠落等原因而形成的。月球的平均密度相当于地球的2/3比石陨星的密度稍小。因而可以认为月球没有象地球那样的密度大的核心。而其整体可能是由内成份大致相同的岩石所组成。如果根据形成现在已知的石陨星成份中重元素很少的考虑，月球就不是从地球中分离出去的天体，而有其它生成途径，也许它本来就是一个独立的天体，后来由于偶然的原因才随着地球一起运动。月球与其它行星的卫星相比，与其母行星质量比级差大。因此，它与陨星一起与太阳系演化理论的关系就非常紧密了。表3列出了月球的各类常数。

表3 有关月球的常数

平均距离	3.88×10^5 公里
恒星月（自转）	27.3216日
朔望月	29.5306日
白道与黄道的交角	$5^{\circ}8'43''$
白道与月球赤道的交角	$1^{\circ}32'40''$
相对于恒星的公转速度	$13.18^{\circ}/\text{天}$
赤道半径	1738公里
视半径	$15'32.58''$
质量	7.34×10^{22} 千克
密度	$3.34 \text{克}/\text{厘米}^3$
表面重力	162厘米/秒
表面湿度	383°K

地球附近的空间分层按物理效应的区分，划分为大气层，电离层和磁层，地球大气的结构，由于太阳辐射以及受光能吸收形式的支配而分为几个层次。从地面到12公里左右是对流层，其中，辐射和对流处于平衡态，水和二氧化碳的含量随高度而递减，气温的直减率为 $6.5/\text{公里}$ ，因而对流层顶的气温降到2000，平流层在对流层之上直至大约50公里的地方，再往上，就称之为臭氧层。其中 O^3 主要吸收太阳紫外辐射中的200埃—3000埃波段。从太阳来的可见光的通量为 1.36×10^6 尔格/厘米/秒，入射光35%被大气和云层反射掉，红外波段的光能由于大气中的水和二氧化碳等，有15%被吸收掉。中性气体的密度与分布是压力高度引起的气压梯度与引力的平衡，因而，在等温大气模式下，密度按指数函数而减少。

电离层

由太阳紫外辐射形成的电离层，是反射电磁波的层次，按照层形成的高度，分为D层（90公里），E层100—150公里， F_1 层150—200公里以及 F_2 层200公里以上，它们的平均电子密度的观测值在 $10^5/\text{厘米}^3$ （E层）到 $10^6/\text{厘米}^3$ （ F_2 层）之间，电离层除了具有作为电磁波的反射和吸收区域的重要作用外，还是使地磁产生变化的强电流的发生层，并且是著名的极光和夜天光的发光层。在距离地面100—120公里的高度，电导率最大。此高度宽约100公里的范围，恰好有2000安培的电流在流动。此外，在磁赤道和极光地带（纬度 60° — 70° ），有大于 10^5 安培的强电急流。在地磁暴等出现时，极光地带的电急流变得非常之大，从发生的极光和电离层异常来考虑，有高速带电粒子群从磁层入侵，一般认为，强电场的出现是从磁层外部因素构成的。

磁层

从电离层起到地球的外在气圈, 延伸到大约10万公里的范围。地球外大气圈的大气是由极其稀薄的电离气体所构成。由于所具有的偶极型强地球磁场没以极其稀薄的电离气体内, 因此, 把这个区域称为磁层。磁层气体的主要成份是由质子和电子以及少量的氦和中性, 氢粒子所构成。在那里几乎不发生气体粒子相互之间的碰撞现象。另外的特征是地球磁场的压力比气体压强大得多。在这种情况下, 在那里存在着等离子体粒子的运动, 称其为磁层为理由在于完全受地磁的支配。在磁层中, 发生了粒子被捕获和加速的现象。等离子体与磁场耦合产生磁流体波的发生。

我们除了把探测仪器建在地面上外, 借助于气球, 火箭、卫星及远空航天器, 还可以将仪器放在太空中对空间物质分布进行观测。利用无线电探空仪, 发声弹, 发光云我们可以测高层气象中心气温, 气压和风系等变化量。用光子散射器、辐射仪, 电离计测光器可以测太阳辐射中的紫外线、x射线、大气中的光谱、星系x射线, x射线, 地球辐射中的云量, 红外辐射, 利用离子体探测器可以测电离层中的电子, 离子密度成份, 磁层等离子体中的电子密度、温度、太阳风等离子体。利用磁强计测地球磁场、行星际磁场。利用射电接收机测银河, 太阳射电中的高频和中频波段, 以及磁层射电辐射中的甚低频, 极低频波段。利用粒子辐射计测宇宙线粒子, 高速带电粒子。用微音计, 气密元件, 宇宙尘测量仪测固体微粒, 用电视摄影, 射电雷达, 紫外测光, 红外辐射测行星大气和月面地貌。

1.2 磁层顶结构

磁层是日地关系中最重要的一环部分, 一方面与来自太阳的太阳风和行星际磁场相接, 另一方面又与源于地球内部液核的地磁相接。磁层物理是空间物理的重要组成部分。其中能量的储存, 转换和释放是关键点。作为等离子体过程的磁场重联因此就成为了理解磁层物理的关键, 但反过来磁层也是我们理解重联过程的天然的实验室。有多种重联过程。大致分为两类, 一类是稳态重联, 其比较经典, 对称, 规则, 整体化。另一类为瞬时重联, 除了随时间变化外, 其比较局部化, 非对称, 多样化

磁鞘

在弓激波与地球磁场边缘之间有一个区域, 在其中磁场是过弓激波后的行星际磁场, 等离子体是过弓激波后的等离子体。大林辰藏(1984)是这样叙述的: 在向阳面 $10R_E$ 附近, 地磁场是偶极磁场的两倍, 在那里发生急剧的磁场强度以及方向的不连续。规则的磁层界限到此为止, 其外侧紊乱而不规则的磁场延伸到 $=13R_E \sim 15R_E$,

其外侧与宁静的 $2\sim 5\gamma$ ($1\gamma=10^{-5}$ 高斯, 1 高斯= 10^{-5} 特斯拉)的行星际磁场连接。这个弓激波与磁层顶之间由加热后的太阳风等离子体区域叫做磁鞘, 其中典型的磁场强度为 20γ 。那里平均的等离子体流速约为 250 公里/秒, 比行星际等离子体的流速要小。质子温度为 10^6K , 电子温度为 $5\times 10^5\text{K}$ 。它在日地联线上的平均距离在 10 到 14 个地球半径之间; 在晨、昏段区平均在 14 到 22 个地球半径之间。

磁层顶边界层类型和结构特性

自然界极少是简单的构成。从磁层顶电流层向地球方向, 航天器已探测到一般厚度为几千公里的边界层区。

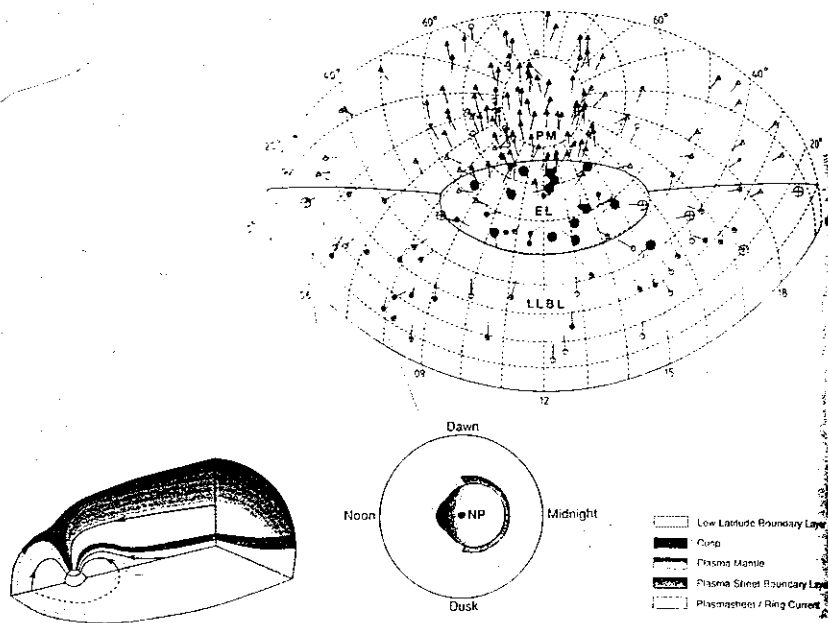


图1 (顶) 磁层顶的极区投影图, 表明HEO已在跨越磁层顶时所测得的形状。注意低纬边界层等离子体 (空圆圈), 进入层等离子体 (实心圈), 和等离子体幔 (三角形) 的观测是如何把磁层顶分为三个不同的区域的。(摘自Haerendel等, 1978)。(底) Vasyliunas将等离子体边界层映射到高纬电离层的。

磁层顶边界层三个基本的类型已被确认出来, 图1表明了这三种边界层在磁层顶是如何分布的。图1表明了HEOS2在北部磁层顶的观

测。这是在所有纬度观测磁层顶的唯一的航天器。在由空圈所标明的对磁层顶的穿越中，航天器碰到了低纬边界层（LLBL），这是一个含有磁鞘等离子体和磁层等离子体的混合区，在这个区域中，几乎任何方向的等离子体都能被发现，但一般是介于磁鞘流和磁层流之间。实心圈标明对一种称为进入层的边界层的观测（或，换个说法是高纬极尖区）。这种边界层在封闭磁层顶模型中的磁场为零的区域或极尖区被发现并扩展到中午前三个小时和后三个小时的区域。等离子体具有磁鞘等离子体的特征，但流动是低速，无序，也可能是湍动的。边界层的最后一种是等离子体幔或高纬边界层

（HLBL），由三角符号来标记，被发现于极尖区和进入层的高纬尾向部分。在等离子体幔中，流动总是尾向的，但是，流速，密度和温度离磁层顶越远越低。等离子体幔一般在空间上是均匀的，从磁鞘到尾瓣的性质是逐渐变化的。它经常是没有特定的内部边缘区，与通常具有一定的内部边缘区的低纬边界层明显相反。低纬边界层，正如马上就要讲述到的那样，是由被明显边界所隔开的不同的等离子体区域组成。磁层顶的运动使航天器来回地穿越这些边界层，使得观测具有脉动的效果，相邻磁通量管中的不同等离子体说明磁通量管有大不相同的近期经历，这反过来又说明了对应于边界层形成的过程其发生的时空尺度较短。

图1下图表明了Vasyliunas（1979）对边界层拓扑的解释。进入层是由沿着组成极尖区的开磁力线的等离子体的直接进入所形成。等离子体幔在靠近磁层顶区分磁鞘与尾瓣的部分被发现，并与尾瓣相象，推测其是由开磁力线构成。低纬边界层在其他地方到处可见，在向阳面磁层顶的大多数地方，在等离子体片和磁鞘之间的边界都可看到。Vasyliunas也表明了这些区域中的磁力线是如何下到电离层的，大多数的极光卵区的磁力线是由那些与另一个边界层，尾瓣与等离子体片之间的等离子体边界层（PSBL）相映射的磁力线所构成。在这样的解释下，磁层顶边界层会映射到向阳面极光区，接近当地中午区和极盖区附近的一小部分。其他研究者画出这种图稍有变化，但多数都与这种总体位形相当。注意在尾部有一个等离子体幔，PSBL和LLBL全在一起的区域。

普遍认为进入层和等离子体幔是开磁力线。它们由沿着磁力线进入磁层的磁鞘粒子和在被称为“极盖风”的上行流中从极尖区和极盖区向上走的电离层等离子体混合组成。重联（此概念在下节中详细解释）被认为发生在磁层顶的鼻区。磁鞘等离子体沿着新的开磁力线流动，也许在重联过程中被加速。当在近地碰到较强的磁场时，粒子被镜反射。然后沿磁力线与低能的电离层粒子一起往回走。磁力线同时被对流带向尾部，或者变成了尾瓣中的磁力线，仍

然靠近磁层顶, 或者变成了等离子体幔中的磁力线。低能粒子运动较慢, 较长时间才能顺着磁尾到达一定的位置。时间一长, 磁力线被对流带到远离磁层顶的地方。这可以解释随着离开磁层顶的距离而下降的幔中温度和流速的分布状况。

LLBL中的等离子体来源远不清楚, 有些磁鞘等离子体在开磁力线上越过磁层顶, 也许穿越时在重联过程中被加速。其它磁鞘等离子体通过一些扩散过程越过磁层顶, 也许在磁层顶电流片中的小尺度电流结构中由投射角散射引起。然而其它的LLBL等离子体却是源于磁层。既不知道有多少LLBL的等离子体在开磁力线上和多少在闭磁力线上, 也不知道在LLBL是否有明显的开磁力线区和闭磁力线区。在IMF北向期间, LLBL等离子体分布函数似乎是由磁鞘等离子体和磁层等离子体简单混合而成。然而, 在IMF南向期间, 为了解释等离子体分布函数, 就需要磁鞘等离子体被加速和加热。在航天器穿越磁层顶的某一小段时间内, 完全未观测到LLBL。观测强有力地表明, 重联在LLBL的形成中起着重要作用, 但其它过程也是重要的。我们强调重联作用并不要限制在IMF南向的时候。当IMF北向时, 磁鞘磁场和地球磁场之间的重联被认为是发生在极盖区上方。计算机模拟和观测证明提出了重联在边界层的形成过程中起着重要作用。晨昏侧低纬边界层是闭合磁力线露到磁层顶和磁鞘的唯一区域。那些不是重联的过程正是越过磁层顶的这一部分来传递质量和动量。

实际上, 磁层顶对于中午子夜面和赤道面是不对称的, IMF的晨昏分量产生了显著的晨昏非对称性。南北不对称性是由偶极磁场变化着的倾斜所引起, 相对于日地连线的垂直线来说, 倾斜可以大到 35° 。如果重联发生在远离赤道平面附近的地方, 进一步的不对称性就会产生。

磁层中电场和电流体系

空间探测数据表明, 在 $3-6R_E$ 范围内磁场近似于偶极子磁场。但在 $6R_E$ 以外地磁场明显地偏离偶极子磁场。在这样的高度上, 地球内部的源和电离层中的电流效应都很弱了, 磁场主要形变来自于磁层电流系。磁层电流系有:

(A) 磁层顶电流

由于在磁层顶磁场产生跃变, 因而磁层顶是一电流层。在赤道向阳侧, 磁层顶电流方面是由黎明指向黄昏的, 该电流产生的磁场在磁层外抵消了地球偶极子场。在磁层内加强了偶极子场。在磁尾磁层顶电流的方向是由黄昏指向黎明。磁层顶电流通常叫做Chapman-Ferraro电流系。

(B) 中性片电流

太阳风把由极盖区发出的磁力线拖到地球后面形成尾，中性片电流把由南北极盖区发出的磁力线分开。中性片电流方向是由黎明指向黄昏的，与磁尾磁层顶电流形成两个闭合的电流圈，在中性片的北面形成指向地球的磁场，在中性片的南边形成由地球指向外的磁场（其实是太阳风拖拉形成长磁尾，再形成的中性片电流）。

(C) 场向电流

在磁层中，特别是在磁层亚暴期间，在地球高纬上空有沿着磁力线流动的电流。场向电流是太阳风磁层发电机产生的。太阳风与磁层的相互作用使得磁层顶的黎明侧比其黄昏侧的电位约高几十千伏特。磁层顶的黎明侧和黄昏侧分别通过磁力线与极盖区电离层的黎明侧和黄昏侧相接。晨、昏两侧磁层顶可作这一电源的外电场。晨昏侧磁层顶的电位差就在外电路中产生电流，外电路中的电位降主要降在极区电离层中，于是在极盖区电离层中出现了由黎明指向黄昏的电场。这样，极区电离层电流、沿着磁力线的场向电流和磁层顶电流共同组成一个电流回路。场向电流的分布是两个环状区，靠近极区的环相联系的电流叫做电流系1，靠近赤道方向的环相联系的电流叫做电流系2，电流系1的电流在磁地方00—12时流进电离层，在磁地方时12—24时流出电离层，电流系2刚好相反。在南半球也有两个同样的电流系。在场向电流区域地面以上几百公里，场向电流密度为0.3-2.5毫安/米²。流进电离层的总电流等于流出电离层的总电流。在平静时总电流为 2.5×10^6 安，在扰动时为 5×10^6 安。它们在电离层的回路是赤道电急流。

(D) 环电流

辐射带内的高能带电粒子在地磁场内的漂移运动产生了辐射带环电流。围绕着地球，电子向东漂移，质子向西漂移，一个是由于带电粒子沿着弯曲的磁力线运动时受到的离心力引起的漂移；另一部分是由于磁场的径向梯度引起的漂移。这些漂移形成环绕地球的从东向西的环电流。

在磁层中，除了瞬时的场向电场外，经常存在的电场分为对流电场和旋转电场，对流电场又叫晨昏电场，在磁层中是由黎明指向黄昏，这一电场驱动着磁层等离子体的对流运动。电场的数值是随着太阳风的速度和行星际磁场而变化的，与极区电离层中的电场相对应。

由于大气的粘性传输作用，电离层等离子体是与地球共转的。我们在相对于太阳静止的参考系来测量电场，除了对流电场外，还由于地球自转引起的电场，叫做旋转电场。在赤道面内旋转电场是指向地心的，磁力线把上层等离子体带动着与地球共转，等离子体在磁场中的运动会受到洛兹力，在这一力的作用下，电荷会发生分

离, 由于等离子体层的厚度是有限的, 因而电荷分离产生极化电场, 电荷受到的电场力与洛仑兹力相反, 最后每一个电荷受到电场力与洛仑兹力平衡。这个平衡电场就是旋转电场。在相对于太阳静止的参考系中来看, 旋转中场的的作用使得等离子体的漂移速度和地球的旋转速度一样(涂传冶, 1988)。

1.3 磁场重联

普遍认为磁场重联是宇宙等离子体中一个非常关键的过程。它决定着磁场的位形和磁能的快速转换。在太阳耀斑和磁层顶重联, 亚暴等过程中起着主要的作用, 在聚变等离子体中也有重联现象发生。

从能量交换的原理上认为, 磁场重联是磁场中储存的能量与粒子中的热能和动能进行转换的过程。从磁冻结原理上认为, 在大尺度问题中忽略了高阶项, 这个高阶项是电阻率。但在某些边界层中, 这个高阶项却起着主要控制作用, 它影响着磁场的位形和流动形态。磁冻结理论在这个边界层中被打破。从数学上看, 磁场重联是高非线性, 是磁流体力学方程的奇异点。从等离子体的角度上看, 磁场重联是由内部或外部因素引发了象撕裂模不稳定性 $K-H$ 不稳定性等宏观不稳定性, 促使磁场强度和等离子体流速、密度、温度等参量发生扰动, 非线性增长以致饱和和改变方向的物理过程。

磁雷诺数定义为 $R_m = LV/\eta$, V 为等离子体特征速度, L 为特征长度。 η 为磁场的扩散系数。当 $R_m \gg 1$ 时, 扩散就比较小, 比较慢。由于特征长度相对磁场而言而不是相对于整个位形。在局部区域, L 可能较小。比如在电流片中, 或在某些磁场反向区中, L 相对来说就小些。磁场扩散相对于流场的时间尺度是 L^2/η , 磁场跑离局部区的时间是 L/V_A , V_A 是阿尔芬速度, 如果这两个时间相近, 磁冻结原理就局部无效了。也就是讲, 在远离扩散区的的地方, 磁冻结原则普遍适用, 在扩散区, 由于磁冻结原理被打破, 与一种流体元相联系的磁力线在局部区断开, 与另一种流体元相联系的磁力线与之相接。原先不同的磁力线现在通过磁场重联过程重新连成了同一条磁力线。其过程由图2表示出。

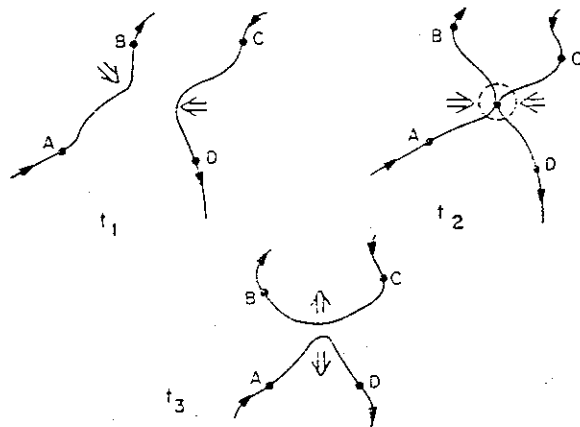


图2 在时间 t_1 流体元A和B在一条磁力线上, C和D在另一条磁力线上, 这两条磁力线大致反向、并相互反平行接近。在时间 t_2 , 这两条线在A和B的中间段与C和D的中间段相接触。在时间 t_3 , A与B之间的联系和C与D之间的联系被割断了。A和D在一条磁力线上, B和C在另一条磁力线上了, 这两个磁力线相互离开。

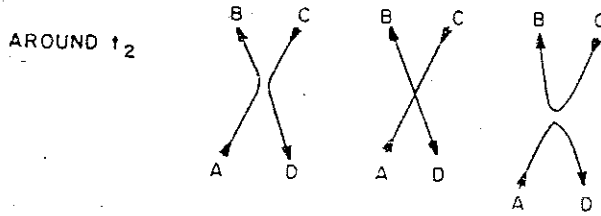


图3 在图1中时间 t_2 左右磁场重联事件发生点附近, 连接流体元A、B、C、D的磁力线瞬时构成了x型中性点。

Maxwell应力张量的作用是把流体驱出可能的重联区, 磁力线弯曲尤如弹性弦一样有反向弹射之力。典型的重联区是X点, 如图3, 磁场能量非常容易地变换到流体的焓和动能是极有可能的。磁场位形和流动形态很可能与 $\eta=0$ 时大不相同。这并不是指电导率大就够了, 如果L值也小的话, 就可以抵消这种效应。流体压力梯度加大可以平衡Maxwell应力。这样可以防止流体离开重联区。压力梯度产生于决定大尺度位形和流动形态的外部条件的作用结果。也就是讲, 重联率由边界条件和初始条件所决定, 而不是由介质的局部特性(例如电导率等)来决定。

如果磁冻结条件成立, 等离子体混合于通量管中, 且并不越过通量管跑到外面去。因此, 等离子体沿通量管的特性相对一致。但管与管之间的差别可以是突变性的。如果等离子体来于同一个源中, 那末大的变化是不可能的。然而, 如果两个基本等离子体区域相互作用, 因为它们不可能互相混合, 所以, 一个薄的边界层将这些来源于不同区域的等离子体区分开来。

边界层两边的磁场对边界来说是相切的, 但方向和强度大小有可能不一样。这就是对电流片的描述。磁冻结概念勾划出了大的相对均匀等离子区被相对薄的电流片, 例如磁层顶把其它区域(通常是源于不同的区域)相分开的图象。正如我们要看到的那样, 正是在这些电流片区域内, 磁冻结观念被打破了。

我们考虑一维边界层将两个大小相等方向相反的磁场区分开时的演化情况, 探讨磁重联的概念。假定没有等离子体流, 那么, 磁扩散方程变为纯扩散性的方程:

$$\delta B_x / \delta t = 1 / \mu_0 \sigma \cdot \delta^2 B_x / \delta z^2 \tag{1}$$

这里我们考虑磁场在x方向，z方向是边界层的法向方向。假定最初边界层无限薄，那末方程(1)的解为误差函数：

$$B_x(z) = B_0 \operatorname{erf}\{(\mu_0 \sigma / 2t)^{1/2}\} \quad (2)$$

其中

$$\operatorname{erf}(z) = 2/\pi^{1/2} \int_0^z e^{-v^2} dv \quad (3)$$

对于这个解，电流密度是高斯分布的，其宽度是随着时间变化的，但只是 $t^{1/2}$ 的形式。磁场沿着梯度向中心面扩散，与从另一边来的反向磁场汇合而湮灭。这样一来就减小了磁场梯度，也减小了扩散率并减慢了整个过程。过程是自我限制的。然而，磁能通过焦耳加热被转换成热能，结果，热压的增加刚好用来平衡磁压的减少。

为了稳定地维持这个过程，流体必须以湮灭的速率把磁场传输到边界。在y方向上加一电场，我们把从外面来的入流作为边界条件来处理。我们把入流与湮灭率相匹配来获得平衡。我们能够很快看到入流越快，平衡梯度越陡，为了更快地扩散，反过来又要求大的湮灭率或者能量释放速度。

在稳态情况下($\delta/\delta t=0$)，所加的电场E必须是空间均匀的。从Faraday定律我们得到

$$\nabla \times \mathbf{E} = \delta \mathbf{B} / \delta t = 0 \quad (4)$$

这个方程的分量形式为：

$$\delta E_y / \delta z = 0 \quad (5)$$

意味着E在各处都是同一的。我们将在两种形式下应用欧姆定律。在完全没有电流的情况下， $\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 给出

$$E_y = u B_0 \quad (6)$$

其中u是入流速度， B_0 是在z较大处的磁场强度。在电流片的中心，B消失，欧姆定律变成

$$\mathbf{E} = \mathbf{j} / \sigma \quad \text{或} \quad E_y = j_y / \sigma \quad (7)$$

如果电流片厚度是 $2l$ ，在穿越电流片处应用安培定律给出

$$j_y = B_0 / \mu_0 l \quad (8)$$

综合方程(6)、(7)和(8)而得

$$l = 1 / \mu_0 \sigma u \quad (9)$$

用作为长度尺度的 l 和作为速度尺度的入流速度而导出的磁雷诺数 $R_m = LV/\eta$ 等于单位1。这意味着电流片的厚度被调整到在电流片边缘扩散和对流达到平衡。换句话说，电流片的厚度由平衡所决定。结果，电流片与整个区域的尺度相比非常薄，而我们从整体尺度可以获得非常大的 R_m 值。

在引进等离子体入流时，我们产生了一个非物理的图象。虽然有等离子体入流，但我们并没有提供等离子体逃逸此系统的机制。为了做到这一点，我们必须引入第二方向使得湮灭只发生在有限的

磁力线范围内。这样一来就出现了我们称之为X-线的重联图象，在图4中可看到

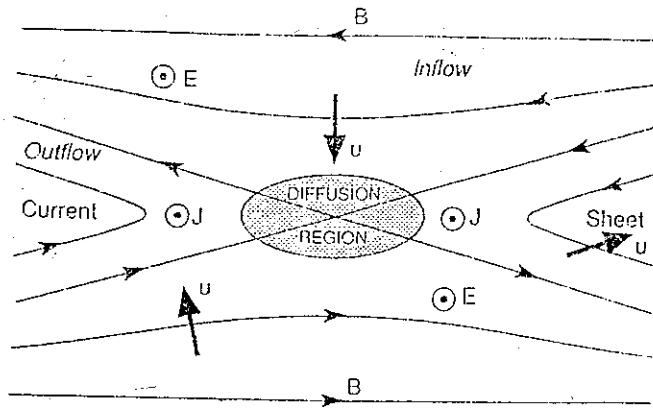


图4 发生在磁场x中性点的磁重联的示意图。等离子体和磁场从图的上方和下方流进并从两边流出。只在 $R_m < 1$ 的扩散区，等离子体才不与磁场拴在一块。

在图4中，磁场强度在整个平面图内并不是为零，只有在中心把图分割开来的单一的一条线上，其才为零。此磁场位形被称为X型中性线。为了维持稳态，如方程(5)所给出的那样，仍然需要来自于纸外方向的均匀电场E。此电场在图的上下两方驱动入流，在图的左右两方驱动出流。在X线周围小的阴影区中，磁雷诺数小于单位一，此区被称为扩散区。

这里我们有一个根本上不相同的物理图象。磁力线从上方和下方进入扩散区，磁力线不是消失，而是从两边出去了。在这个过程中，它们与不同的磁力线相切割和重联。来源于不同通量管的等离子体，出自不同区域，现在却发现在同一个通量管中。这完全违背了磁冻结概念。以前，电流片分隔两个磁场区，现在磁通量管却通过了电流片。换言之，我们现在有了一个有限法向分量的开边界，完全相反于以前的封闭边界。等离子体可以沿着磁力线通过边界。

另一个重要结果是尽管进入扩散区的磁场宽度有限，这个过程却影响整个通量管。等离子体现在自由地从一个区域跑到另一个区域，根本上改变了边界的性质。

首次提出重联是为了解释一种以耗费磁场能量获得快速等离子体加热的过程，这个过程发生在太阳耀斑中。确实，在基本的X线位形中，入流所携带的磁场能量用于出流中的等离子体加热和加速去了，此过程有多快是非常重要的问题。然而，正是这种磁场连接或

拓扑的改变给出了更深奥的效应，因为它使得在以前是非连接的区域中可以进行快速的等离子体交换，当然也能进行质量，动量和能量快速的交换。

磁场重联可以用MHD流体来描述。假定模型是稳态和两维的。主要目的是使重联能够快速形成以便在空间等离子体中有一种效应。我们发现只有当其使远离扩散区的等离子体调整到一个新的流形时，重联才能产生这样的效应。

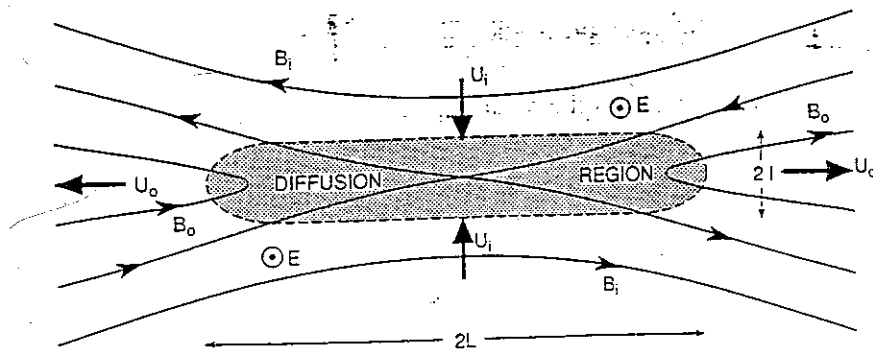


图5 Sweet-Parker重联几何位形的示意图，其中所有正参与重联的等离子体流过阴影扩散区。造成非常慢的重联过程。

我们从图5中的所示Sweet-Parker模型开始。这是在图3中就引进的基本的X线位形。扩散区是阴影的，长 $2L$ 和宽 $2l$ 。其中 $L \gg l$ 。为了简化，我们认为入流和出流区（分别用标记 i 和 o 表示）是对称的。这在磁尾的情形下是合适的，在那里入射流是从南北两瓣进入的。在磁层顶，这两个入射流是不同的。如前，电场 E 是空间均匀的并指向纸外，因此

$$E = u_i B_i = u_o B_o \tag{10}$$

我们进一步假定流是不可压的，那就是说 $\rho_i = \rho_o = \rho$ ，那么，质量守恒给出

$$u_i L = u_o l \tag{11}$$

其次我们让流进扩散区的电磁能与出流所携带的动能相等，入射电磁能流每单位面积的流入率是由Poynting通量给出：

$$|S| = |E \times H| = E \times B_i / \mu_0 = u_i B_i^2 / \mu_0 \tag{12}$$

出流等离子体的动能增益可以代表向外的机械能。每单位面积和时间的流入的质量, ρu_i , 被加速到 ρu_o , 因此, 每单位面积入流的能量增加率为,

$$\Delta W = 1/2 \rho u_i (u_i^2 - u_o^2) \quad (13)$$

把方程 (12) 与 (13) 相等, 并考虑方程 (10) 和 $u_o \gg u_i$, 我们得到

$$u_i B_i^2 / \mu_0 = 1/2 \cdot \rho u_i u_o^2 \quad (14)$$

因此,

$$u_o^2 = 2B_i^2 / \mu_0 \rho = 2v_{Ai}^2 \quad (15)$$

其中是 v_{Ai} 入流区的阿尔芬速度。根据磁场湮灭计算, 我们估计出在方程 (9) 中给出的扩散区的厚度 l 。结合方程 (10) 和方程

(15), 我们给出了入流速度的表达式,

$$u_f^2 = 2^{1/2} v_{Ai} / \mu_0 \sigma L \quad (16)$$

因此,

$$u_f = v_{Ai} (2^{1/2} / R_{mA})^{1/2} \quad (17)$$

其中

$$R_{mA} = \mu_0 \sigma v_{Ai} L \quad (18)$$

这意味着在 R_{mA} 值很大的太阳系等离子体中, 对应于流入重联点的流速的重联率是非常, 非常低的。利用典型的太阳日冕参数, 太阳耀斑要经过几十天才增长起来, 而不象观测到的那样是几分钟。这个结果, 在五十年代后期分别由 Sweet 和 Parker 导出, 使得人们倾向于把重联看成是一个不可能的过程。

但是, 几年后, Petschek (1964) 通过意识到大多数重联过程中的等离子体并不需要流过扩散区来获得加速, 而是在 MHD 有效的区域, 称为对流的区域, 能够获得加速, 解决了重联率的问题。等离子体通过假定在空间是固定的与扩散区相联的激波时, 加速便发生了。那就是说, 激波固定在流中。这个过程不再要求所有等离子体通过中间平面中长度为 l 内的空间, 去掉了瓶颈限制, 因此可以获得一个较大的入流率。

扩散区仍然是重要的, 因为重联毕竟是发生在那儿的。所以一定要求它的存在, 但扩散区会变的越来越小。扩散区的大小并不进入我们的计算中。然而, 整个计算基于横越 MHD 激波的跃变。因此, 尽管在这个过程的中心区 MHD 近似被破坏, 重联进行率还是完全基于远离 MHD 条件被破坏的扩散区的环境, 即在对流区, $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 成立。

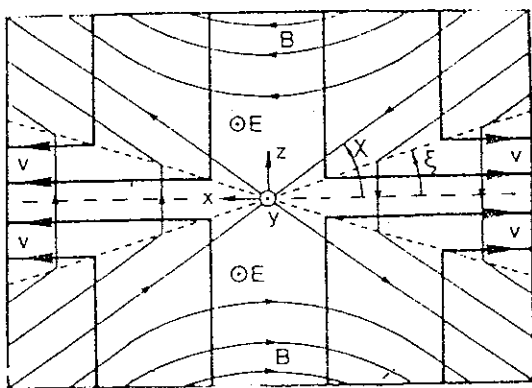


图6 Petschek重联几何位形，扩散区已缩并到，图中的一点，等离子体在四个相对于x轴以倾角为 ξ 的慢模激波中被加速。（摘自Hill, 1975）

新解的几何位形在图6中显示出来。现在扩散区被减小到图中心的一点，只有微小部分的流体流过这一点。从这一点释放出的四个激波位于图中的点划线上，对x轴的夹角是 ξ 。在这些激波的上游和下游，磁场和流场矢量是均匀的。（几何条件使得整个入流区为均匀区是不可能的，注意磁力线由上下进入图中时为曲线）在激波处，磁场和流场在方向和在强度上都发生突然的变化，磁场强度降低（在出流区磁力线间隔加大），并且尽管流场速度增加（在出流区流线间隔减小），流场的法线速度则降低。这些是慢模激波，并且它们也是电流片。这些电流片既改变磁场又通过力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 加速流场。也要注意一部分等离子体在通量管已在扩散区重联一段时间后达到激波；这种延迟时间决定于越过激波的等离子体离扩散区有多远。

在图中的坐标系，激波是固定的，但在等离子体坐标系中，激波沿着磁场以入流的阿尔芬速度 $v_{Ai} = B_i / (\mu_0 \rho_i)^{1/2}$ 运动。我们把它与入流速度和激波的角度 ξ ，以及激波上游磁场与x轴的夹角 χ 联系起来。等离子体入流对激波的法向速度必须等于激波对在等离子体坐标中相对于激波面的法向速度，因为激波仍然是固定的。这就给出

$$u_i \cos \xi = v_{Ai} \sin(\chi - \xi) \tag{19}$$

我们再次注意到稳态并因此要求由方程(5)得出的一个y方向的均匀电场。所以

$$E_i = u_i B \cos \chi = u_o B_o = E_o \tag{20}$$

其次，B对激波的法向分量是守恒的。这给出

$$B_i \sin(\chi - \xi) = B_o \cos \xi \tag{21}$$

从(20)和(21)中消去磁场并利用(19)而得到

$$u_o = u_i \cos \xi \cos \chi / \sin(\chi - \xi) = v_{Ai} \cos \xi \tag{22}$$

因此, 作为Sweet-Parker解, 出流速度与入流阿尔芬速度是可以比较的。根据过激波的质量是守恒这一点, 我们得到

$$\rho_i u_i \cos \xi = \rho_o u_o \sin \xi \quad (23)$$

这里我们允许等离子体在激波处可以被压缩, 在(22)和(23)中消除 u_i 和 u_o , 重新组合, 我们获得

$$\tan \xi = \tan \chi / (1 + \rho_i / \rho_o) \quad (24)$$

进一步组合方程(21)、(23)和(24), 我们获得一个入流速度的表达式

$$u_i = v_{Ai} \sin \chi / (1 + \rho_i / \rho_o) \quad (25)$$

现在, 因为慢模激波只能够压缩等离子体, $0 < \rho_i / \rho_o < 1$, 所以,

$$1/2 < u_i / (v_{Ai} \sin \chi) < 1 \quad (26)$$

这样一来, 完全与Sweet-Parker解相反, 入流速度与入流阿尔芬速度的比较为合理, 但是, 进一步对此解的限制条件进行分析表明, $u_i \leq 0.1 v_{Ai}$ 。

物理上等离子体加速发生在激波波面并可以看成是 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 造成的。激波的指向可以调整以确保入流速度; 出流速度也在调整但仍近于 v_{Ai} , 这解允许重联率加大以便重联在理论上可以作为一种有效的过程。

进一步的精细研究由Sonnerup (1970) 所完成, 其引入另一组激波, 克服了Petschek解中的入流速度的限制。这组激波是快模激波, 它们可以在入流区中既压缩磁场又压缩等离子体, 并开始改变流的方向, 这种改变在慢模激波中完成, 流体速度大大增加。在Sonnerup解中, 快模激波位置有效地由边界条件所决定。在一定条件下, 膨胀并不作为不连续激波而出现, 但却在整个入流区中逐渐产生。由边界条件所决定的快模激波的作用给我们带来的可能是比较重要的内容。一旦我们确立重联能够发生, 它是如何发生的多数是由外部条件所确定而不是由重联发生点的条件所决定。因为一开始就把重联作为微观问题来处理, 所以我们发现需要考虑的是整个系统的宏观性和普遍性的问题。这一点由Priest和Forbes (1986, 1987) 很精美地表述过, 它们发现对于稳态重联有一个普遍的解, Petschek解和Sonnerup解只是包括在其中的特殊解。他们表明Petschek和Sonnerup实际上在入流区利用了特殊的边界条件。当边界条件普适化以后, 调整边界电流的形式, 使入流区的流动从聚合流改为发散流。对于某一个较小的参数, 我们发现存在一个最大的重联率, 但对较大的参数值, 重联能够任意快的形成(在它们模型的有效范围内)。Forbes和Priest也发现边界条件的不同可以解释以前为什么重联的解析结果和数值计算结果会有如此大的不同。

各个研究者在不同的条件下首先研究了经典的稳态重联模型, Parker (1957), Sweet (1958), Dungey (1961), Petschek (1964), Sonnerup (1970), Yeh and Axford (1970) 等分别提出了它们自己的稳态重联模型。Sonnerup解决了高电导率不可压磁流体中对称磁场重联问题。Cowley在不同强度的反平行磁场中扩展了Sonnerup解,他指出在扩散区中平行于对称平面的磁场和流场属于最低阶量。Priest (1992) 完成了流场和磁力线的非双曲线性质的研究。Baum (1977) 表明了在一定条件下重联的实验证据。Hameiri (1979) 给出了非共面过程的压缩重联解。Ugai (1977, 1979, 1981) 和Tsuda (1977) 仔细研究了局部电阻率增强条件下磁场重联过程及在剪切磁场情况下的Petschek模型。Forbes (1988, 1989) 和Priest (1989, 1992) 研究了稳态三维脉冲驱动重联以及它们在太阳耀斑中的应用。快速重联在天体物理和空间等离子体中是一种普遍过程得到了确认。平面稳态非对称重联的数学分析由Semenov (1983)。Soward (1986) 得到了一个能解释Y点重联和作为逃逸急流的流体特性的解析解。Phan和Sonnerup (1990, 1991) 讨论了确定流场和磁场位形的粘性作用并贡献出在区分两类碰撞等离子体的电流片中二维稳态不可压流体的精确解。他们也研究了带有平衡粘性驻点流的电流片中电阻撕裂模不稳定性。Priest和Lee (1990) 研究了对于带有分离面急流非线性重联模型并发现入流边界条件决定分离面的位置和附在中心电流片边缘的激波。Ugai (1992, 1995) 借助计算机研究描述了不同电阻模型的快速重联机制的演化和自发快速重联机制中强的磁能转换。这些研究都属于稳态重联的研究。

其次,许多研究者又研究了瞬态重联模型。Deed和Hoven (1977) 早在1977年就提出小尺度重联的湍动激发概念。李罗权 (1985, 1986) and 付竹风Fu (1985, 1986) 提出了多X线重联理论, Scholer (1988) and Southwood (1988) 提出了磁层顶暴发单X线重联模型 (BSXR); 刘振兴和胡一丁 (1988, 1990, 1992) 发展了涡旋诱发重联理论 (VIR)。Ottaviani (1995) 研究了快速非线性重联中,磁流体力学系统在早期的非线性演化中展示了准暴发时间过程,其中流体移动比惯性趋附尺度大,而比对流元的典型尺度小。Robert (1993) 研究了湍流对撕裂模不稳定性引发的磁场重联率的影响。Ma, Wang和Bhattacharjee (1996) 提出了一种受迫重联模型并描述由于正弦扰动边界条件下静态和旋转等离子体中电流片的演化。Pu (1990) 计算了阿尔芬马赫数对涡旋诱发撕裂模不稳定性线性演化和非线性演化的影响。Ma (1991) 研究了脉冲等离子体团穿入过程。发现需要很大能量才能将粒子穿透磁场交界面并在原同向

磁场区产生局部瞬变重联。Otto (1995) 研究了压力脉冲条件下重联过程中磁场和等离子体的细节。Chen (1997) 研究讨论了撕裂模不稳定性, Kelvin-Helmholtz 不稳定性和磁场重联问题。Sato

(1991) 的研究结论是: 不论是由理想不稳定性或外力作用, 等离子体流总是使磁场位形改变并且经常产生电流的局部增强, 快速驱动重联由此而产生。

本章阐述了日地空间的结构层次, 磁层顶边界层的特性, 磁场重联的定义等, 并对各类稳态重联模型和瞬态重联模型做了一一介绍。从而知道每个磁场重联模型的特点是不一样的。以下几章我们将要展示的是单边剪切流对电流片区的横向冲击及停止后磁场重联产生的类型和结构特性。这是对一个扰动事件的完整描述。其不仅研究了外部扰动作用时电流片区磁场重联的产生过程, 而且还研究了外部扰动停止后, 磁场重联的再次发生过程, 以及在这些过程中各热力学参量的时空变化。得到了新的重联位形。这种新的重联模型与其他重联模型的区别在于单边剪切流扰动和突然停止。

第二章 横向剪切流冲击时磁场重联和等离子体结构

2.1 磁流体力学研究方法和MHD数值模拟

在研究等离子体的宏观运动时,通常我们可以近似地把它当作导电流体来处理。这种模型适合于缓慢变化的等离子体现象。缓慢变化是指等离子体的特征长度和特征时间(在这个长度和时间内等离子体参数产生显著变化)远大于等离子体粒子的平均自由程和平均碰撞时间。在这种情况下,等离子体可以近似地看作处于局部热平衡状态,因而可以像通常的流体力学中那样定义流体的速度、压强、密度、温度等流体力学及热力学参量,并用这些宏观参量来描述等离子体的宏观运动。磁流体力学方程的特点是除了重力、压力、粘滞力外,还有电磁力。当导电流体在磁场中运动时,流体中将引起感应电场,产生感应电流。这个电流一方面与磁场相互作用,产生附加的机械力,改变液体的运动,另一方面又引起原有磁场的改变。因此,导电流体比通常流体复杂的多。导电流体在电磁场中运动的规律的学科就称为磁流体力学。其局限性在于对于一些小尺度和快过程,即在小于拉莫尔半径的区域和特征频率大于离子回旋频率(即变化时间较快)的时间分辨范围,磁流体方程就不适用于解释相应的物理过程了,这时,就应用动力论方程来处理。

数值模拟是一种用于描述物理过程的模型,它由一定的基本物理定律出发,用离散化变量描述物理体系的状态。这些变量在计算机中,根据基本物理定律制约的简单关系,从而模拟物理过程的发展演变,MHD模拟,是从磁流体力学方程组出发,磁流体力学模拟大体上可以看成是偏微分方程的数值求解问题。偏微分方程组的数值求解有多种方法,较常见的大体为有限差分法,有限元法,谱方法等。谱方法是把各量按富里叶级数展开求各项系数再求和而得到所求物理量。有限元法是解决不规则几何形体的有效方法,最常见的还是有限差分法,磁流体模拟方法适用于这样一些物理问题,即运动的时间尺度大于离子回旋周期,空间尺度大于离子回旋半径,在这种尺度上,离子和电子的个性都不重要了,表现出的是粒子运动的平均形态。等离子体可以被看成是连续流体。空间等离子体物理问题中,等离子体碰撞周期甚至大于宏观运动尺度,例如,太阳风向地球的运动。这是大尺度时间的宏观问题,其与地磁场的相互作用,以及重联问题,磁层亚暴,K-H不稳定性等都可用MHD模拟来进行。对于小尺度,短时间的物理问题,以及非平衡态较强的问题,MHD模拟就不太适用了。

2. 2 MHD数值模拟模型

本文主要目的是用二维可压缩MHD方法模拟研究非均匀动压（横向剪切流）从一边冲击等离子体边界层期间和冲击停止后边界层区的瞬时磁场重联过程及磁场和等离子体的结构特性。模拟区取为XZ平面等离子体边界层区，包括反Z向均匀磁场区（I区），电流片区（II区）和Z向均匀磁场区（III区）。

基本方程组：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\rho(\vec{V} \cdot \nabla)\vec{V} - \frac{\beta}{2} \nabla(\rho T R) + (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} + \nu \nabla^2 \vec{V} + \frac{\nu}{3} \nabla(\nabla \cdot \vec{V}) \quad (2)$$

$$\rho \frac{dT}{dt} = (\gamma - 1)[- \rho T \nabla \cdot \vec{V} + \frac{2\eta}{\beta} (\nabla \times \vec{B})^2 - \frac{4\nu}{3\beta} (\nabla \cdot \vec{V})^2 + 4\frac{\nu}{\beta} (\vec{S} \cdot \nabla) \cdot \vec{V}] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_i V_j + \partial_j V_i) \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (6)$$

以上各方程中 ρ ， T ， \vec{V} ， \vec{B} 分别为等离子体的密度，温度，速度和磁场强度， \vec{S} 为流体张量， γ 为热容比， $\gamma=5/3$ ， β 为电流片以外的等离子体热压和磁压比， ν 和 η 分别为流体粘性和磁流体粘性系数。温度，密度，速度，磁场，长度和时间的规一化单位分别取为 T_0 、

$$\rho_0, \quad V_0 = \sqrt{RT_0}, \quad B_0, \quad L_0 \text{ 和 } t_0 = L_0/V_0.$$

初始条件和边界条件

模拟区取为在 (X, Z) 平面 $-L_x/2 < x < L_x/2$, 和 $-L_z/2 < z < L_z/2$ 的长方形, 速度和温度的初始条件取为 $V_x(x, z)=0$, $V_z(x, z)=0$, $B_x(x, z)=0$, $T(x, z)=1$ (均匀) 及

$$B_z(x, z) = \frac{B_{02} + B_{01}}{2} + \frac{B_{02} - B_{01} \tanh(\frac{x}{D_B})}{2} \quad (7)$$

式中 $B_{02}=1.2$, $B_{01}=-0.6$ 分别表示 I 区和 III 区的磁场强度, D_B 表示磁场剪切层厚度。根据压力平衡和 $T=T_0$ 的条件, 密度的初始条件可写为:

$$\rho(x, z) = \rho_0 + \frac{B_0^2 - B_x^2(x, z)}{2\mu_0 RT_0} \quad (8)$$

在 $x=+L_x/2$ 和 $x=-L_x/2$ 的边界上取固定边界条件, 由初始条件确定。在 $z=L_z/2$ 和 $z=-L_z/2$, 取周期边界条件。当非均匀的边界动压冲击边界层时, 作用在左边界 ($x=L_x/2$) 的横向剪切流速度假定为

$$V_x(\frac{L_x}{2}, z) = V_{x0} + V_{x1} \operatorname{sech}(\frac{z}{D_v}) \quad (9)$$

式中 V_{x0} 为背景流速, V_{x1} 为净剪切流速, D_v 表示速度剪切层厚度。在模拟中, X 和 Z 方向各取 128 个格点, 令 $\Delta x=0.125$ 和 $\Delta z=0.025$ 空间微分以中心差分代替, 时间推进由四阶 Runge-Kutta 方法计算。

2. 3 数值模拟结果

在数值模拟中, 取 $T_0=3.27 \times 10^6 \text{ K}$, $l_0=1500 \text{ km}$, $\rho_0=3.24 \times 10^{26} \text{ kg/cm}^3$, $B_0=20 \text{ nT}$, $V_0=\sqrt{RT_0}=232.49 \text{ km/s}$, $\eta=0.0004$, $D_B=1162.5 \text{ km}$, $D_v=600 \text{ km}$, $\eta_m=0.008$, $\gamma=5/3$, $V_A=97.62 \text{ km/s}$, 阿尔芬时间 $t_A=l_0/V_A$ 。

2. 3. 1. 均匀横向流情况

在这种情况下, 取 $V_{x0}=0.1V_0$ 和 $V_{x1}=0$, 图 1 表示均匀横向流冲击期间及停止后磁场和速度的演化过程。由图看到, 在单向均匀横向

流冲击期间, 磁力线不发生弯曲, 在边界层区不发生磁重联, 磁力线和电流片仅被均匀横向流推向下游运动。这与双向均匀横向流挤压的情况十分不同。当 $t=6t_A$ 时均匀横向流冲击突然停止, 在右边界高磁压区产生的回流, 将磁力线和电流片区向左推动, 大约在 $T=66t_A$ 时。磁场大致恢复到原来的位置。

图1是均匀流冲击及停止后的磁场(上图)和流场(下图)演化图。图2是均匀流冲击及停止后的密度的演化图。图3是均匀流冲击及停止后的温度演化图。图4是均匀流冲击及停止后的电流密度演化图。从最初的演化来看, 密度和温度及电流密度的分布显示有扰动状态, 这说明有磁声波被激发。均匀流冲击时, 密度升高, 最高点向下游移动后。均匀流停止后, 密度下降。均匀流冲击时, 温度升高, 最高点在下游。均匀流停止后, 温度下降后又上升, 温度分布呈斜坡状。均匀流冲击时, 电流密度升高, 最高点向下游移动后。均匀流停止后, 电流密度下降, 电流密度逐渐从高斯分布到斜坡分布。均匀流停止后, 模拟区流场基本是回流状态。没有磁场重联产生。这是因为严格垂直于磁场的均匀横向流以均匀方式与磁场相互作用, 使得磁力线以均匀速度运动, 不发生相互的接触。从图5可看出, 模拟区中各种能量在这个过程中发生不同的变化。均匀流冲击时, 总动能先上升后下降, 总磁能在下降, 总热能在上升, 总能在上升。均匀流停止时, 总动能在下降, 总磁能先降后升, 总热能在下降, 总能在下降一段后就保持守恒。这说明均匀流冲击时, 磁能和一部分动能转化成了热能。均匀流停止时, 动能和一部分热能又转化成了磁能。

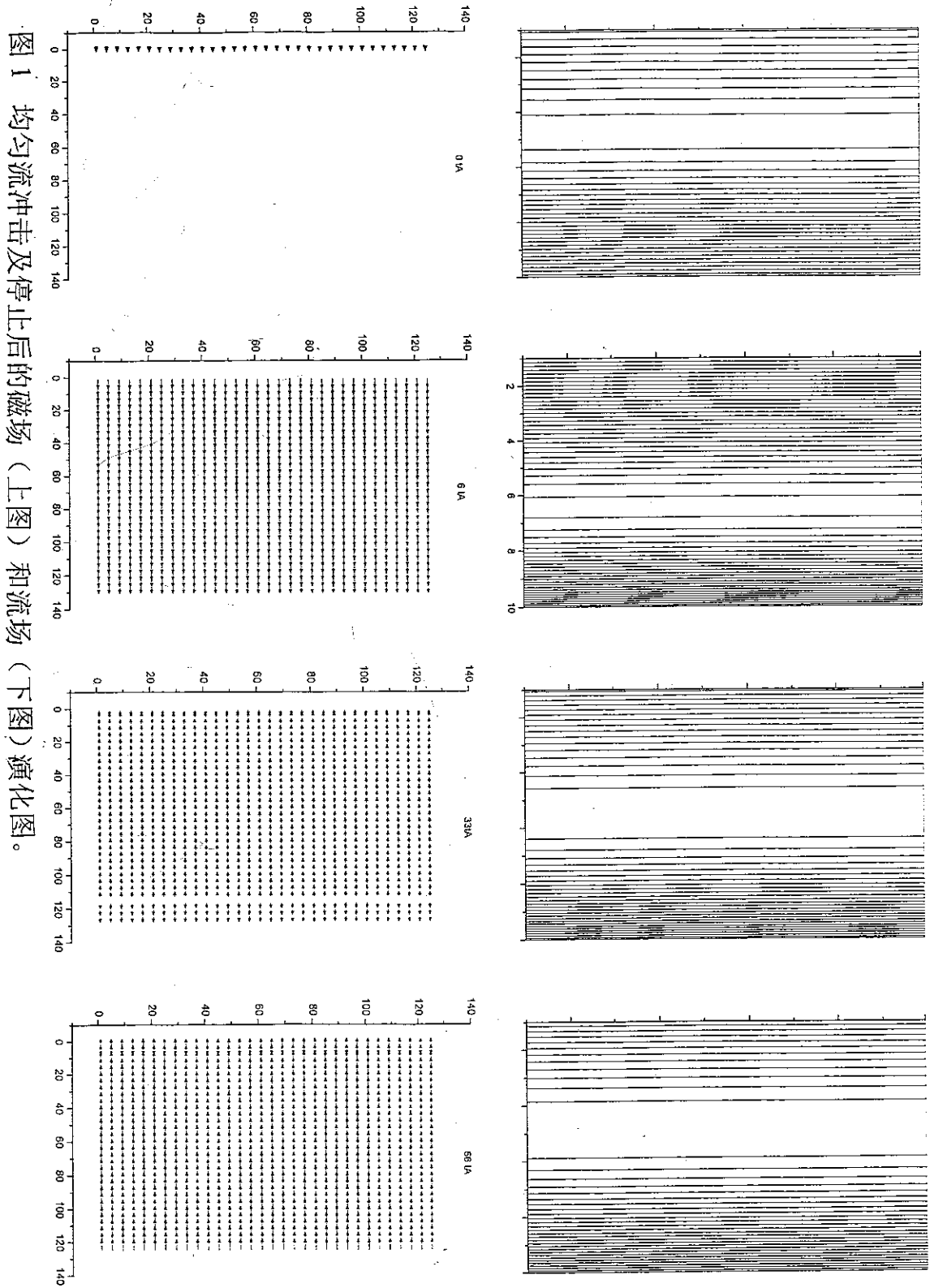


图 1 均匀流冲击及停止后的磁场 (上图) 和流场 (下图) 演化图。

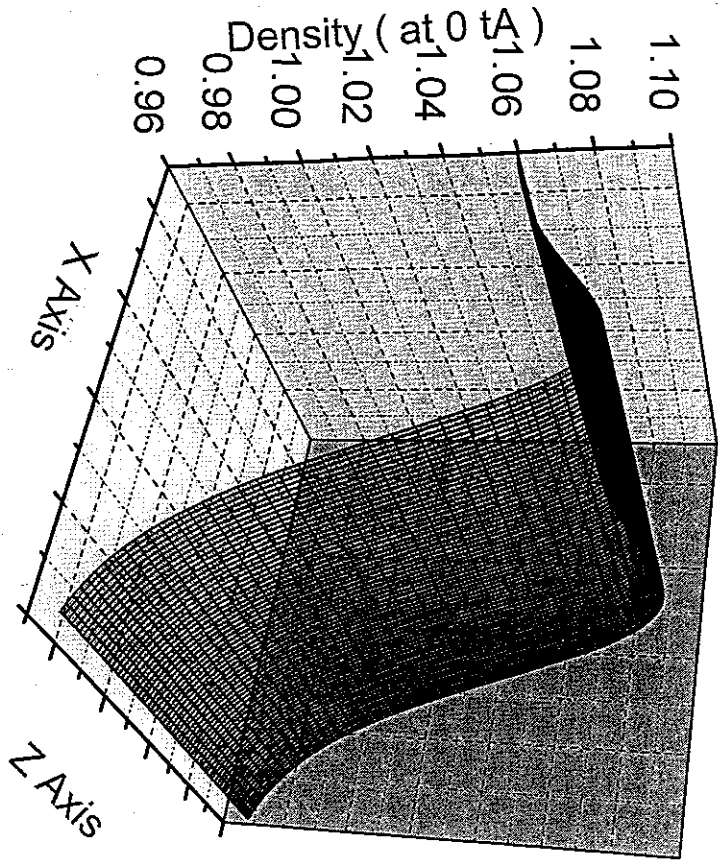
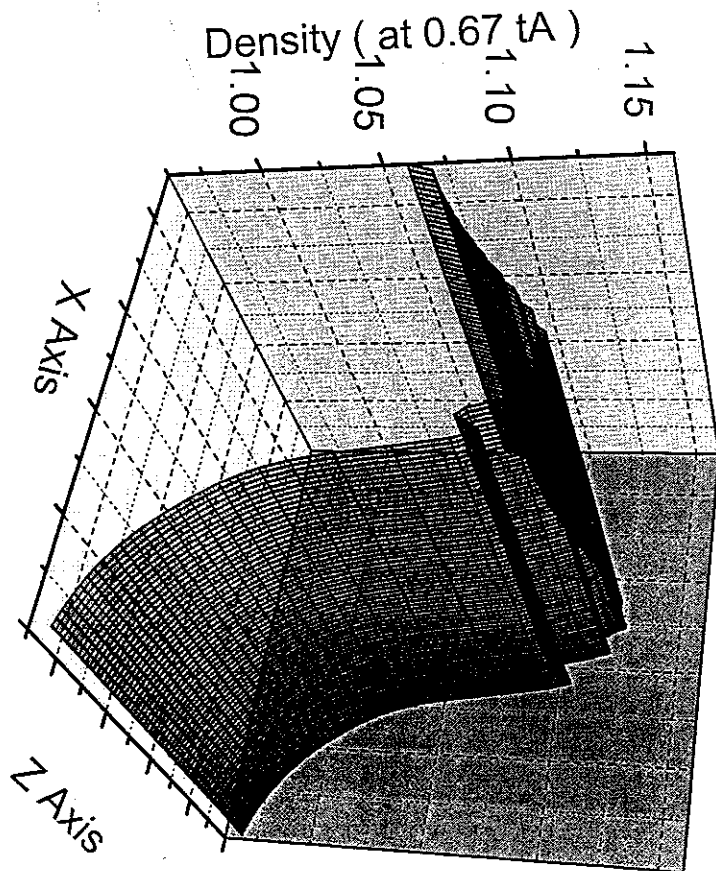


图 2 (a) 均匀流冲击时的密度演化图 (一)



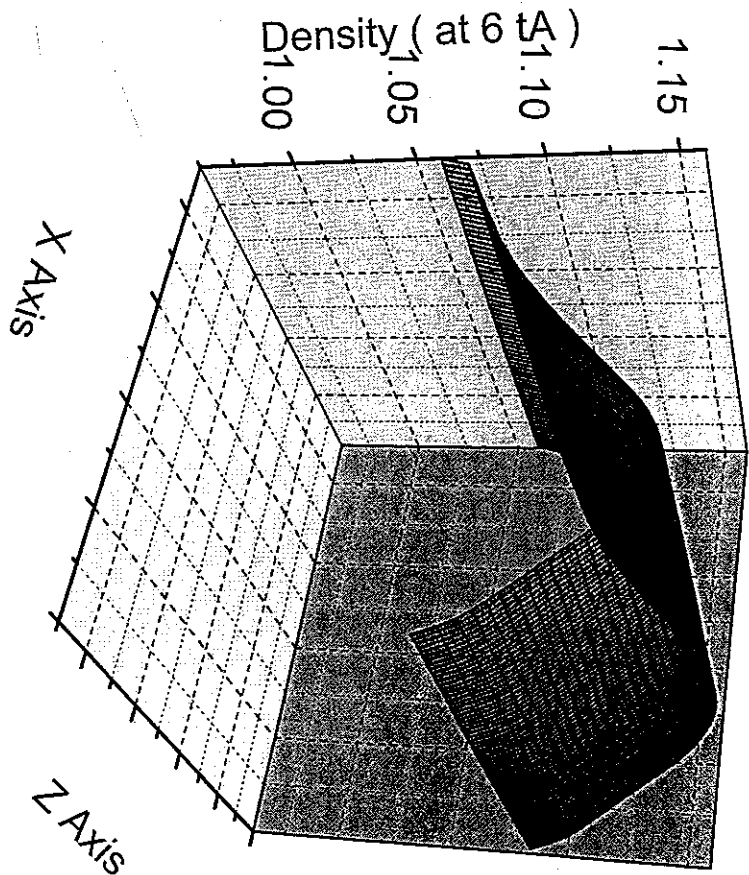
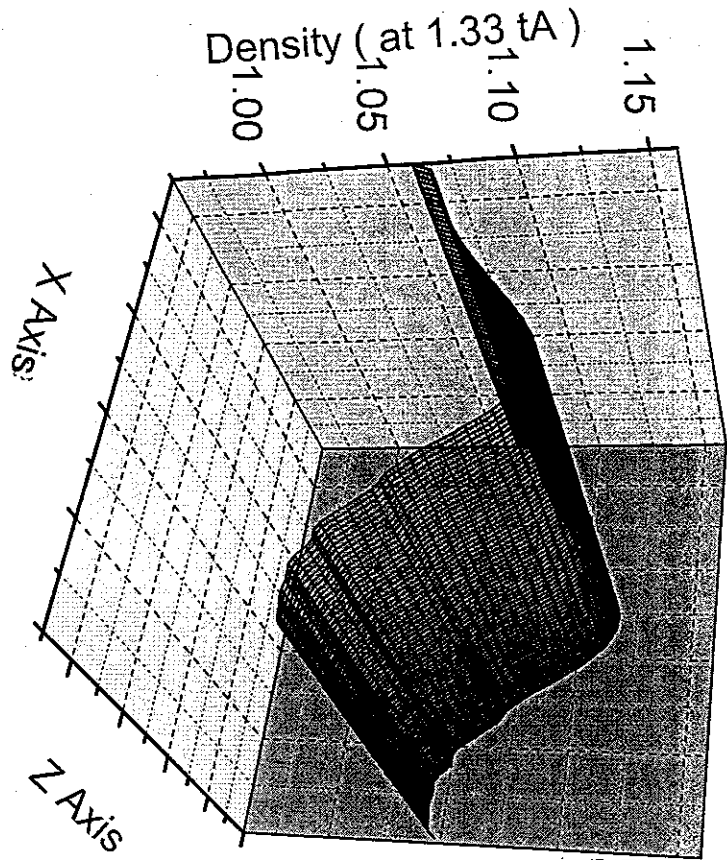


图 2 (b) 均匀流冲击时的密度演化图 (二)

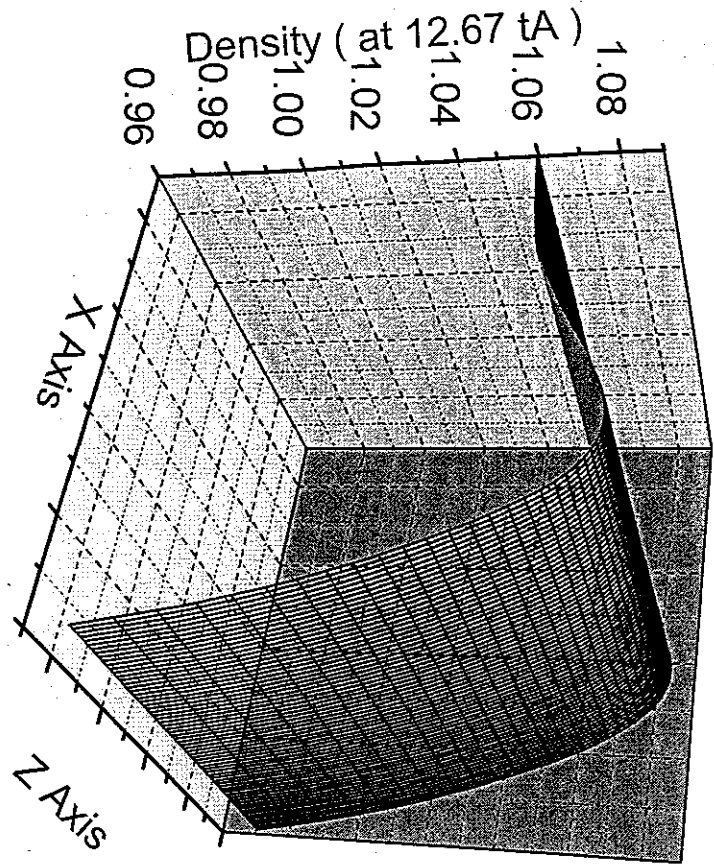
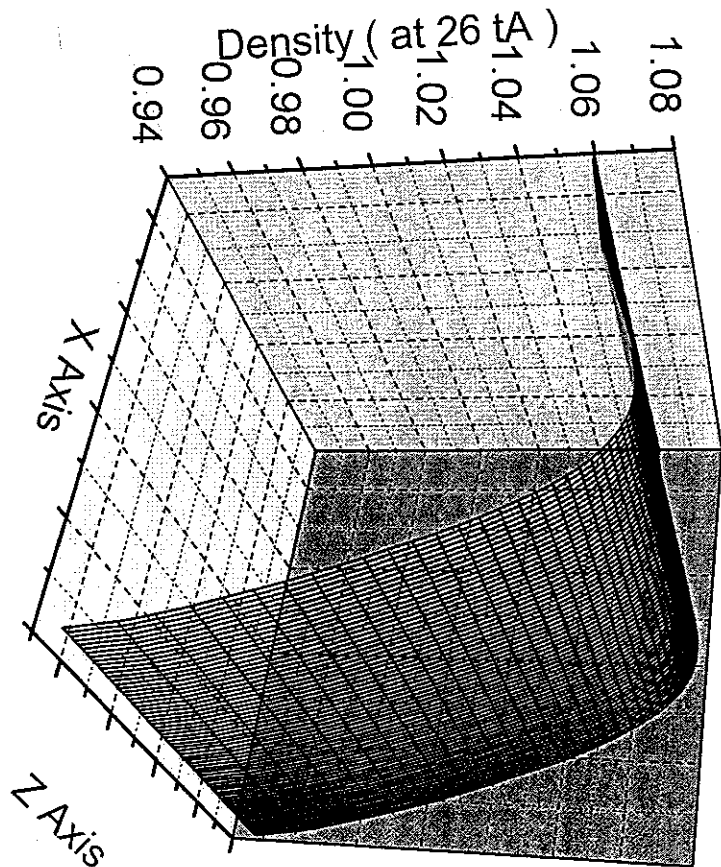


图 2 (c) 均匀流停止后的密度演化图 (一)



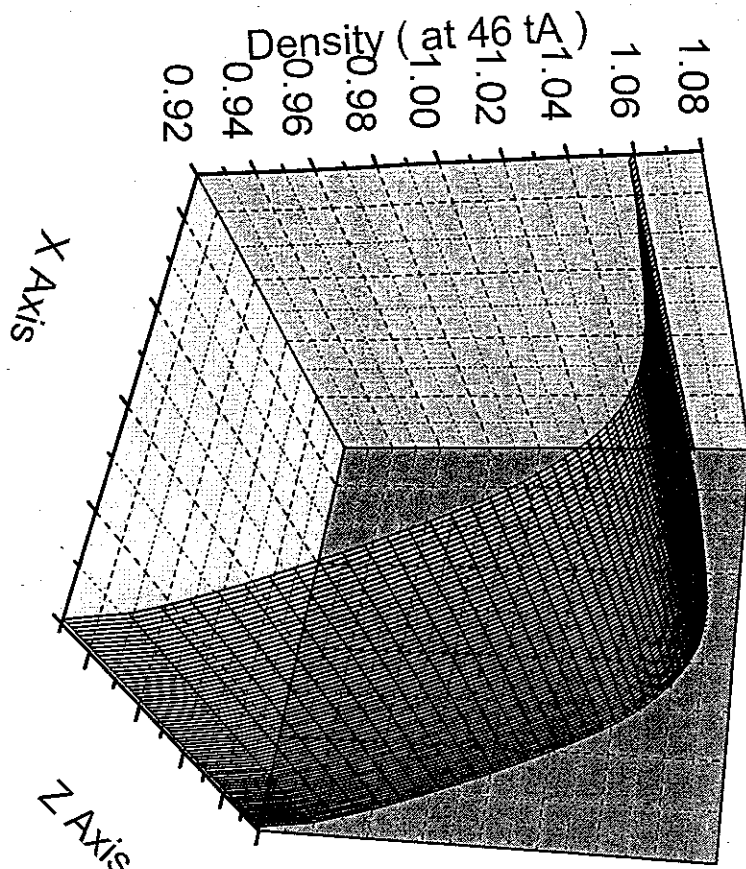
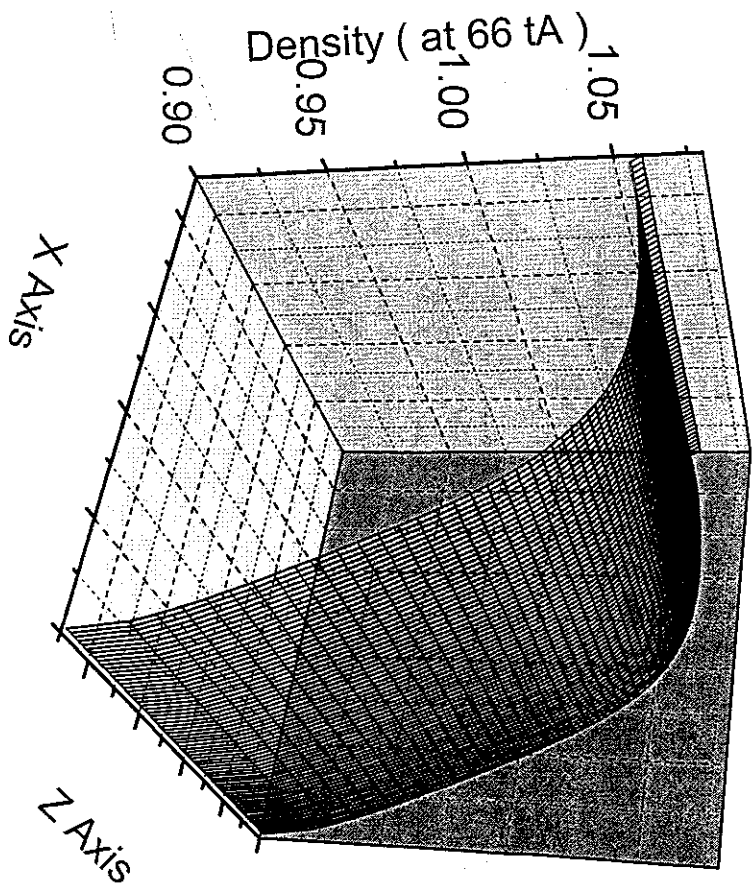


图 2 (d) 均匀流停止后的密度演化图 (二)



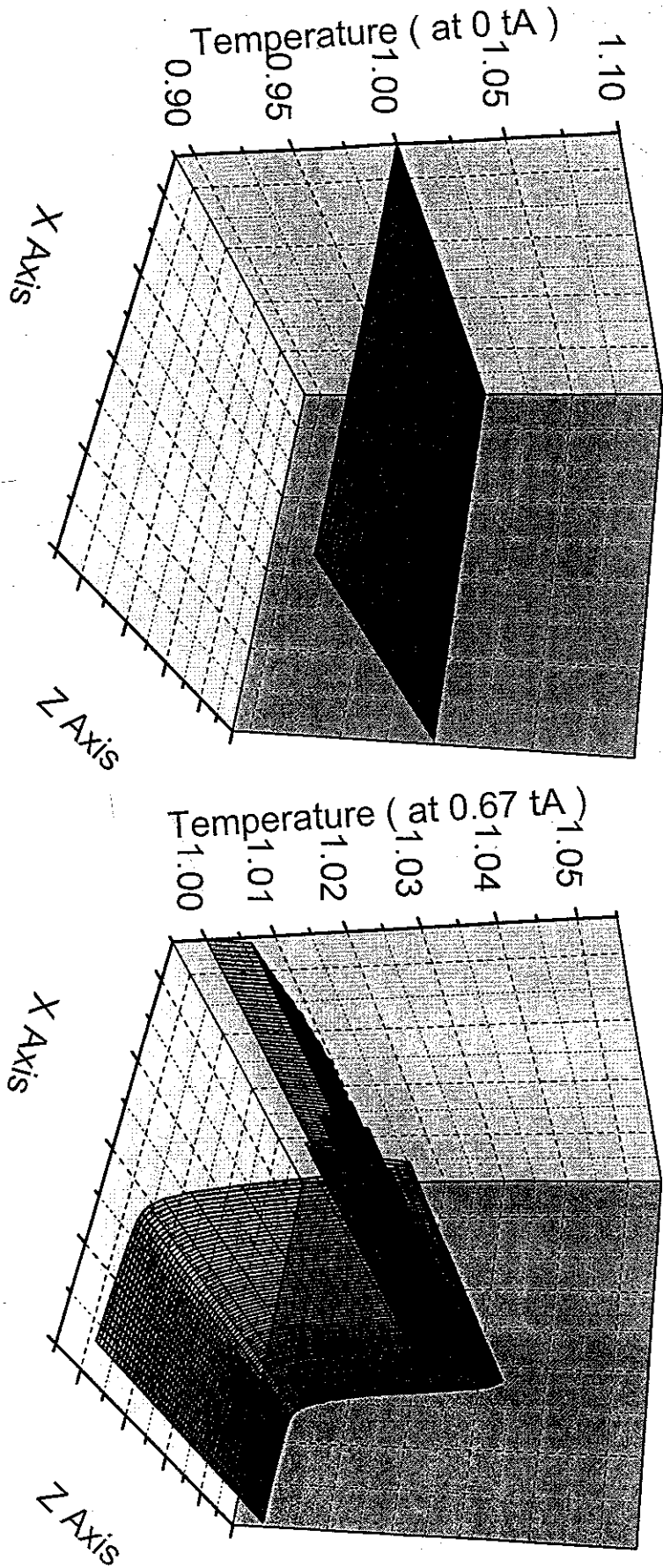


图 3 (a) 均匀流冲击时的温度演化图 (一)

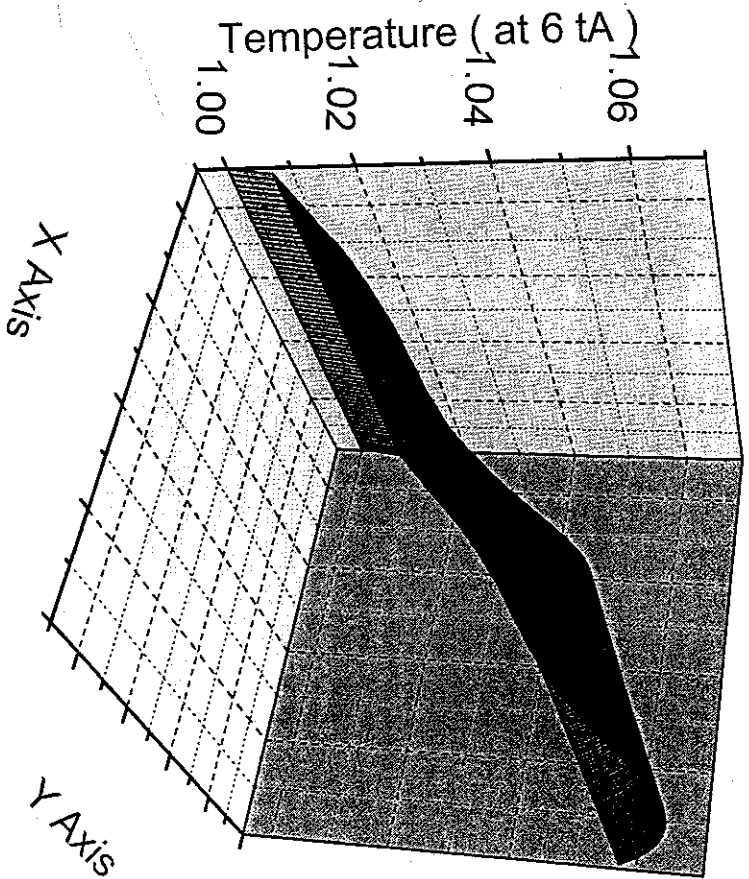
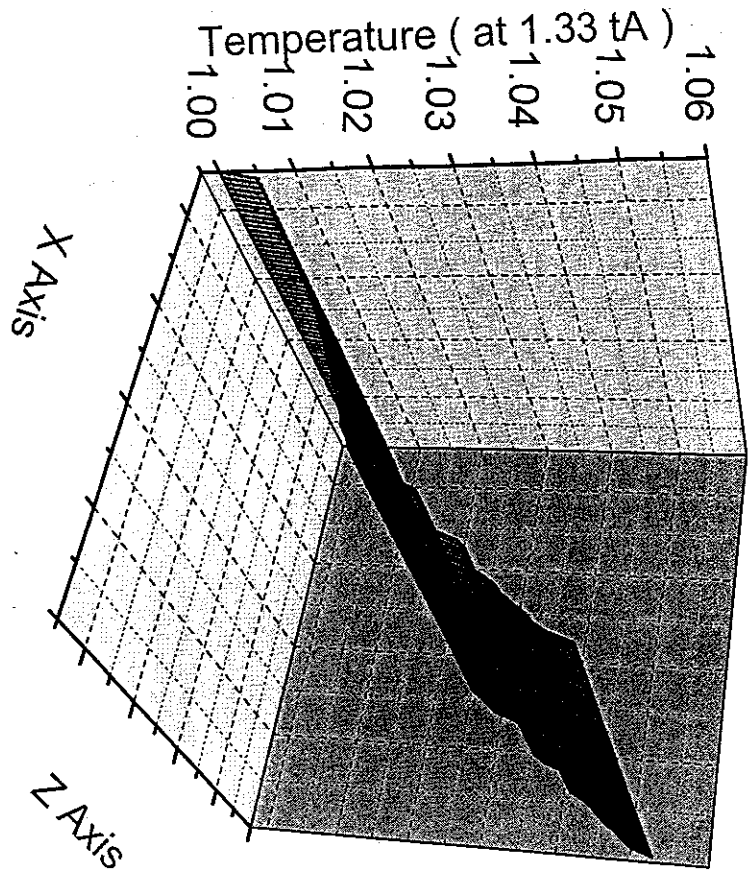


图 3 (b) 均匀流冲击时的温度演化图 (二)

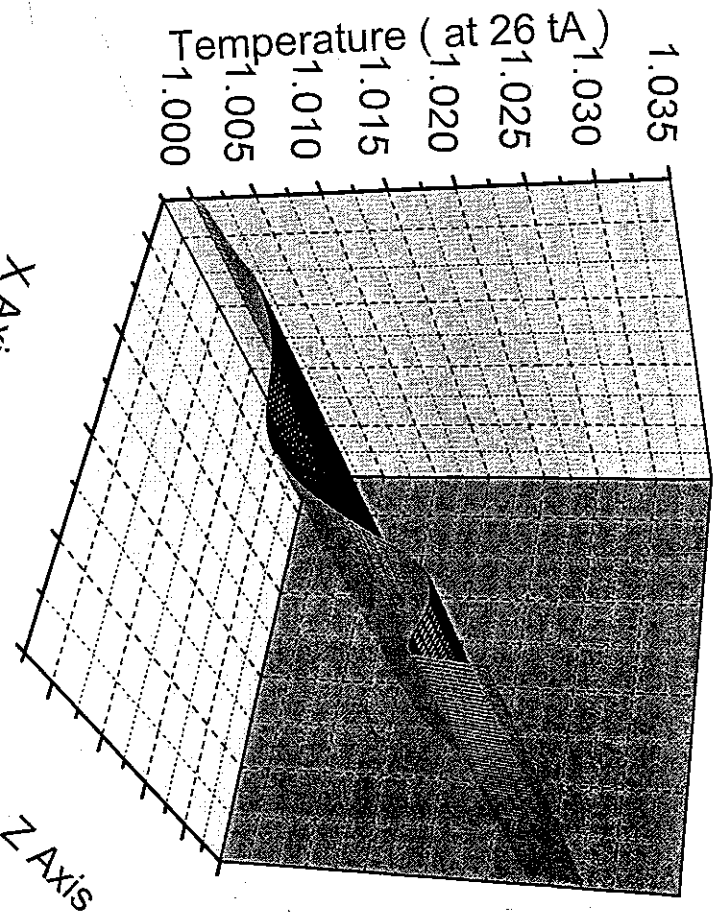
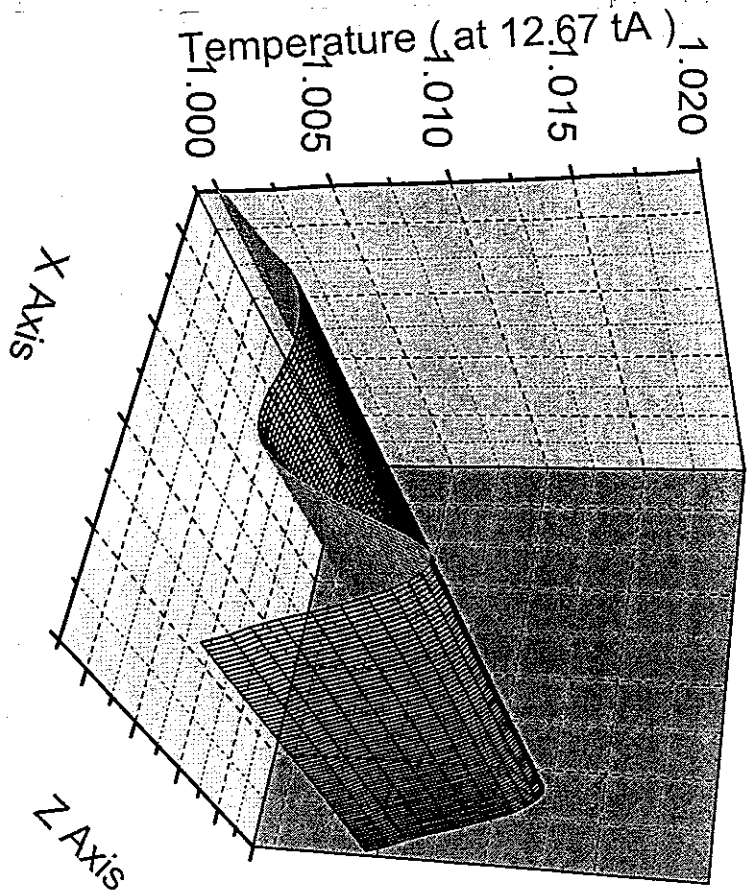


图 3 (c) 均匀流停止后的温度演化图 (一)

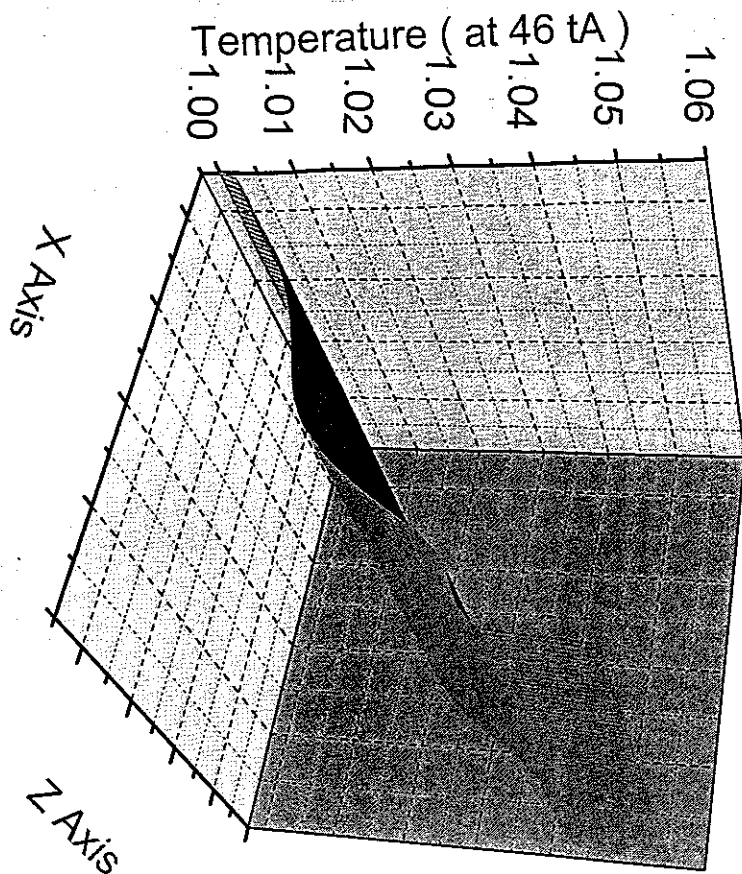
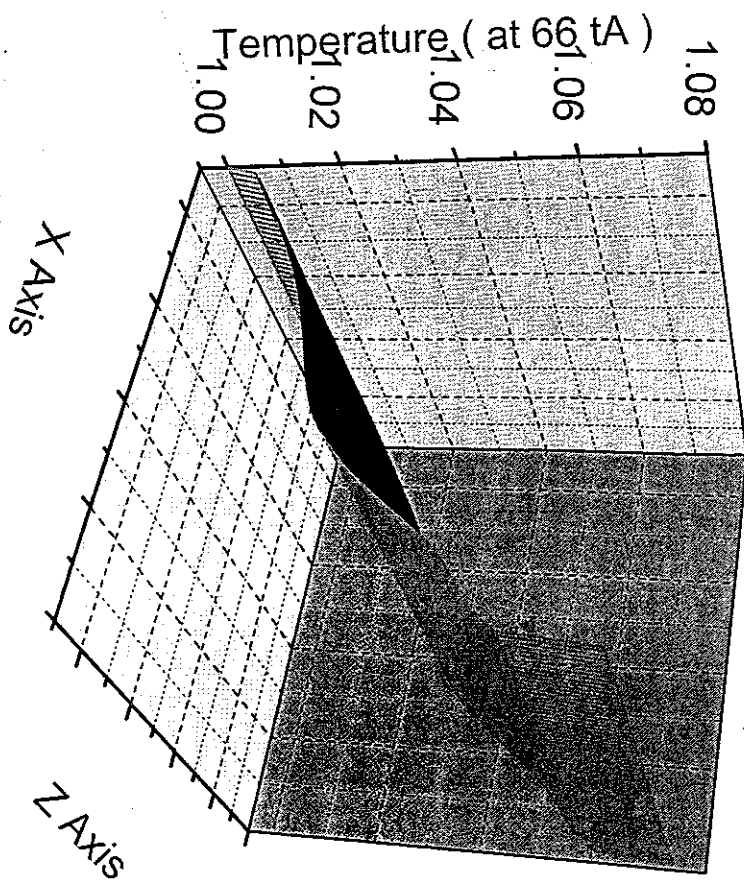


图 3 (d) 均匀流停止后的温度演化图 (二)



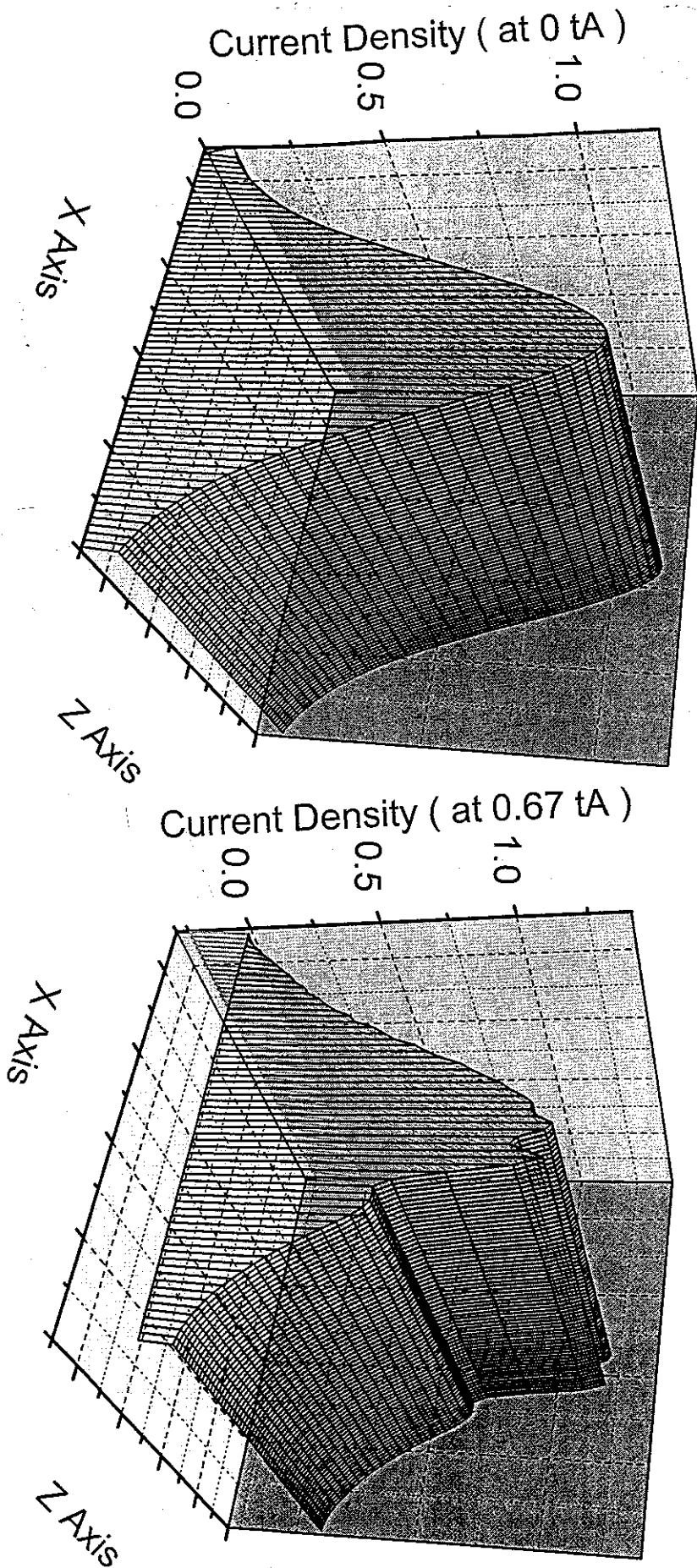


图 4 (a) 均匀流冲击时的电流密度演化图 (一)

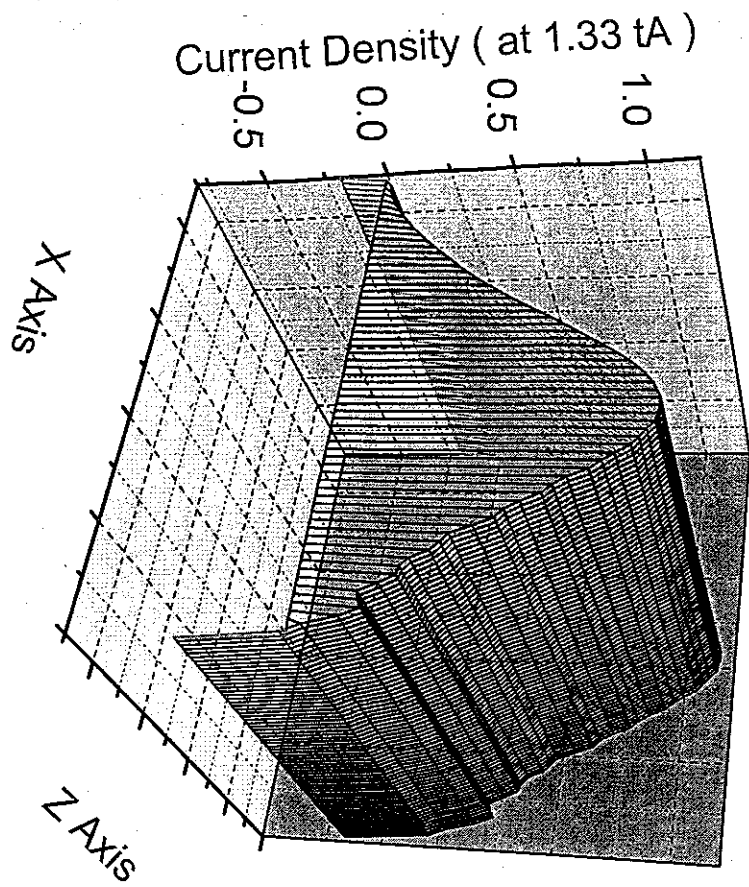
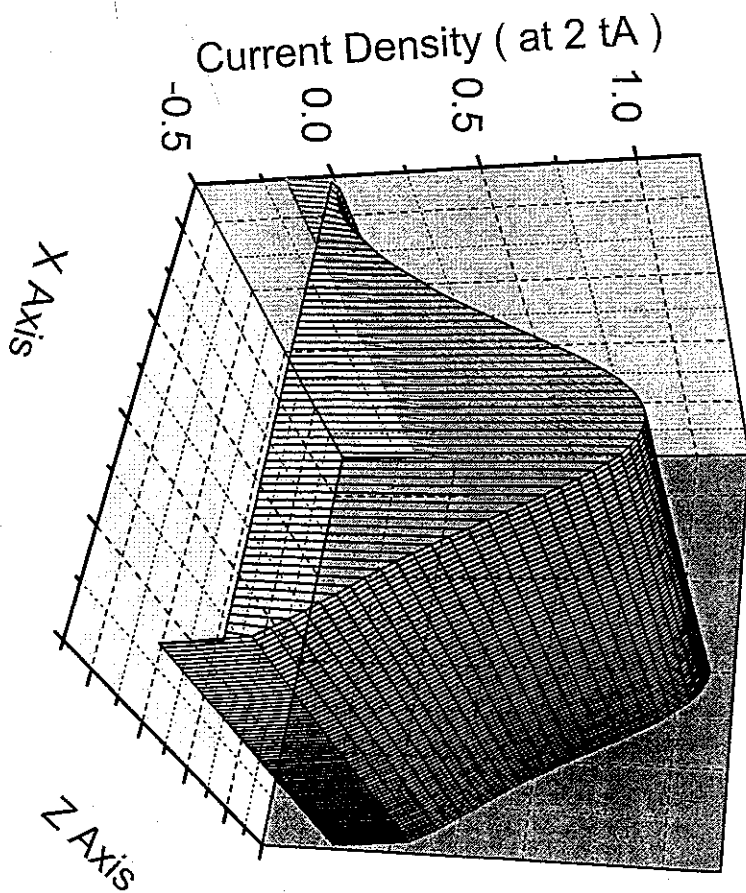


图 4 (b) 均匀流冲击时的电流密度演化图 (二)



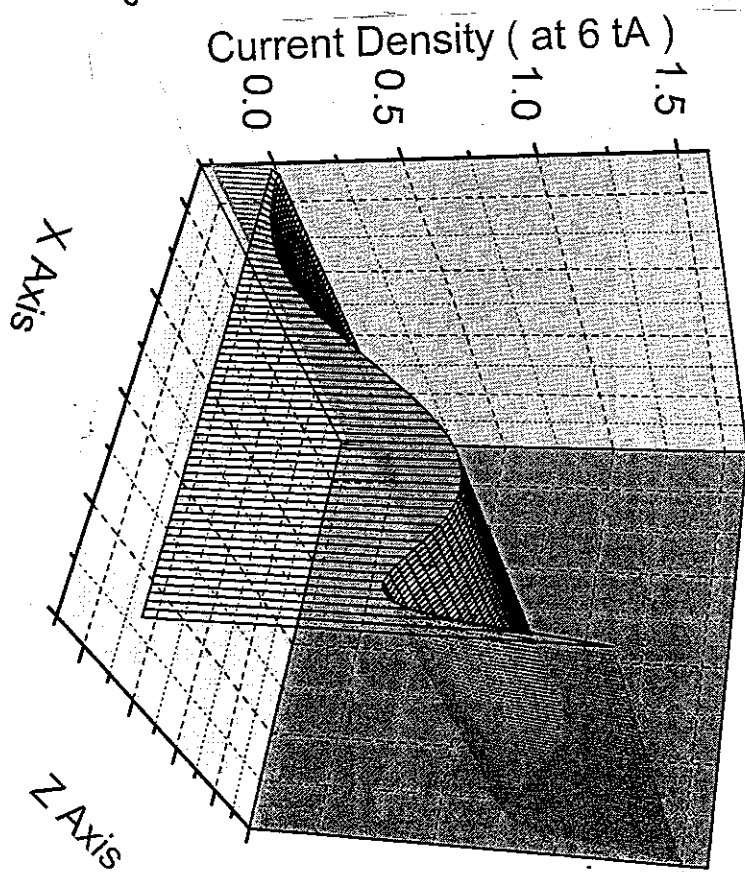
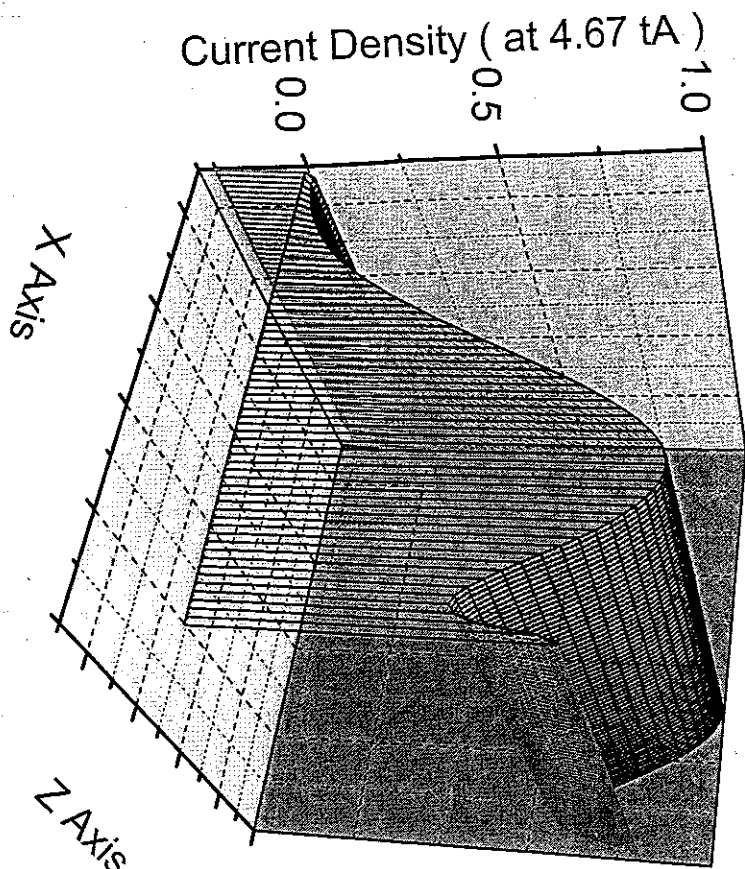


图 4 (c) 均匀流冲击时的电流密度演化图 (三)

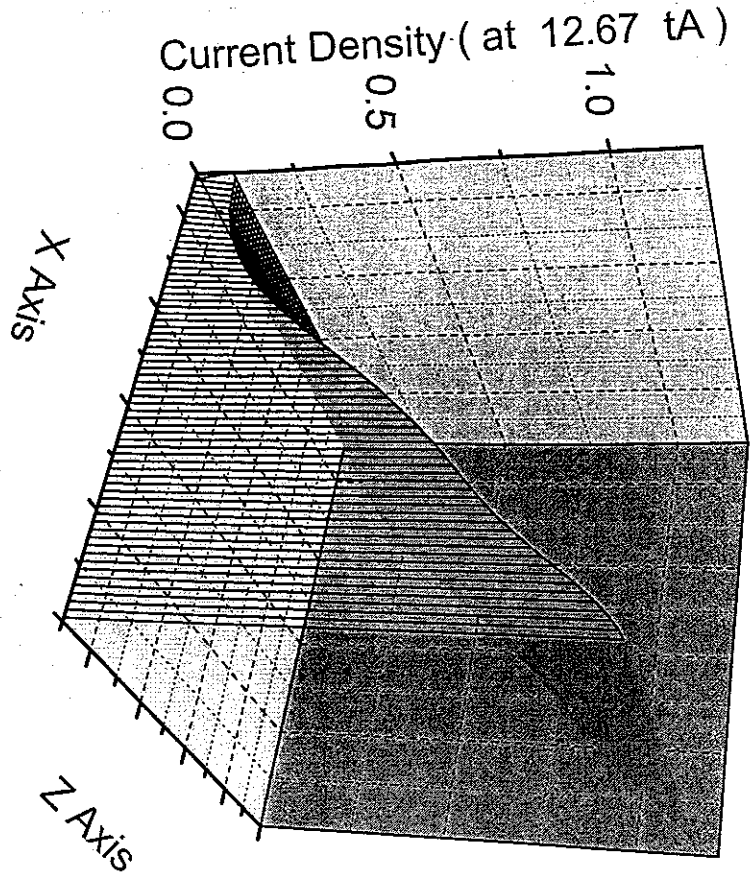
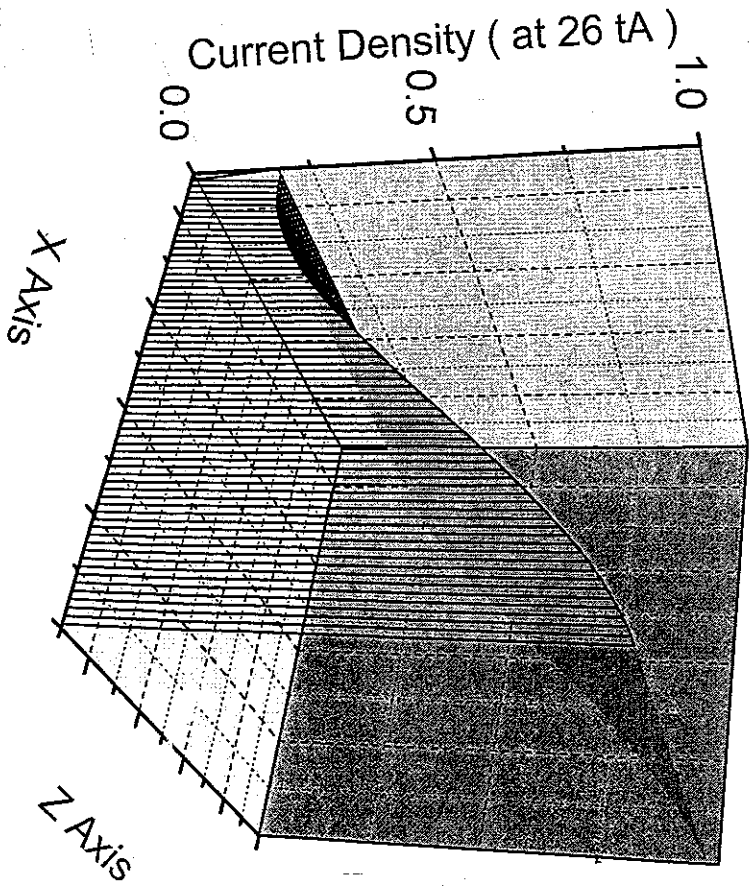


图 4 (d) 均匀流停止后的电流密度演化图 (一)



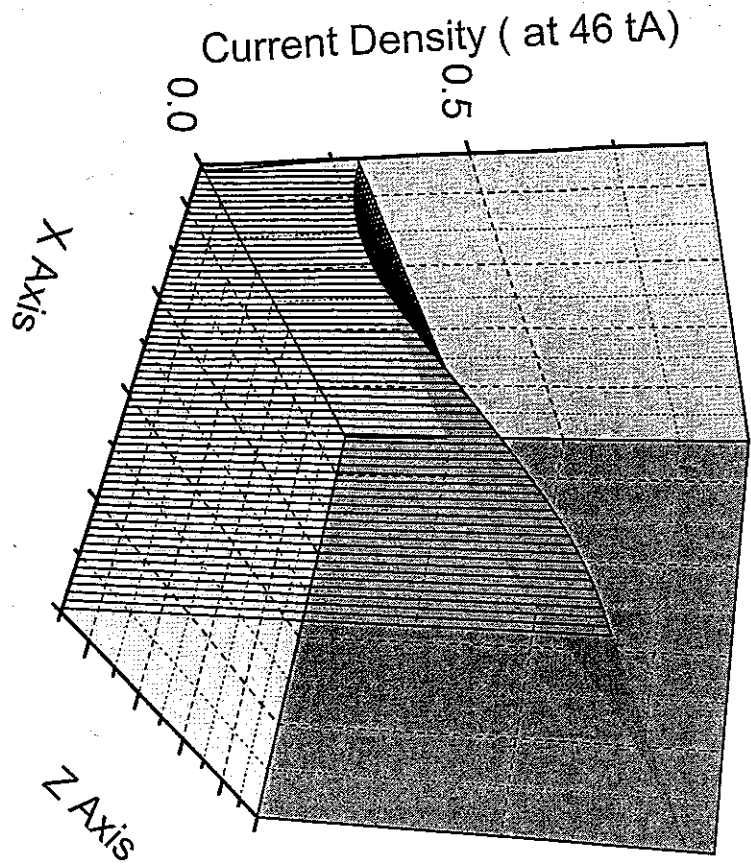
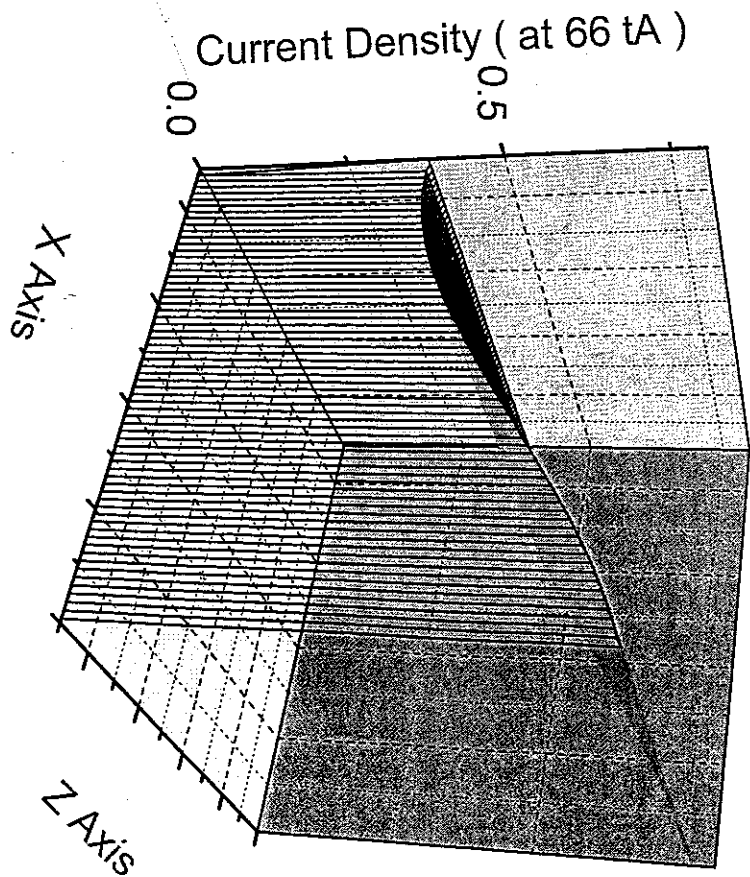


图 4 (e) 均匀流停止后的电流密度演化图 (二)



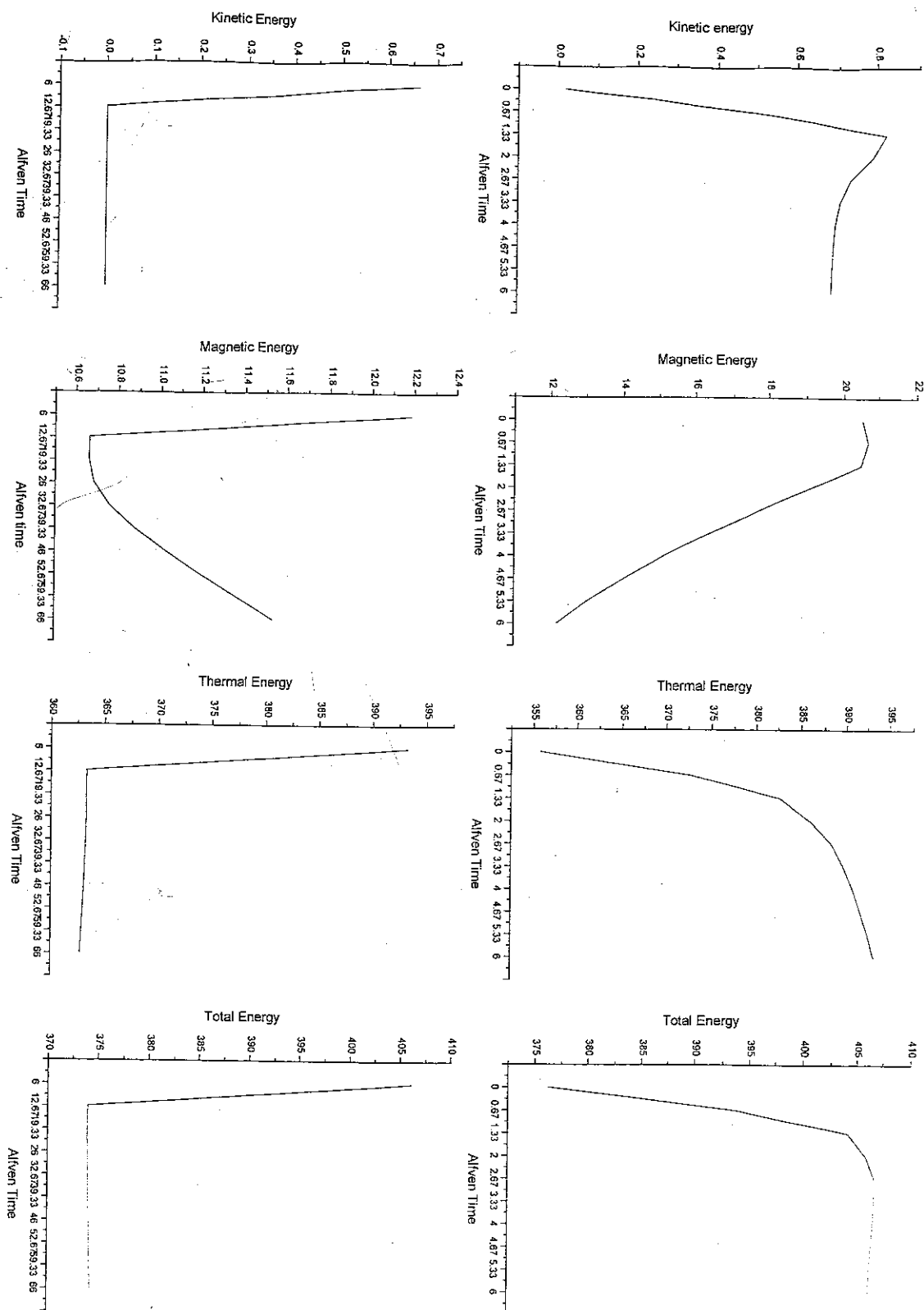


图 5 均匀流冲击（上排）和停止后的（下排）各种能量变化图。

2. 3. 2. 横向剪切流冲击引起的磁场重联

在模拟中取 $V_{x0}=0.01V_0$ 和 $V_{x1}=0.1V_0$ ，其余参数与4.31相同。图表示横向剪切流冲击期间磁场和速度的演化过程。由图6和图7看出，由于横向剪切流的冲击。I区磁力线逐渐弯曲，形成反方向的磁场区，且此区不断向电流片区延伸，在反向磁场区左边，逐渐形成一个小磁岛。这一现象说明，当横向剪切流足够大和冲击时间足够长时，在原来磁场方向相同的磁鞘区，也可发生磁场重联。大约在 $5.33t_A$ 时，在电流片区发生磁场重联，且逐渐形成“反K型”的准稳态重联结构，这与通常的单X线重联结构十分不同，其X中性点不在电流片中间，而是在电流片的左边界处。对应于反向磁场区，在 $Z=0$ 平面附近，产生了一股强的入射流，且随着时间的延长，此入射流不断向下游推进，并在 $Z=0$ 面附近形成速度辐合区。在入射流区两边，流体分别向上下方向流动。在III区，流向逐渐转变，向 $Z=0$ 平面流动。由图6和图7还可看出，在横向剪切流冲击期间，边界层区的磁场和流场较快地演化成为准稳态结构。随着冲击时间的延长，“反K型”的重联结构没有明显的变化，只是X中性点渐渐偏向磁层一边。

图8是剪切流冲击时的密度的演化图。图9是剪切流冲击时温度演化图。图10是剪切流冲击时电流密度演化图。从最初的演化来看，密度和温度及电流密度的分布显示有纵和横的扰动状态，这说明有磁流体力学波被激发。剪切流冲击时，密度升高，最高点向下游移动后，密度有空腔结构出现。剪切流冲击时，温度升高，具有峰，腔和弯叶片结构。剪切流冲击时，电流密度升高，也具有峰，腔和弯叶片及翘叶片结构。

2. 4. 小结

本章简述了磁流体力学方法和MHD数值模拟的有效性和有限性,建立了横向剪切流驱动重联的MHD数值模拟模型。在参照向阳面磁层顶空间环境数据后进行了模拟,得到了数值结果。这些数值结果分为两类。一类是均匀横向流情况,另一类是横向剪切流情况。对均匀横向流数值结果分析得主要结论是,电流片在外部均匀流冲击时被推向下流,外部均匀流停止后又回移,随后伴有振荡,横向均匀流并不引起局部重联。均匀流冲击时密度、温度、电流密度均上升,热能、动能和总能也上升。磁能下降。均匀流停止后密度、温度、电流密度均下降。热能、动能和总能也下降。磁能上升。在横向剪切流冲击情况下,会发生瞬时的,局部的重联。这种重联的典型特征是“反K”型准稳态结构,在剪切流冲击时,密度、温度、电流密度均升高。无论是均匀流还是剪切流。在扰动初期都有波动的激发。

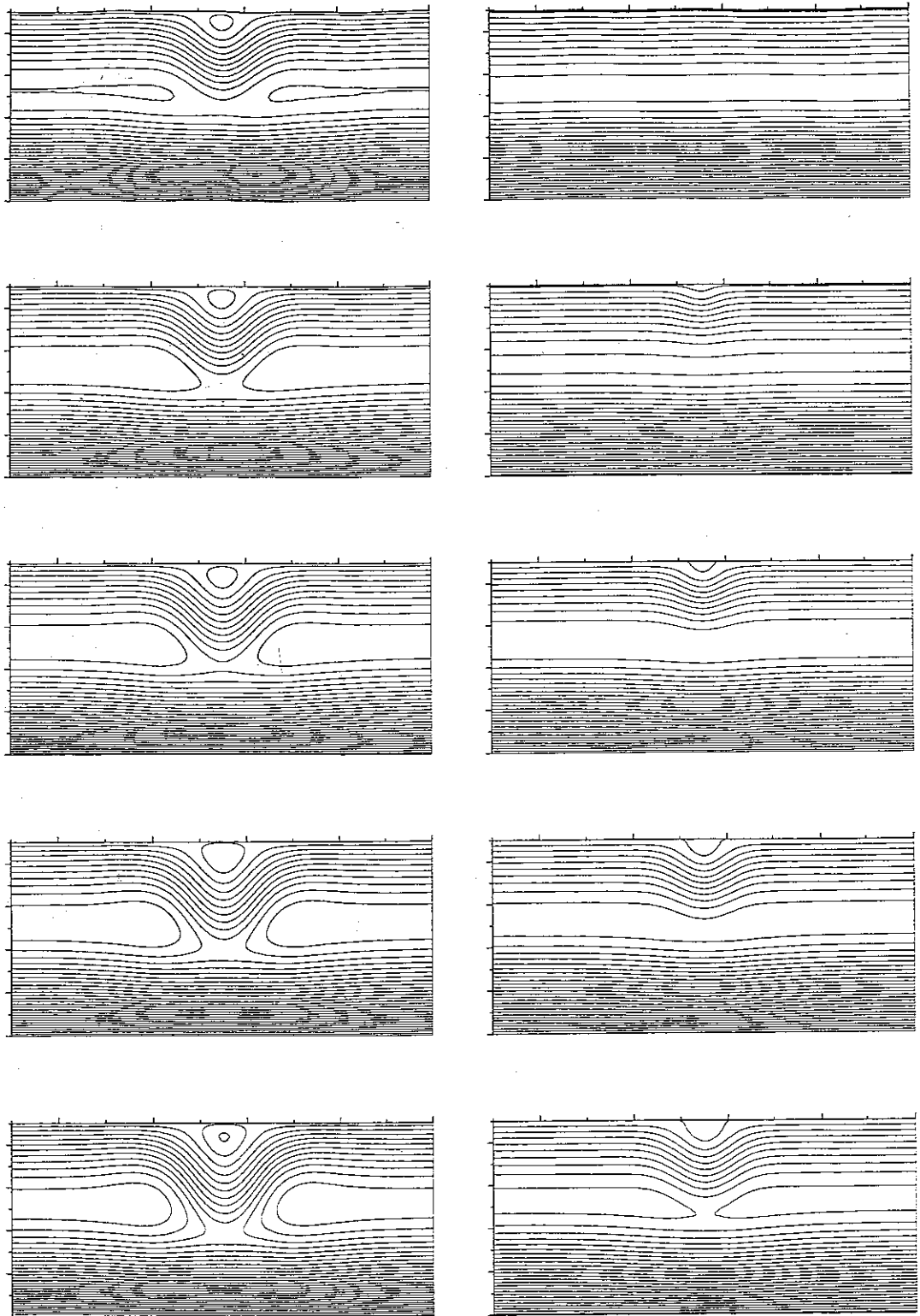


图 6 剪切流冲击时的磁场演化图

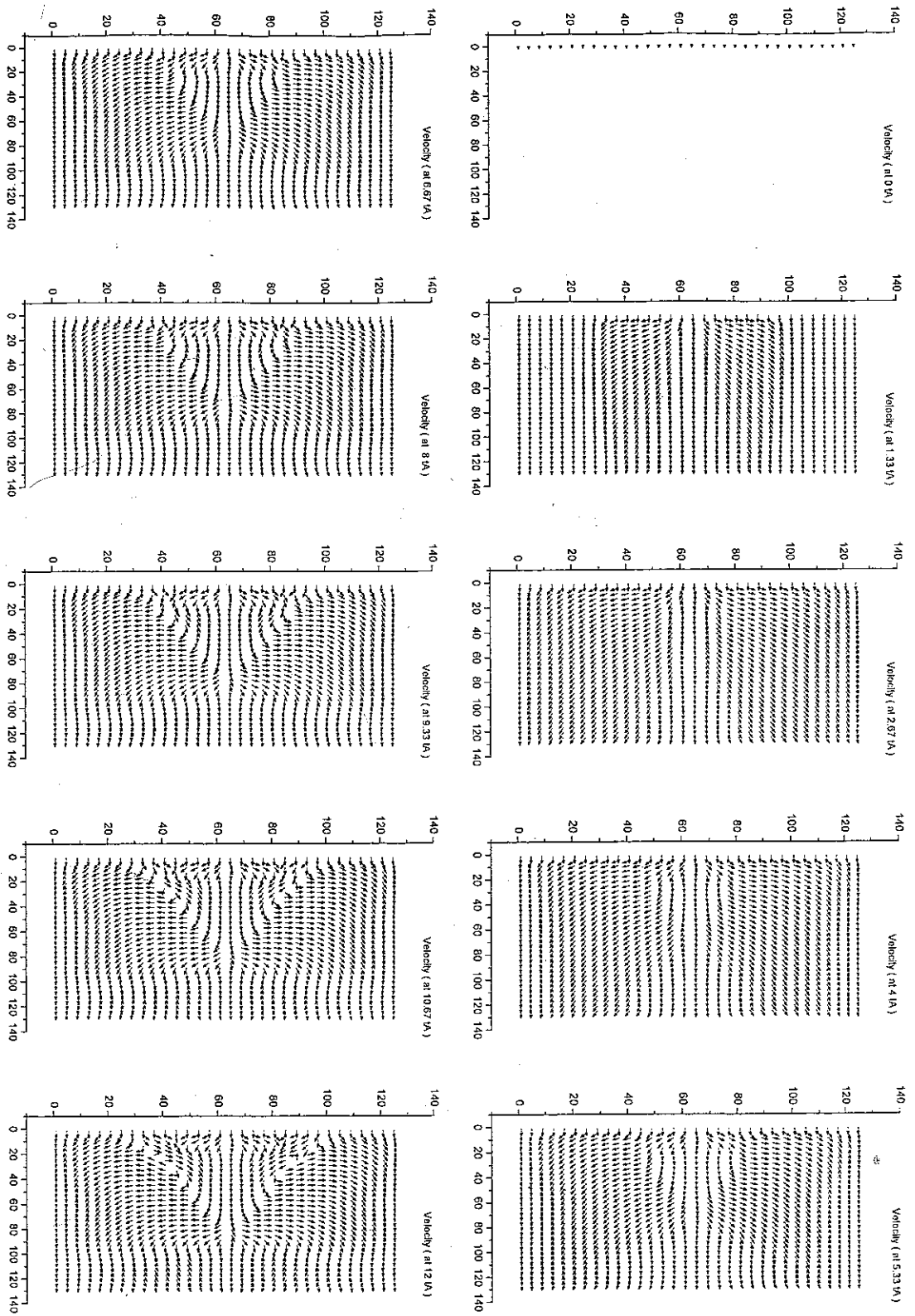


图 7 剪切流冲击时的流场演化图。

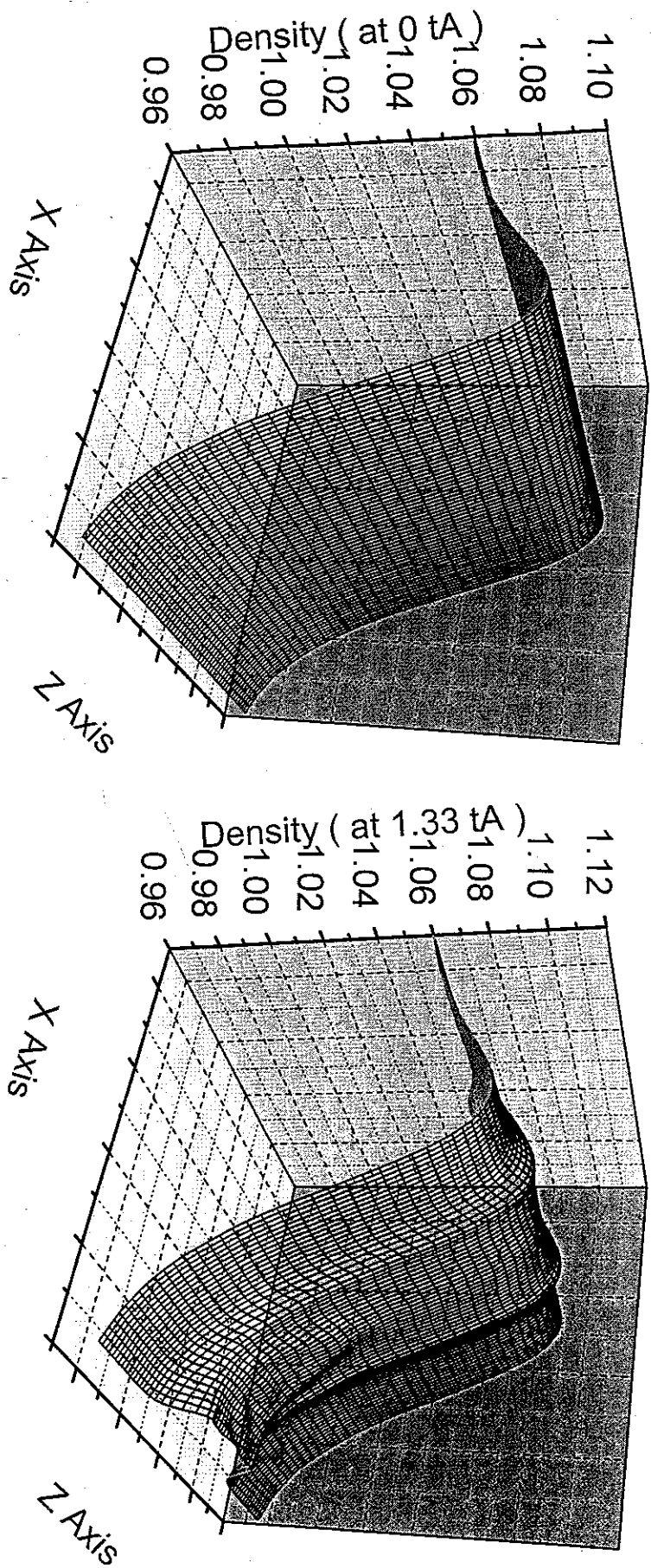


图 8 (a) 剪切流冲击时的密度演化图 (一)

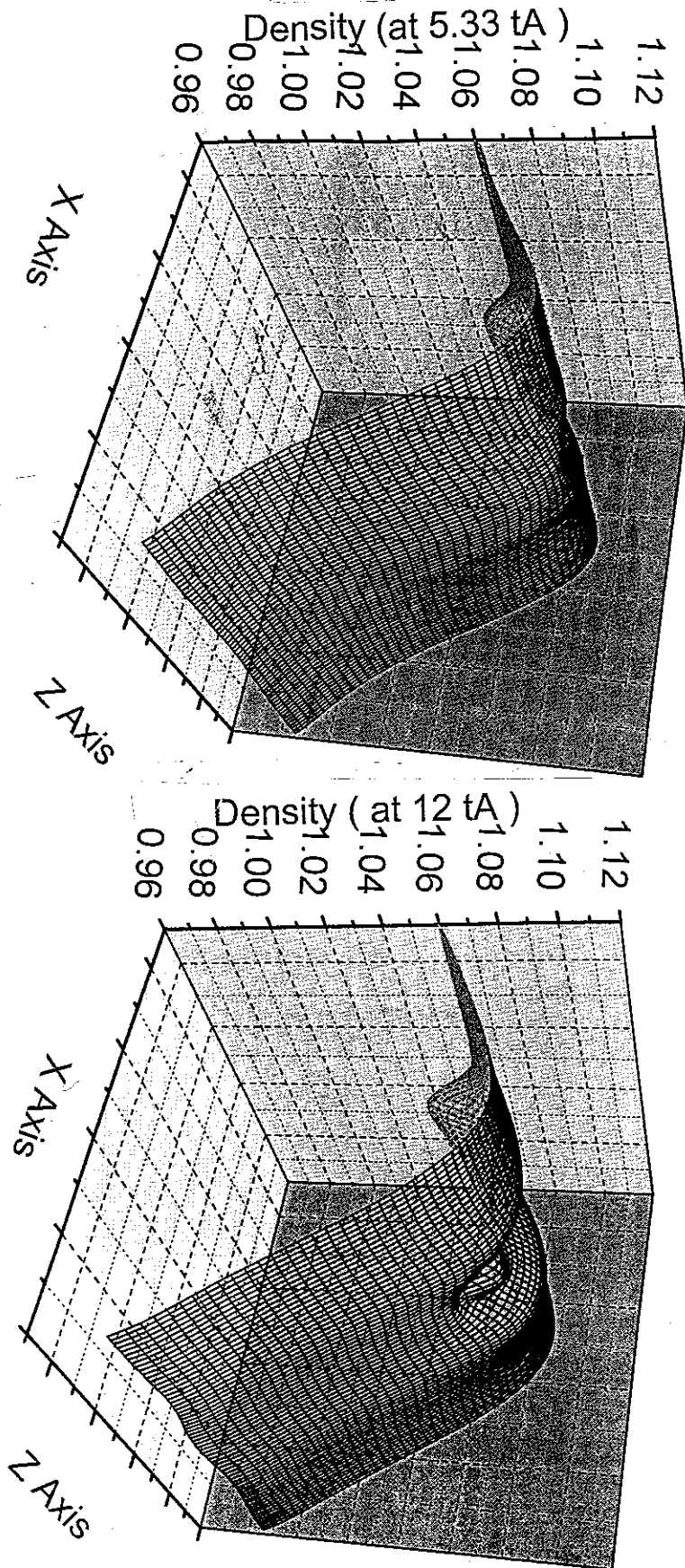


图 8 (b) 剪切流冲击时的密度演化图 (二)

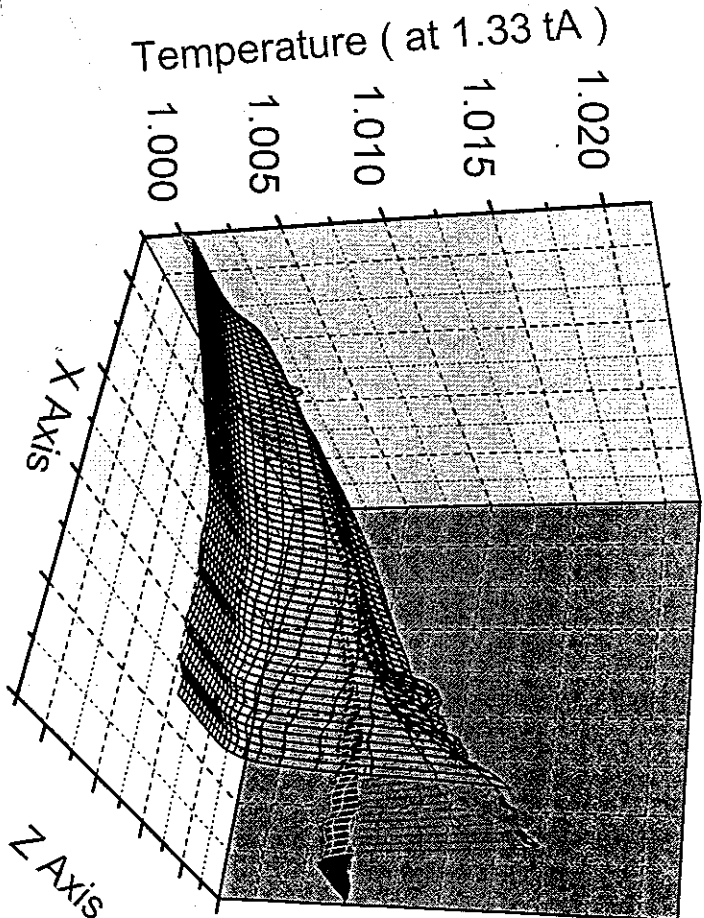
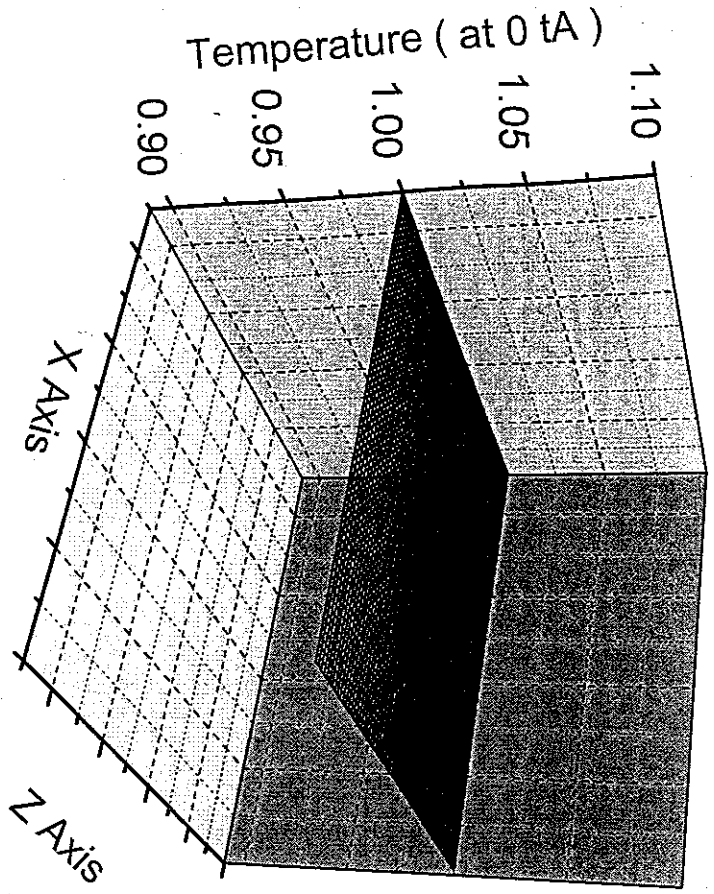


图 9 (a) 剪切流冲击时的温度演化图 (一)

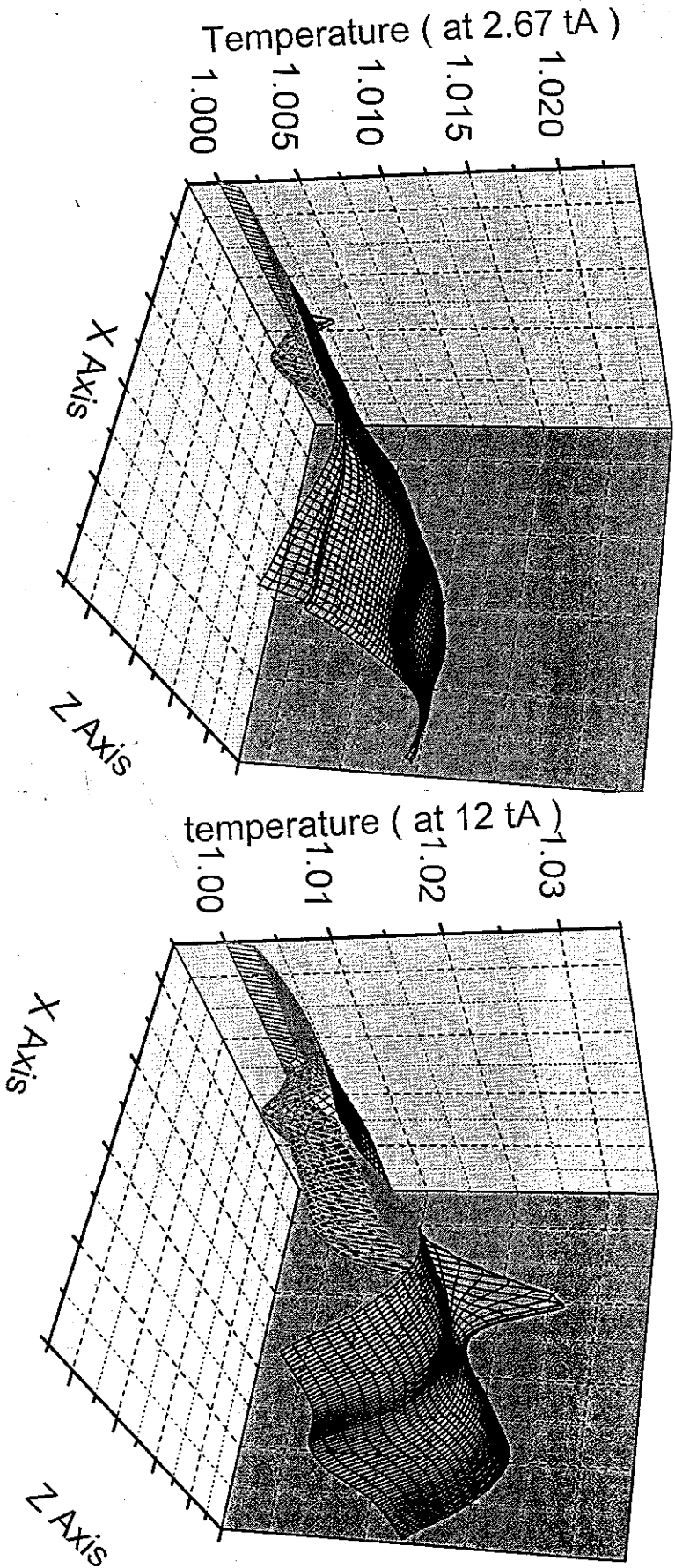


图 9 (b) 剪切流冲击时的温度演化图 (二)

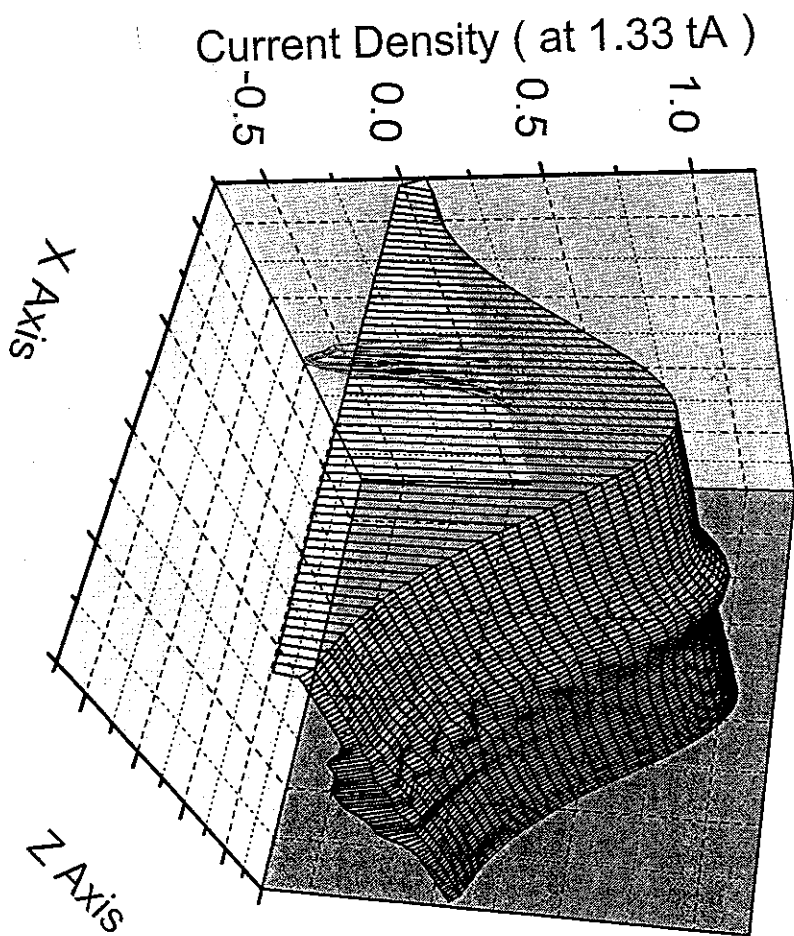
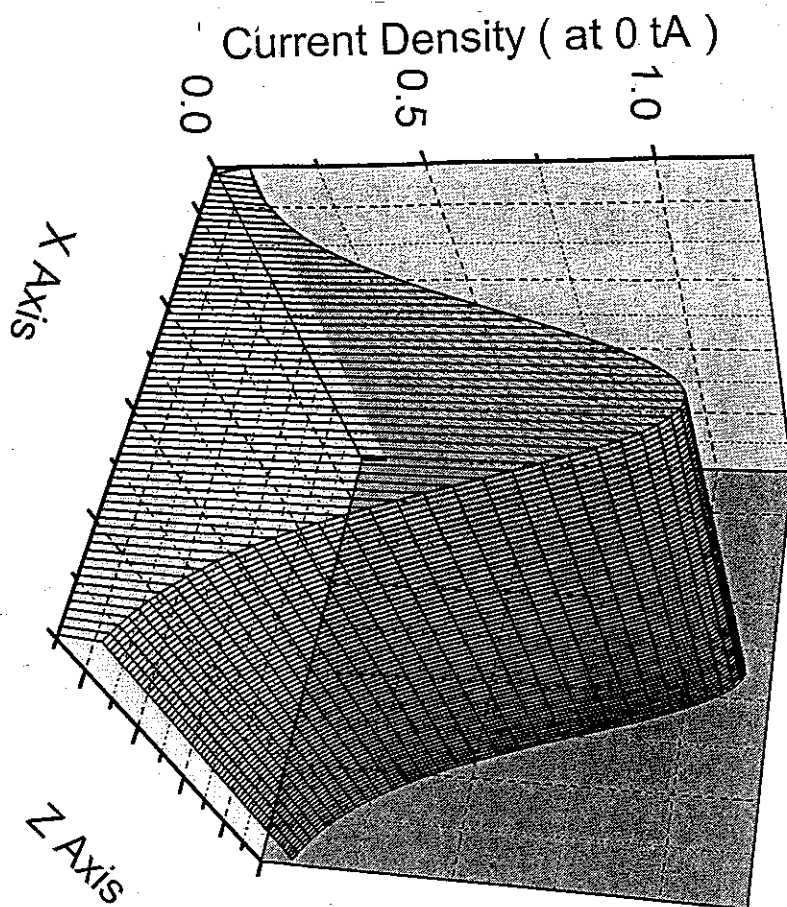


图 10 (a) 剪切流冲击时的电流密度演化图 (一)

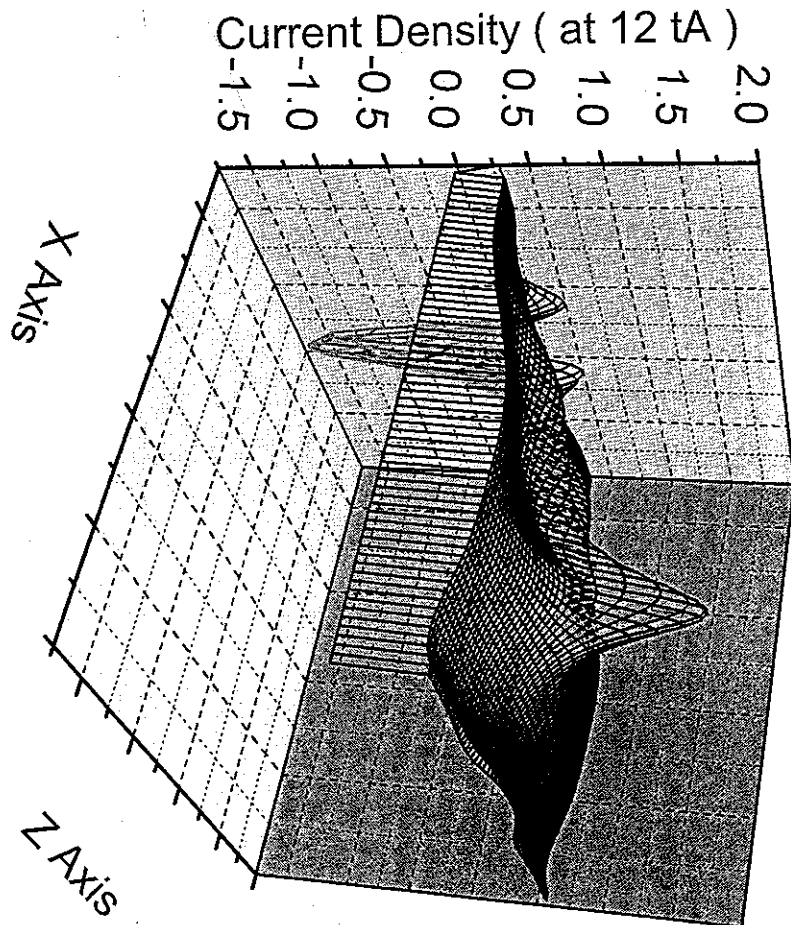
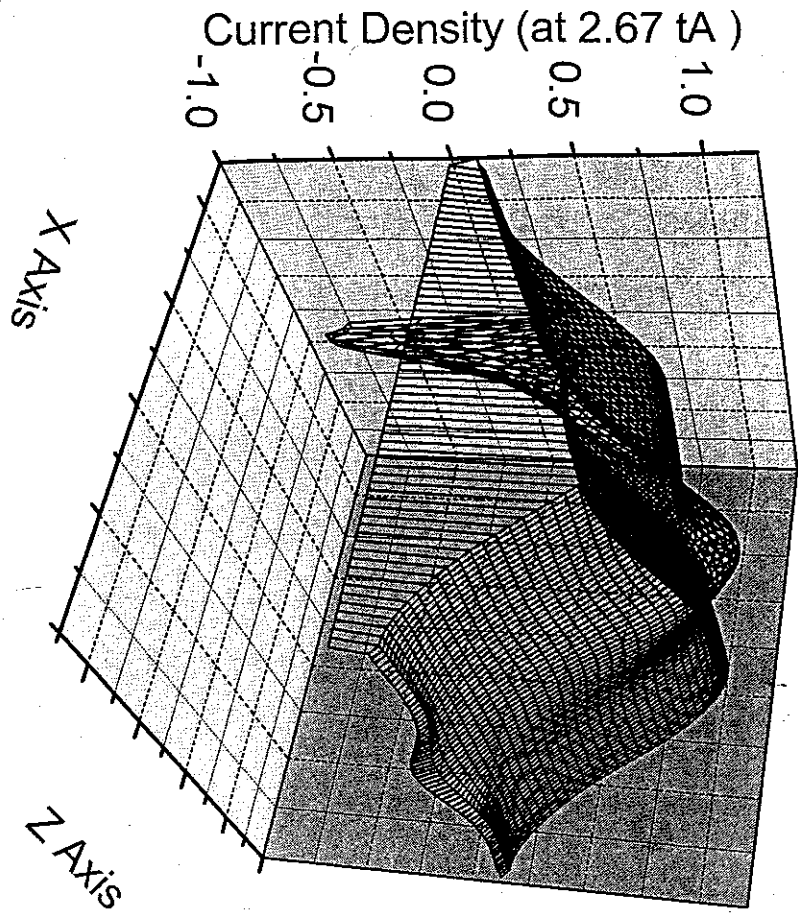


图 10 (b) 剪切流冲击时的电流密度演化图 (二)

第三章 横向剪切流冲击停止后磁场重联过程和等离子体结构

横向剪切流停止后，整个模拟区MHD系统处于非平衡态，此时没有外力作用，系统将趋向于平衡态。在这个过程中，场和等离子体结构完全与停止前不同，原非横向剪切流冲击边的高磁压会产生反向流。系统遭受内部反向横向剪切流冲击。由于反向冲击，“反K型”结构肯定要退化为X型结构。电流片位置也将向回移动，磁场位形在多种变化中逐渐恢复。等离子体逐渐把能量转移给电磁场。流场由准稳态定向流动逐渐变成低速湍流。流动的方向在不同区域的方向是不一样的，在不同的时间也是不一样的。此时，系统内部的各种不同类型的不稳定性将被激发。在系统内部的自身调节下，磁通量随等离子体流参与振荡。高重联率的重联类型向低重联率的重联类型过度。但低重联率的重联类型维持的时间可能较长，重联方式更多一些。这是由于不受外力控制后，自发磁场重联在内部受平行与磁场的剪切流和垂直于与磁场的剪切流诱导不断发生。外部横向剪切流停止后，内部流场就变成了主要因素。等离子体一方面参与振荡，一方面与磁场交换能量，在与磁场的非线性相互作用中，会产生涡旋性等等离子体流场结构，这就增加了发生多个局部磁场重联的可能性。根据系统趋向平衡这一点，我们可以看到总的趋势是重联率越来越低。在实际的空间现象中，例如太阳风动压脉动对地球磁层的影响就可看成是一种剪切流对一个含有电流片特殊磁场区，冲击一段时间后又停止，使得磁层顶发生振荡，产生多处局部瞬变重联。这是由外部因素间接驱动磁场重联的具体表现。外力作用的突然停止，很可能是快速驱动磁场重联的一种机制，这一点，我们会在下一章所看到。

横向剪切流停止后重联结构和流场的演化示于图1 (a) 和图1 (b)。它们表示突停时间 T_s 为 $12t_A$ 时磁场和速度结构的演化。由图看出, 在I区的反向磁场区很快消失, “反K型”结构演化为强的单X线重联结构, X中性点位于电流片的中间部分。同时, 电流片区向左方移动。随着时间的延长, 重联结构不断发生变化, 并遵循一定的演化规律: “反K型”结构 \rightarrow 单X线结构 ($T=78.67t_A$) \rightarrow 多X线重联结构 ($T=145.33t_A$) \rightarrow 单磁岛结构 ($T=212t_A$) \rightarrow 多X线重联结构 ($T=278.67t_A$ 秒), 单X线结构 ($T=612t_A$)。此后, 磁场重联逐渐变弱, 到大约 $792t_A$ 时, 逐渐恢复到未扰动状态。从上述的重联结构的演化过程可看出, 磁场重联有时是减弱的, 有时又是加强的, 而且出现某些不同的重联形态, 这说明在横向剪切流突然停止后, 在系统内部存在着触发重联的机制。

对应于磁场结构的变化, 流场也发生相应的变化。在 $T=78.67t_A$ 时, 在电流片区形成一对相对于 $Z=0$ 反对称的大涡旋, III区也形成一对反对称的大涡旋, 而且这两对涡旋的方向相反。在具有这种涡旋结构的情况下, 在 $Z=0$ 平面附近的电流片区两边出现了两股方向相反的入射流, 电流片被挤压, 因而产生了强的单X线重联。以后, 在电流片区两边的四个大涡旋的形态和方向不断变化, 当 $T=145.33t_A$ 时, 在 $Z=0$ 平面附近速度变为反向。同时, 在电流片上下部分有入射流加强。在具有这种流场的结构下, 产生了多X线重联结构。到 $T=212t_A$ 时, 涡旋结构变弱, 电流片上下部流场变得不规则, 多X线重联结构消失。只剩下单磁岛结构。在 $T=278.67t_A$ 时, 单磁岛结构加强。在 $T=345.33t_A$ 时, 电流片上下部入射流场逐渐加强。且电流片左边的涡旋再次增大, 到 $T=478.67t_A$ 时, 又产生了较强的多X线重联结构。然后, 模拟区内的涡旋渐渐变弱, 流场变为不规则

的湍流状态，这时重联也逐渐消失，磁场逐渐恢复到未扰动状态。在这一过程中，电流片的位置出现振荡现象。

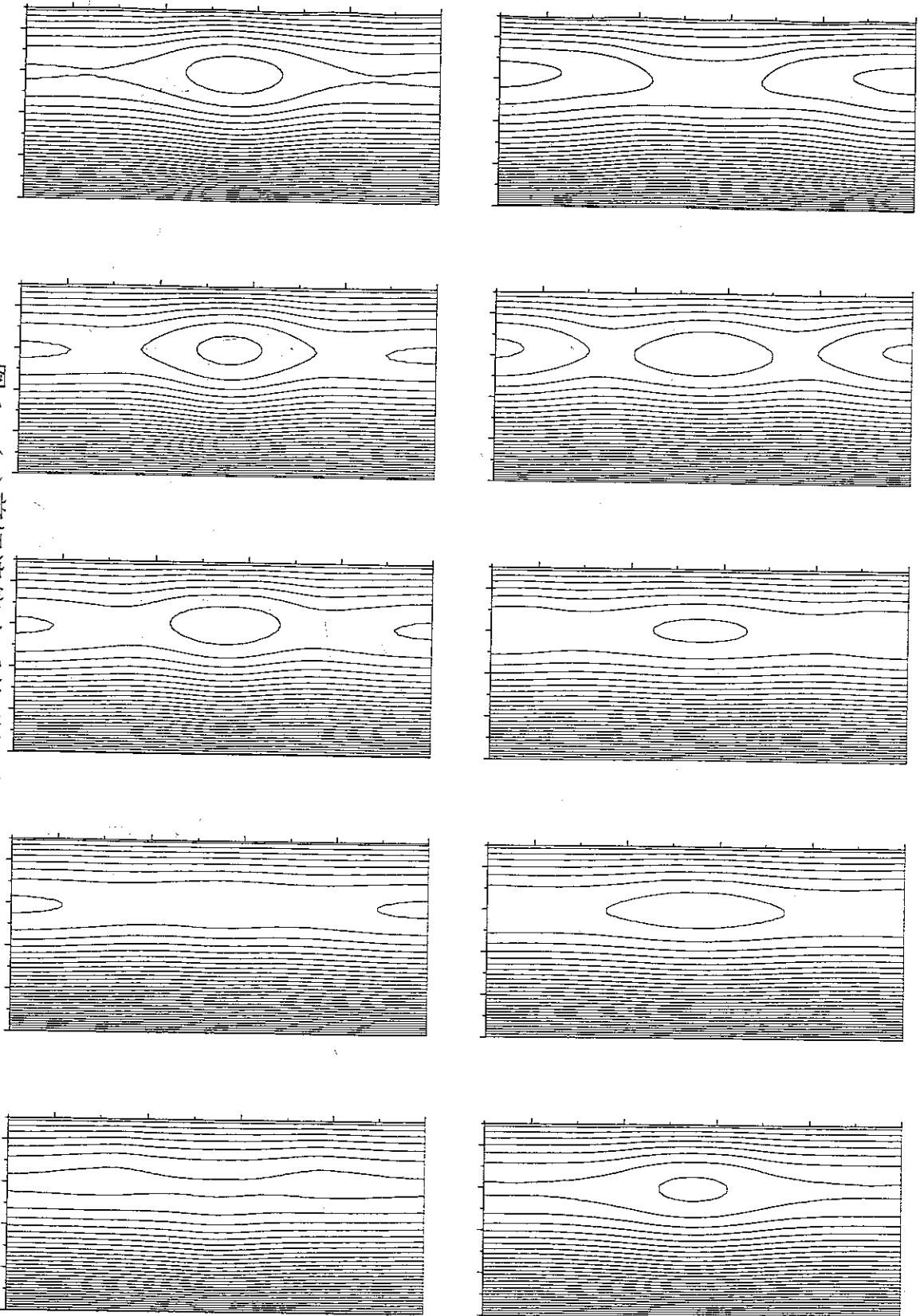
从图2，图3和图4可以直观地看到，剪切流停止后，全模拟区密度下降，密度梯度变得比较平缓，分布呈现出许多小涨落区。剪切流停止后，温度上升，温度分布呈斜坡状分布，呈现出许多小涨落区。剪切流停止后，电流密度下降，电流密度逐渐呈平面分布，有许多小涨落区。剪切流停止后，模拟区流场多次出现大的涡旋状态。也多次出现不同的磁场重联位形。各点速度在不断改向的同时，渐渐地变小。从图5看到，剪切流冲击时，总动能上升，总磁能在下降，总热能在上升，总能在上升。剪切流停止时，总动能总的趋势是在下降，但在下降中有回升的过程，总磁能先降后升，又降又升，总热能在下降，总能在下降一段后就保持守恒。这说明剪切流冲击时，磁能和一部分动能转化成了热能。剪切流停止时，动能和一部分热能又转化成了磁能。

值得注意的是，在本文的模型中，同时存在着磁场剪切和流场剪切，还有电流片和电阻，因而，在演化过程中，撕裂模不稳定性和K-H不稳定性同时存在。在外部剪切流冲击时，外部流场对重联位形起主要控制作用。在外部剪切流冲击停止后，内部流场对重联位形起主要控制作用。多x线重联位形的多次产生是内部流场在对电流片不同部位的来回驱动。横向剪切流驱动重联的要点是外部剪切流对电流片区提供一个扰动源，激发磁流体不稳定性，产生K型，X型，多X型等多种重联位形。剪切流冲击时所形成的磁场形态有可能不一样，但在外部剪切流冲击停止后，经过较长时间，都能恢复到未受扰动前的状态。

小结

本章着重分析了外部剪切流停止后，电流片系统的磁场和等离子体的演化。发现在冲击时形成的“反K”型重联结构在停止后会逐渐退化为单X型结构。由于振荡，单X型结构和多X型结构交替出现，流场涡旋也相应地交替反向。在这个期间，总动能下降，总热能下降，总动能先降后升，总能在下降一段后就保持守恒。经过较长时间，磁场结构能恢复到未受扰动前状态。

图 1 (a) 剪切流停止后的磁场演化图



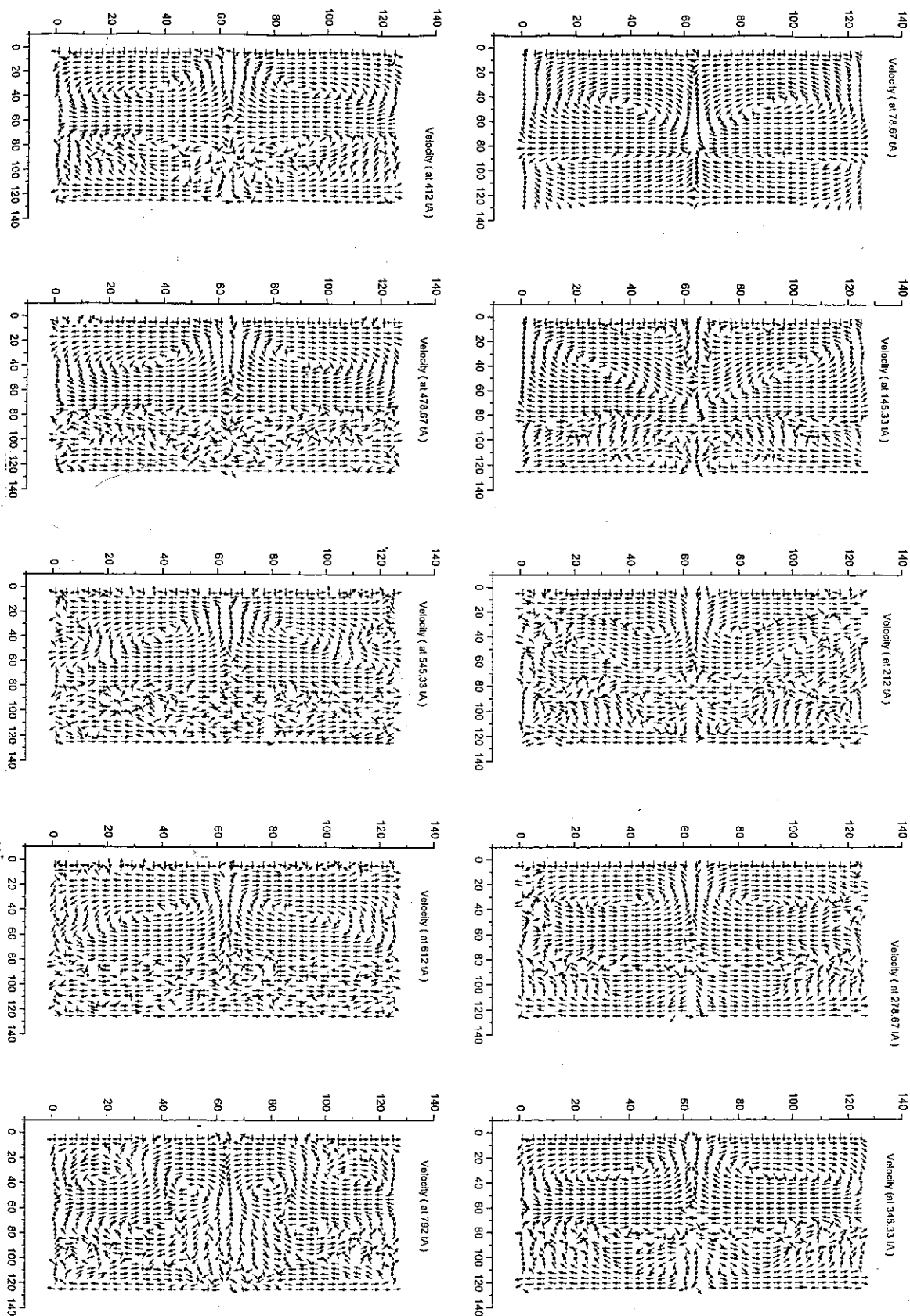


图 1 (b) 剪切流停止后的流场演化图

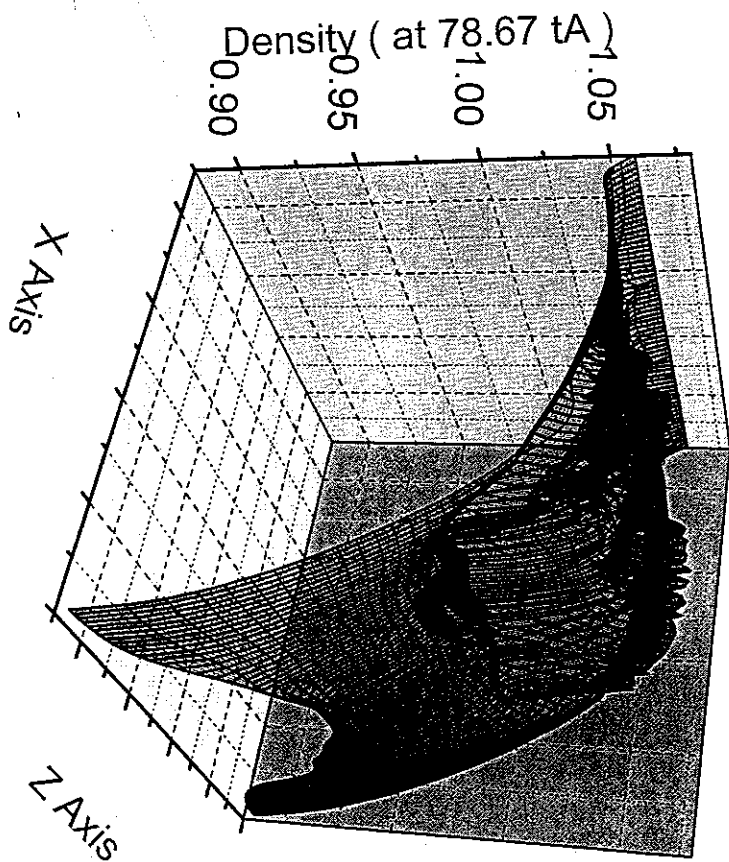
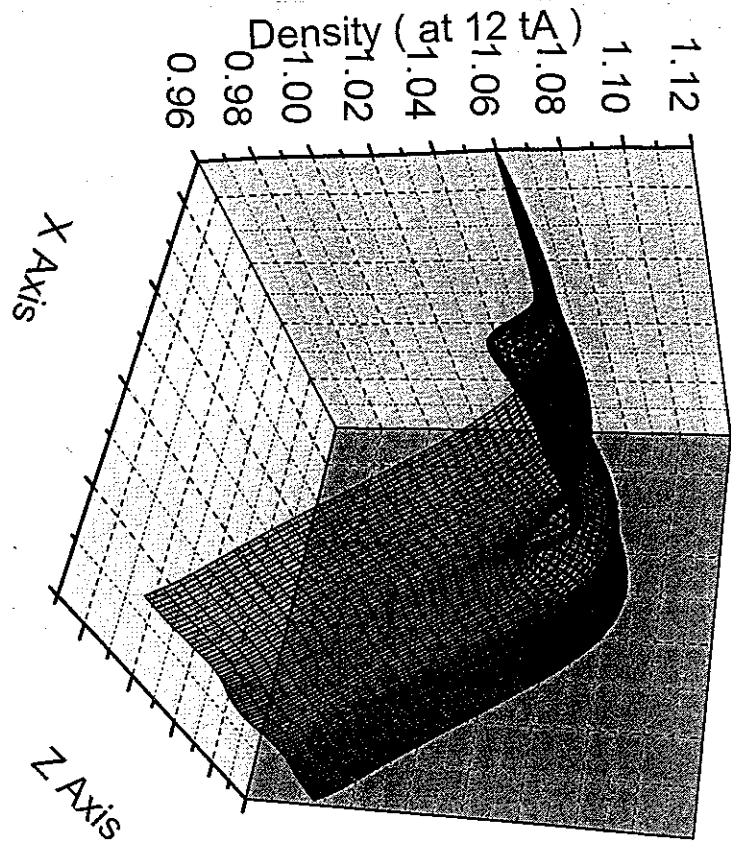


图 2 (a) 剪切流停止后的密度演化图 (一)

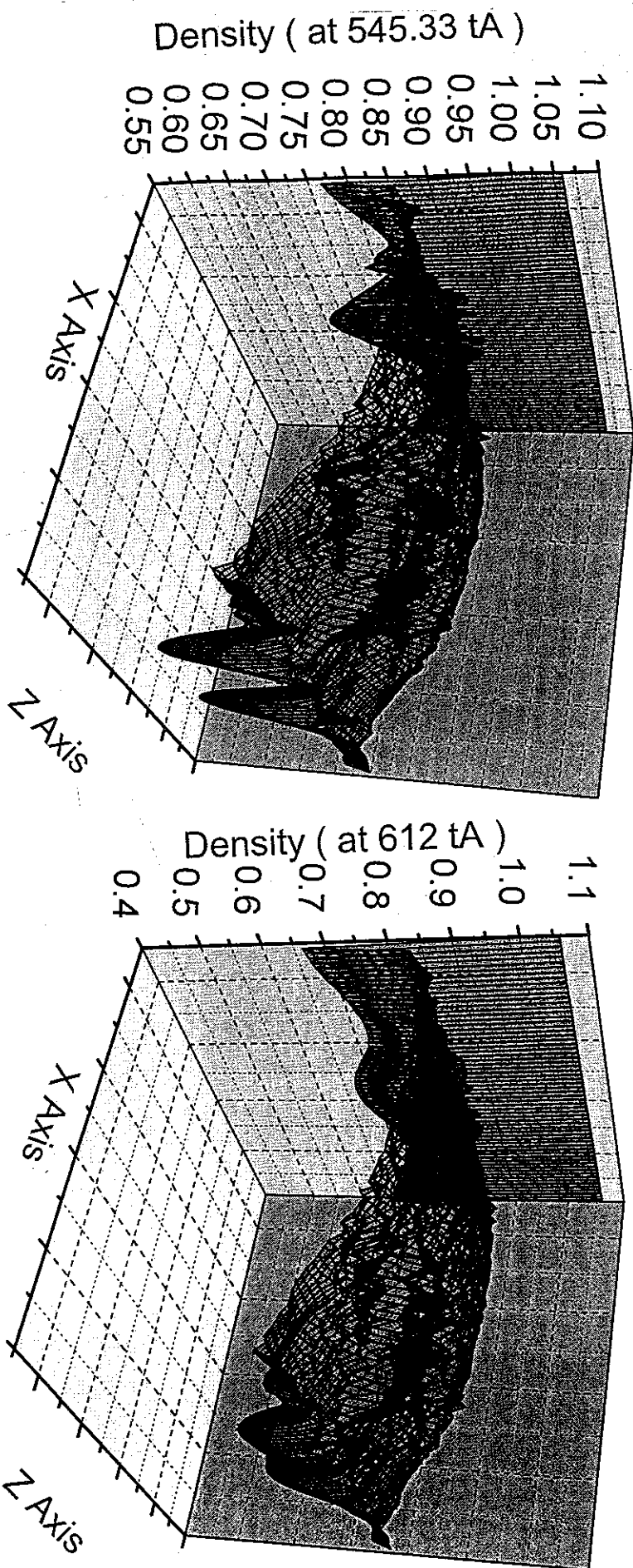


图 2 (b) 剪切流停止后的密度演化图 (二)

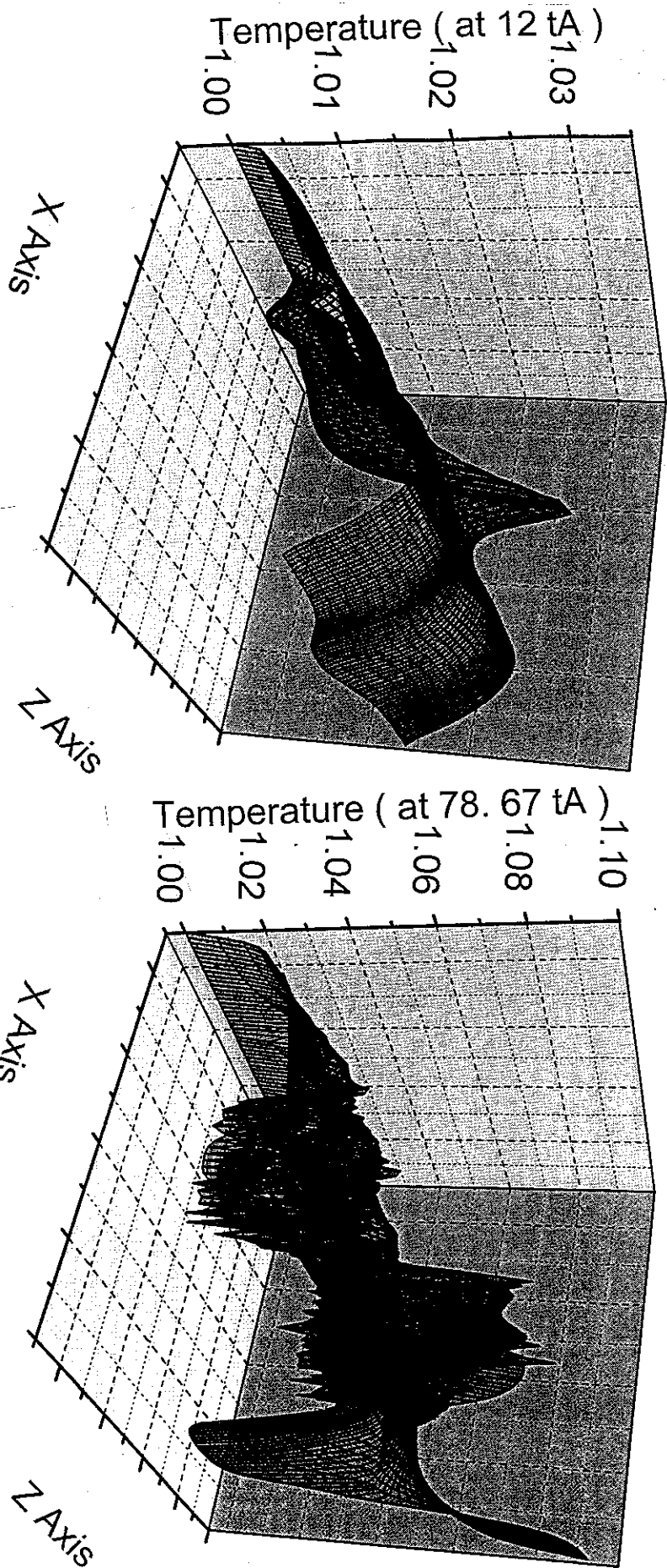


图 3 (a) 剪切流停止后的温度演化图 (一)

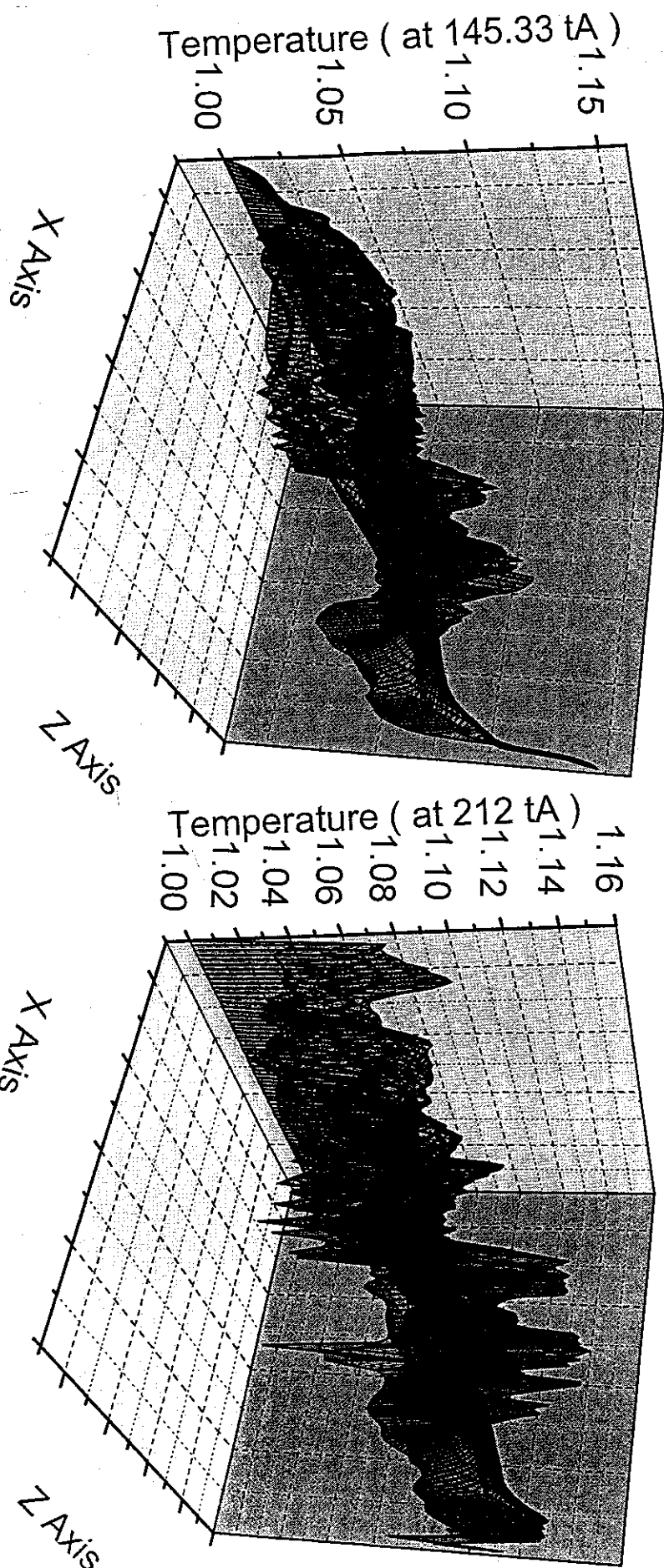


图 3 (b) 剪切流停止后的温度演化图 (二)

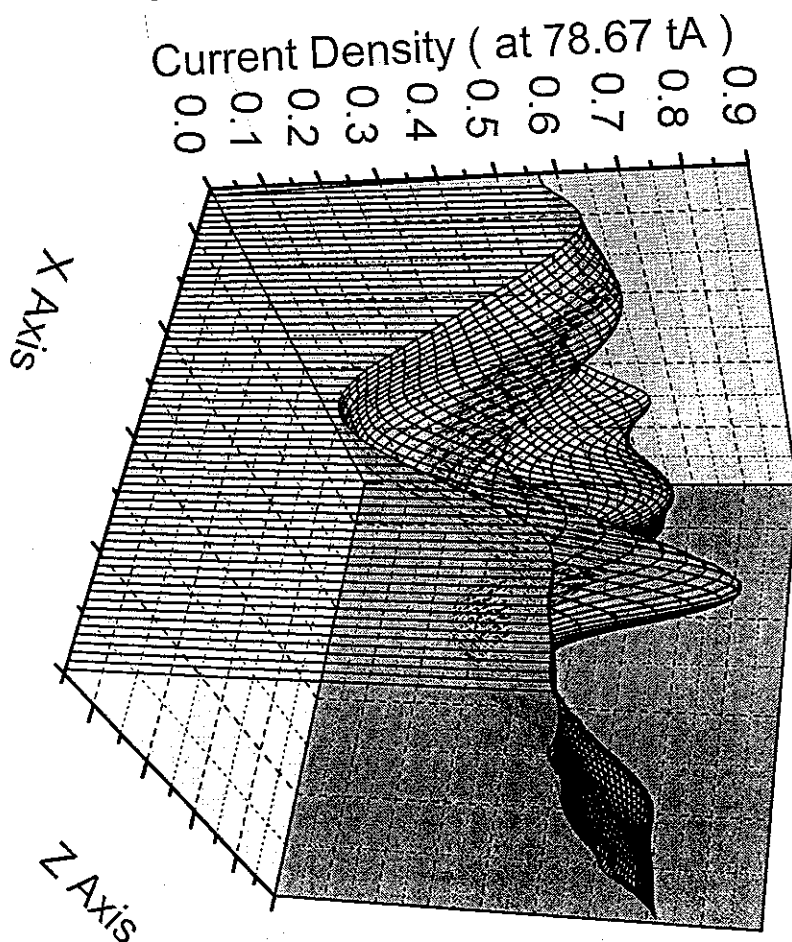
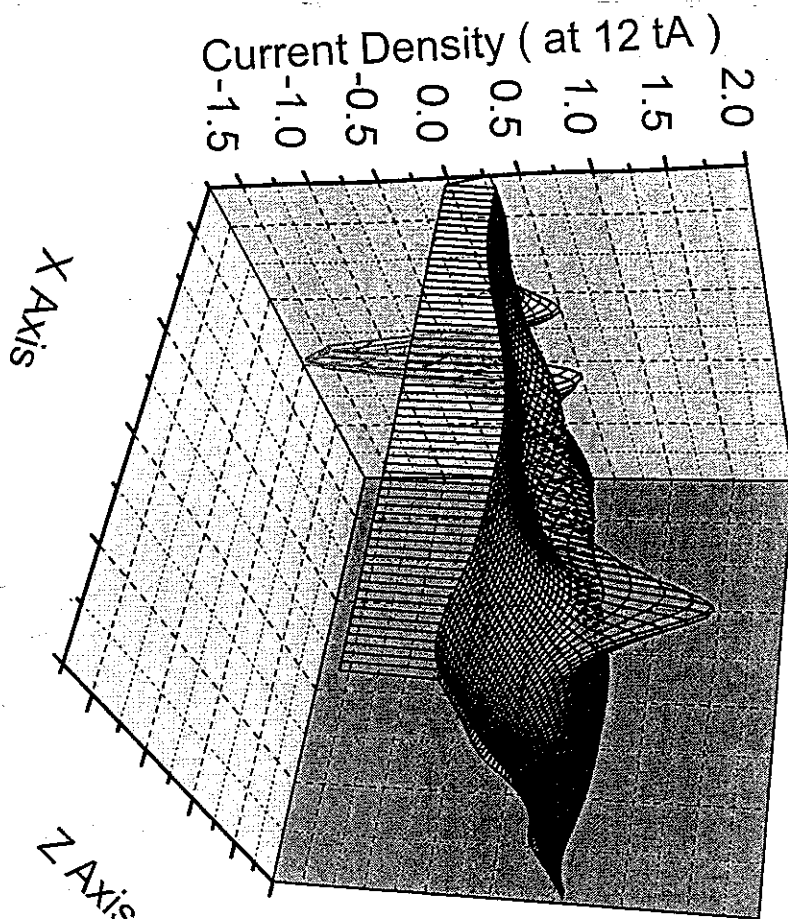


图 4 (a) 剪切流停止后的电流密度演化图 (一)

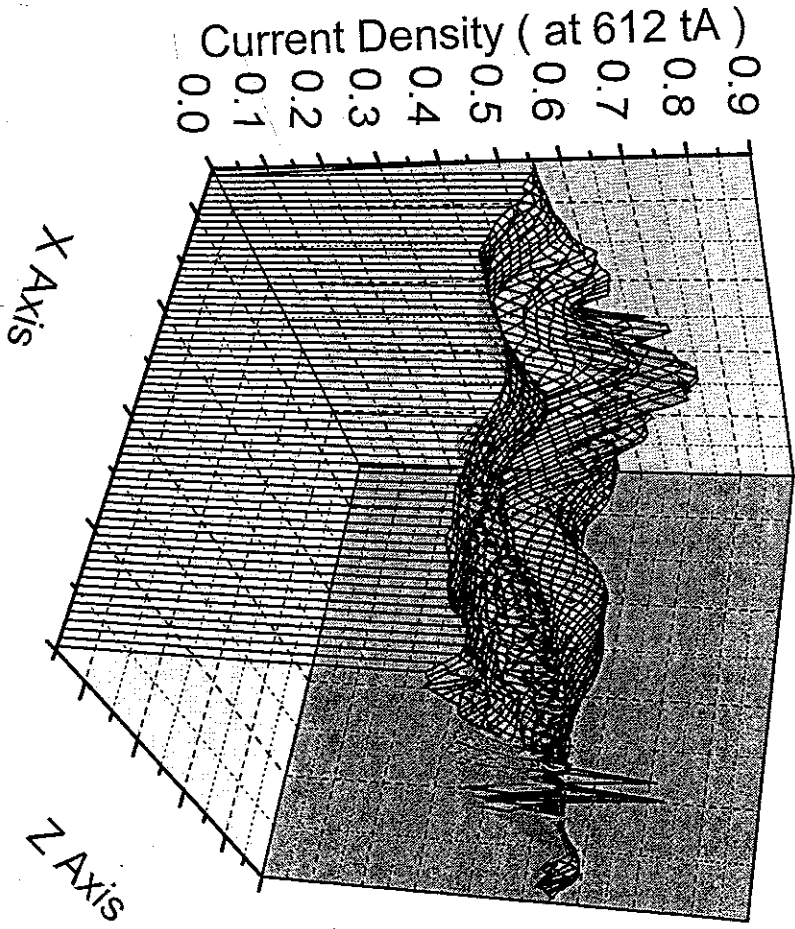
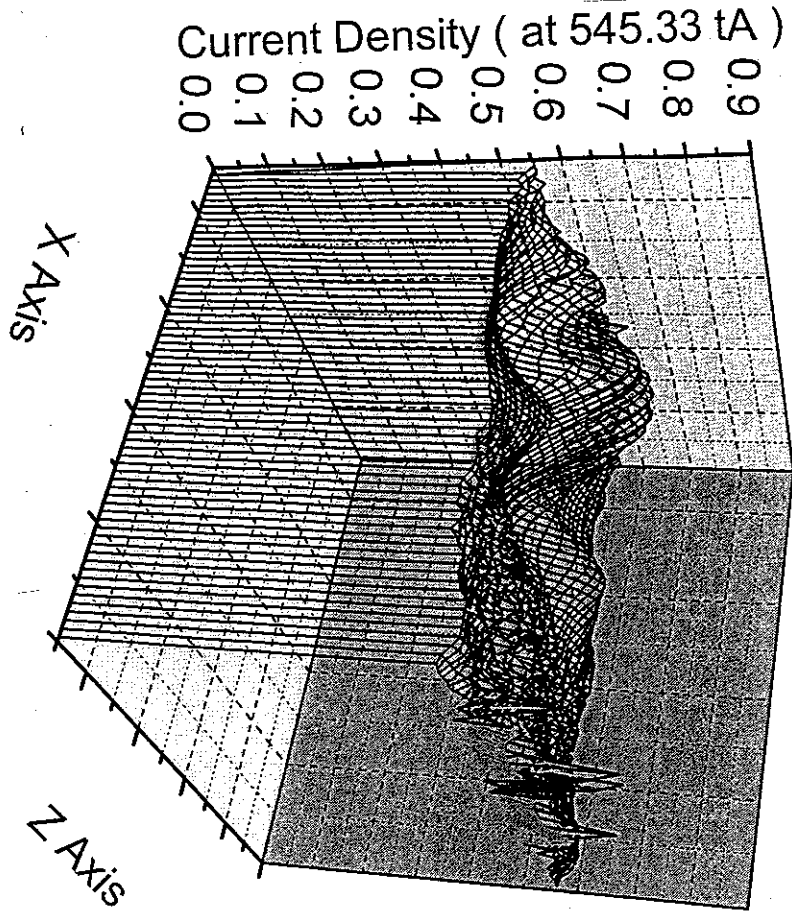


图 4 (b) 剪切流停止后的电流密度演化图 (二);

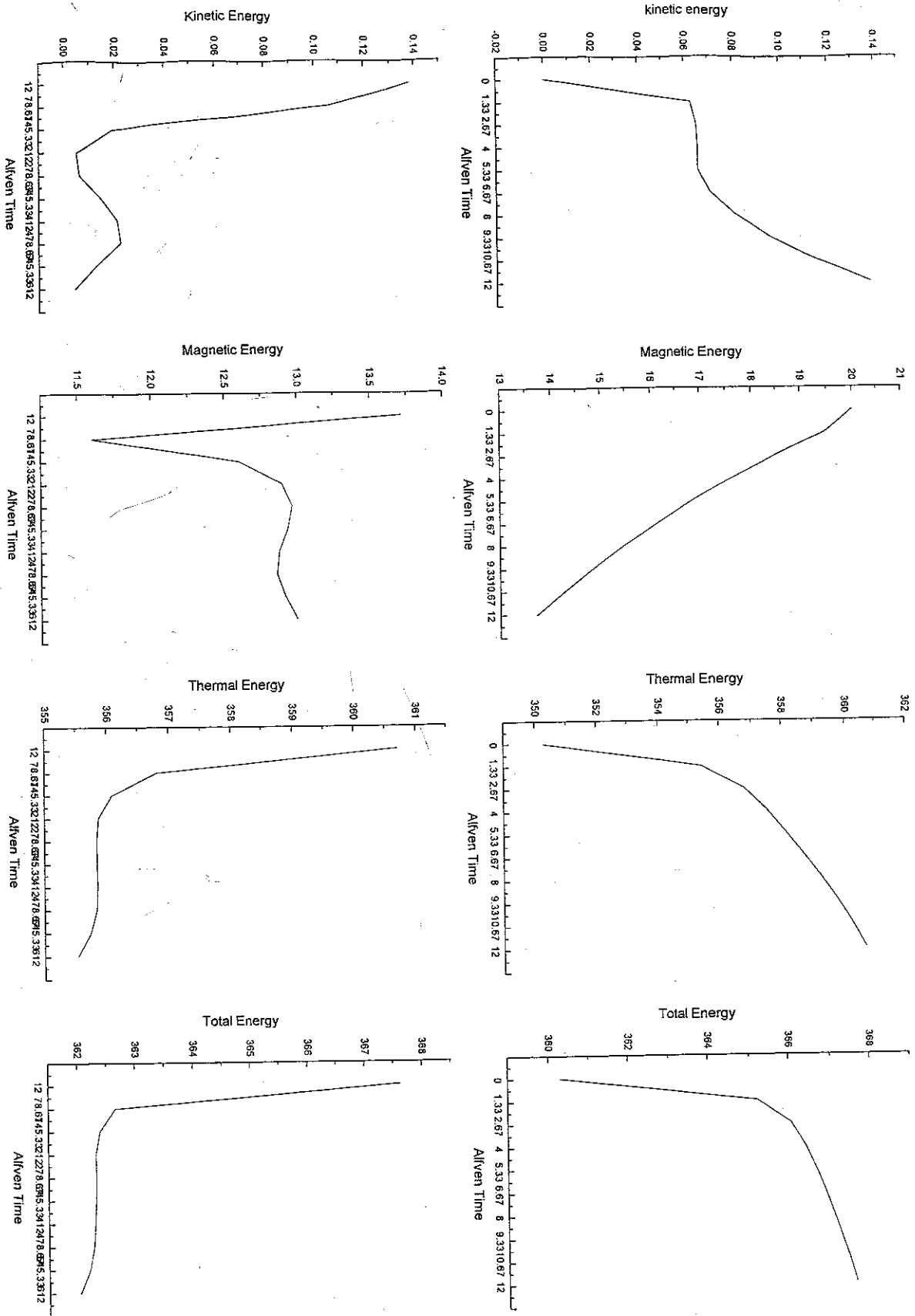


图 5 剪切流冲击（上排）和停止后的（下排）各种能量变化图。

第四章 小时间尺度的横向剪切流冲击停止后磁场重联的形成

4.1 前言

在小时间尺度的横向剪切流冲击情况下,当横向剪切流停止时,磁场重联并没有发生,横向剪切流停止后,由于流动惯性,在最初的时间内,整个模拟区内的流速仍然沿原冲击方向指向下游,稍后,流场就变的湍动起来,这时磁场重联仍没发生。但很快,

“反K型”磁场重联结构就出现了,在一定的时间内退化为X型结构。电流片位置也将向回移动,磁场位形在多种变化中逐渐恢复,我们研究这种类型重联的意义就在于,如果外部流场对电流片边界层扰动的时间不长,在扰动期间可能不会形成重联,但在扰动过去后很快就产生了磁场重联。对于不同的剪切强度,这种磁场重联发生的时间是不一样的。由图4可以看到,剪切强度越高,磁场重联发生的越快,对应于每一种剪切强度,剪切流的突停时间和磁场重联发生的时间构成一条斜率为负的直线。对于不同的剪切强度,此种直线的斜率稍有不同。

4.2 低剪切情况

低剪切横向剪切流冲击及停止后磁场结构和流场的演化示于图1,它们表示剪切度 $v_1=0.15v_0$,突停时间 T_I 为 $1.2t_A$, $3t_A$, $4.2t_A$ 条件下磁场和速度结构的演化,由图1看出,在横向剪切流冲击时磁场重联并没有发生,而是在横向剪切流停止后的一段时间里磁场重联才形成,首先是“反K型”结构,然后再演化为的单X线重联结构,X中性点位于电流片的中间部分。同时,电流片区向左方移动。对于不同的剪切流的突停时间,在磁场重联发生前后,流场结构相应的变化是不一样的。剪切流的突停时间越长,流场中的涡旋结构越少。由图1我们看到,当剪切流的突停时间为 $1.2t_A$ 和 $3t_A$ 时,在磁场

重联发生前后, 流场的涡旋是6个。当剪切流的突停时间为 $4.2t_A$ 时, 在磁场重联发生前后, 流场的涡旋是4个。

4. 3 中剪切情况

中剪切横向剪切流冲击及停止后磁场结构和流场的演化示于图2, 它们表示剪切度 $v_1=0.1v_0$, 突停时间 T_I 为 $1.2t_A$, $2.4t_A$, $3t_A$ 条件下磁场和速度结构的演化, 由图1看出, 在横向剪切流冲击时磁场重联并没有发生, 而是在横向剪切流停止后的一段时间里磁场重联才形成, 首先是“反K型”结构, 然后再演化为的单X线重联结构, X中性点位于电流片的中间部分。同时, 电流片区向左方移动。对于不同的剪切流的突停时间, 在磁场重联发生前后, 流场结构相应的变化是不一样的。剪切流的突停时间越长, 流场中的涡旋结构越少。由图2我们看到, 当剪切流的突停时间为 $1.2t_A$ 时, 在磁场重联发生前后, 流场的涡旋是8个。当剪切流的突停时间为 $2.4t_A$ 和 $3t_A$ 时, 在磁场重联发生前后, 流场的涡旋是4个。

4. 4 高剪切情况

低剪切横向剪切流冲击及停止后磁场结构和流场的演化示于图3, 它们表示剪切度 $v_1=0.2v_0$, 突停时间 T_I 为 $1.2t_A$, $3t_A$, 条件下磁场和速度结构的演化, 由图3看出, 在横向剪切流冲击时磁场重联并没有发生, 而是在横向剪切流停止后的一段时间里磁场重联才形成, 首先是“反K型”结构, 然后再演化为的单X线重联结构, X中性点位于电流片的中间部分。同时, 电流片区向左方移动。对于不同的剪切流的突停时间, 在磁场重联发生前后, 流场结构相应的变化是不一样的。剪切流的突停时间越长, 流场中的涡旋结构越少。由图3我们看到, 当剪切流的突停时间为 $1.2t_A$ 时, 在磁场重联发生前后, 流场

的涡旋是6个。当剪切流的突停时间为 $3t_A$ 时,在磁场重联发生前后,流场的涡旋是2个

4.5 小结

以上论述说明在横向剪切流突然停止时,即使磁场重联没有发生,但在横向剪切流突然停止后的一段时间内,由于横向剪切流已经在系统内部存储了自由能。系统内部已存在着激发不稳定性的根源。因而,磁场重联很可能发生。

由此,我们认识到,在磁扩散系数有效的电流片区,横向剪切流冲击和突然停止,都是触发磁场重联的一种机制。磁场重联有可能发生在横向剪切流冲击的时候,磁场重联也有可能发生在横向剪切流停止以后。甚至在在横向剪切流冲击的时候没有发生磁场重联,但在横向剪切流停止后却发生了磁场重联。剪切强度越大,磁场重联发生越快。剪切流的突停时间越长,磁场重联发生越快。本文的模型中,同时存在着磁场剪切和流场剪切,剪切强度越大,或剪切流的突停时间越长,对电流片系统内部注入的自由能越大,K-H不稳定性和撕裂模不稳定性有比较容易发生。因而,外部剪切流对电流片区的磁场重联起着重要的触发作用,也调节着磁场重联发生的快慢。

在演化过程中,外部剪切流冲击时基本控制了内部流动形态场和同时存在。外部剪切流冲击停止后,内部流场的自发性得到了加强,对外部剪切流冲击停止后的磁场位形起主要控制作用。内部流场本身也在发生变化。一般来讲,它们由小涡旋变化为大涡旋。由高速变为低速,涡旋由中部向两边扩展,有时甚至流动反向。外部剪切流冲击停止后,流场的变化比起磁场变化要丰富的多。

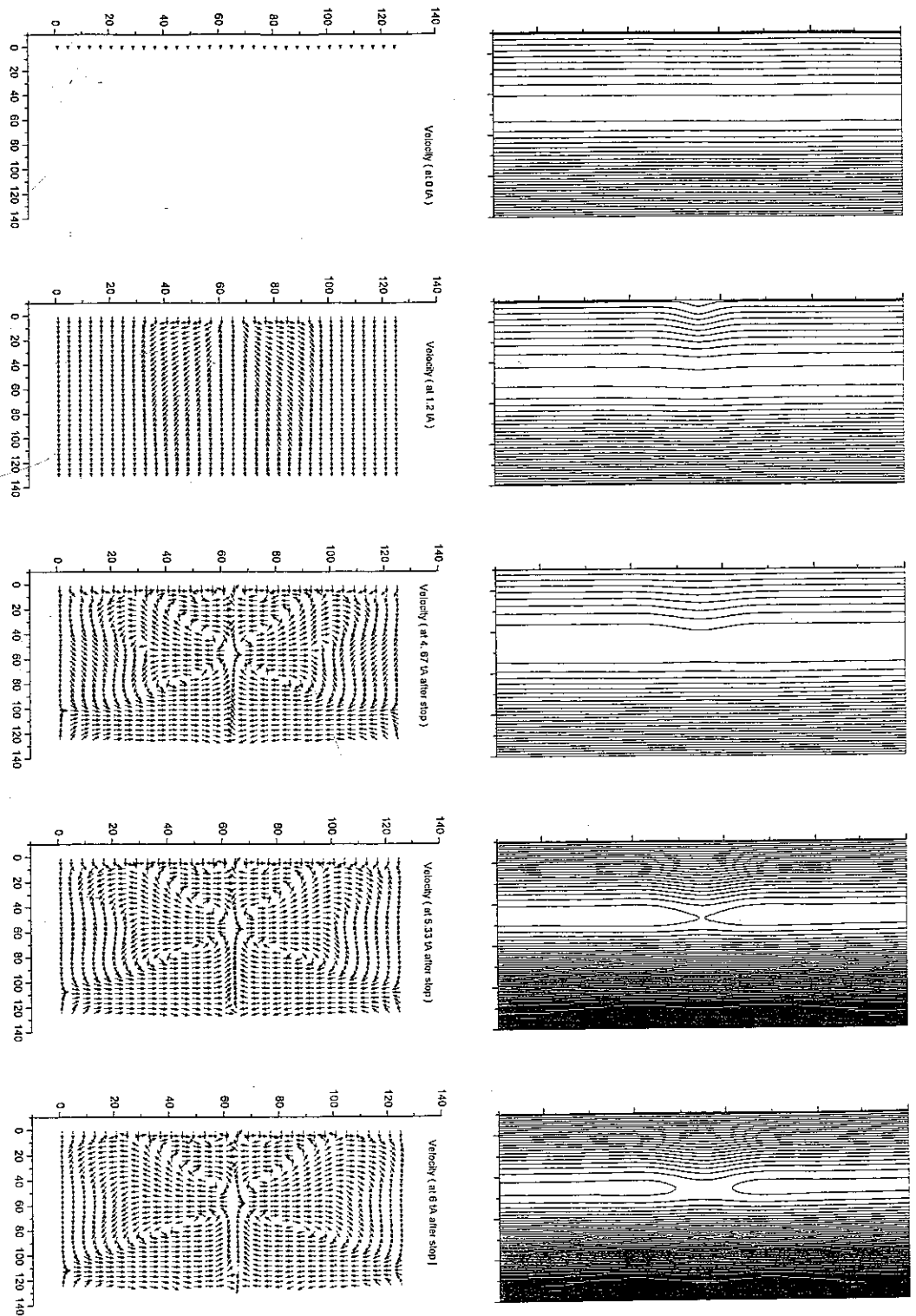


图1 (a) 剪切度为 $V1=0.1V0$, 剪切流冲击时间 $TI=1.2\tau_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

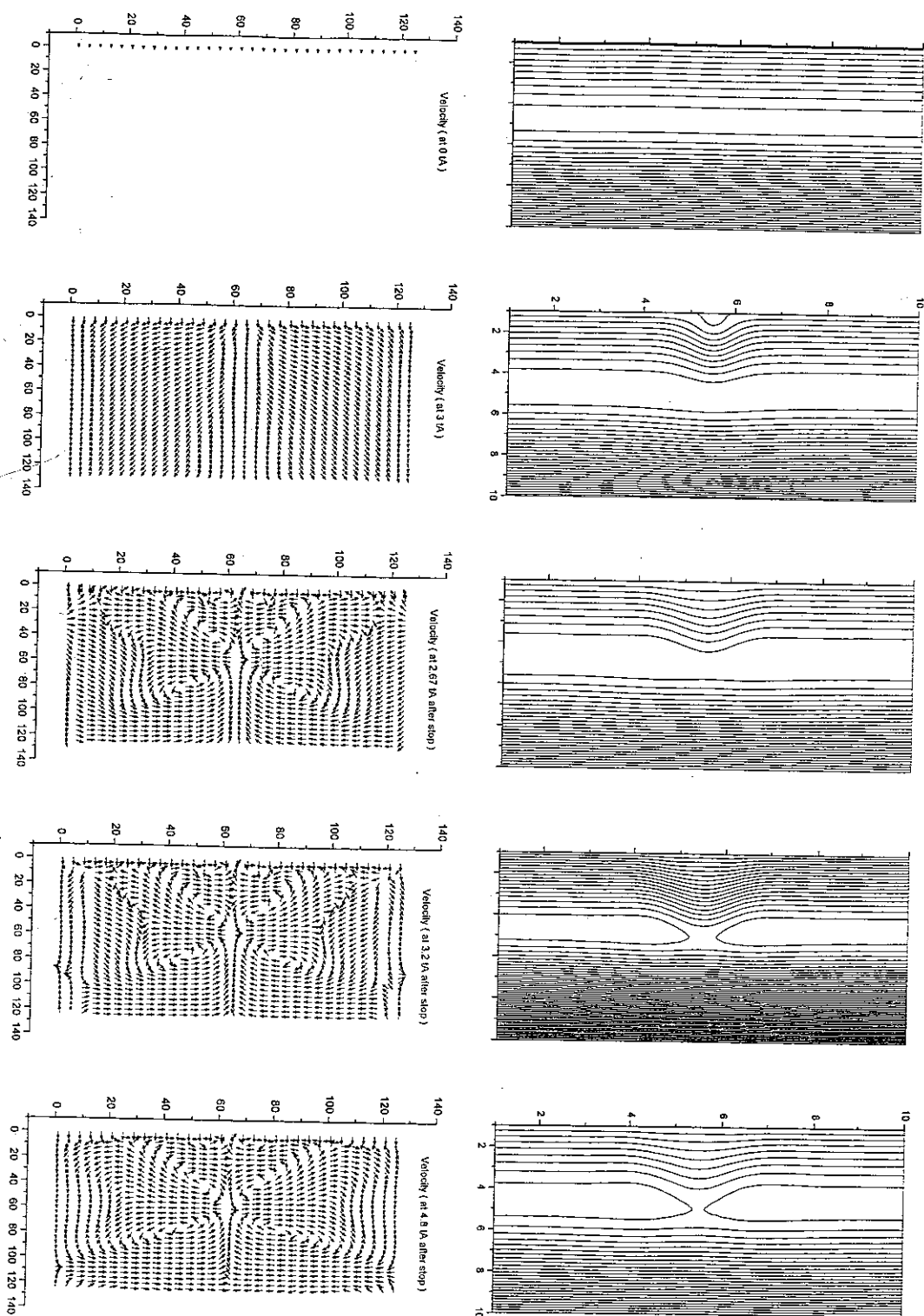


图1 (b) 剪切度为 $V1=0.1V0$, 剪切流冲击时间 $T1=3t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

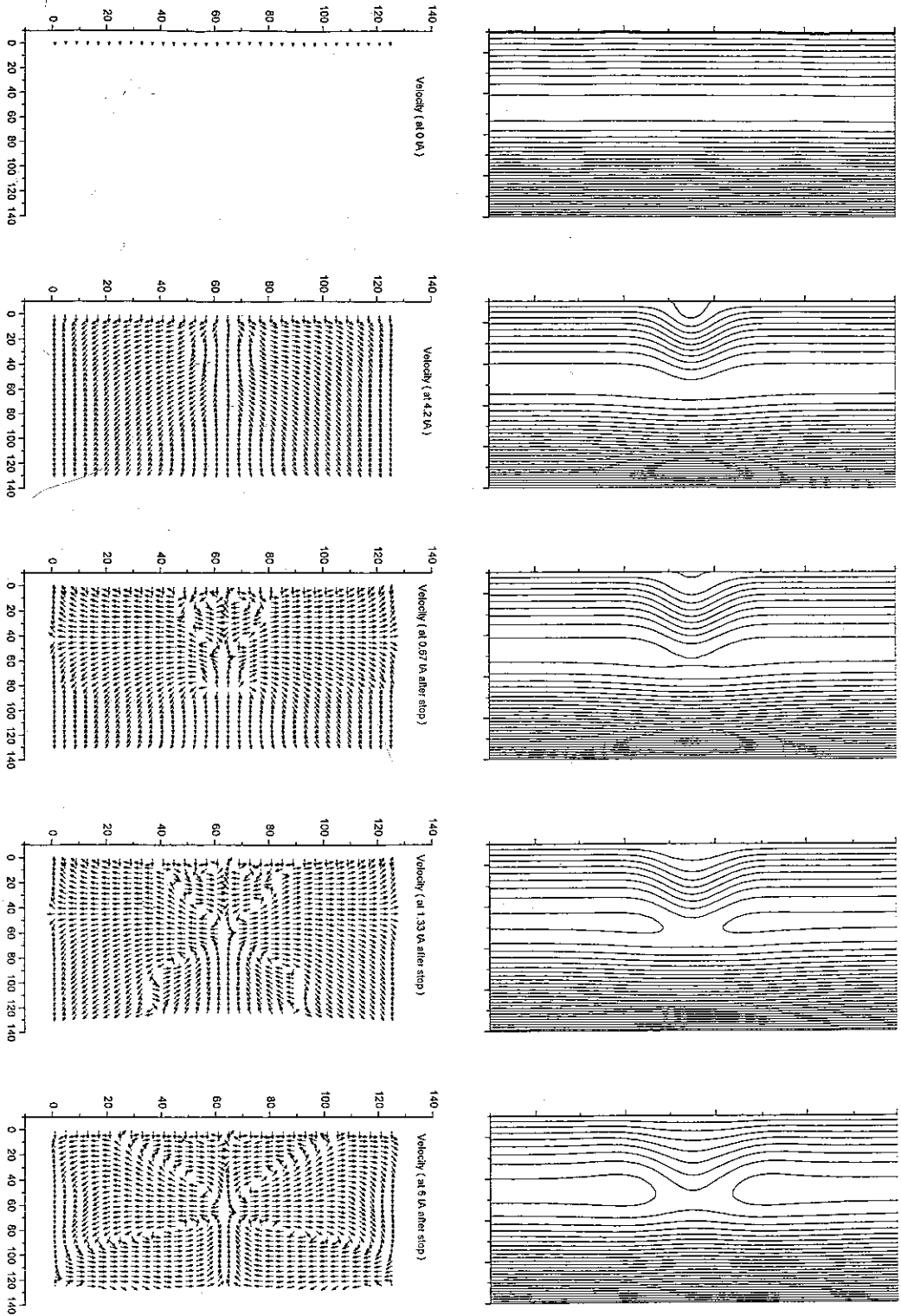


图1 (c) 剪切度为 $V1=0.1V0$, 剪切流冲击时间 $T1=4.2t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

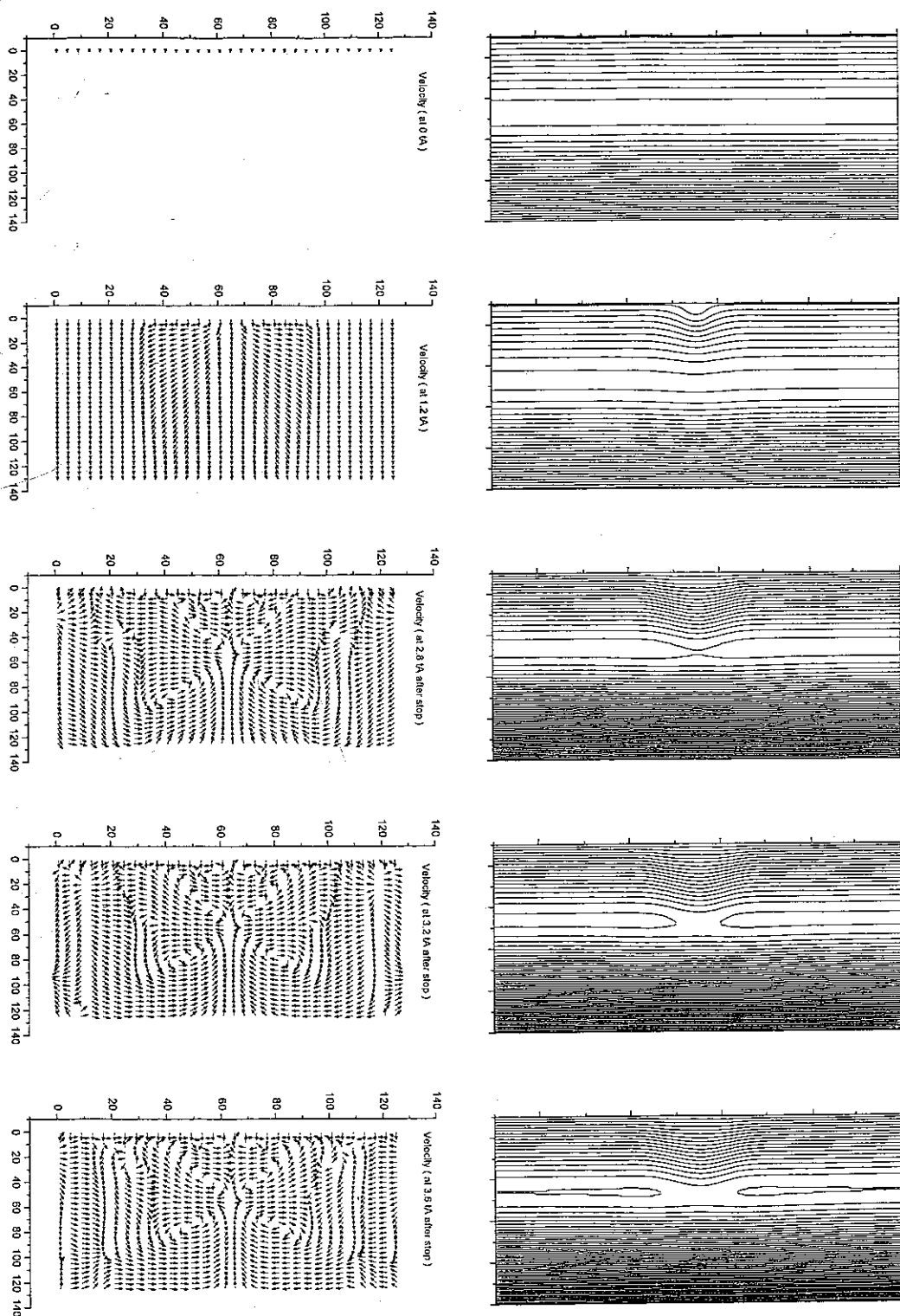


图2 (a) 剪切度为 $V1=0.15V0$, 剪切流冲击时间 $T1=1.2t_A$ 条件下磁力

线和速度的演化图

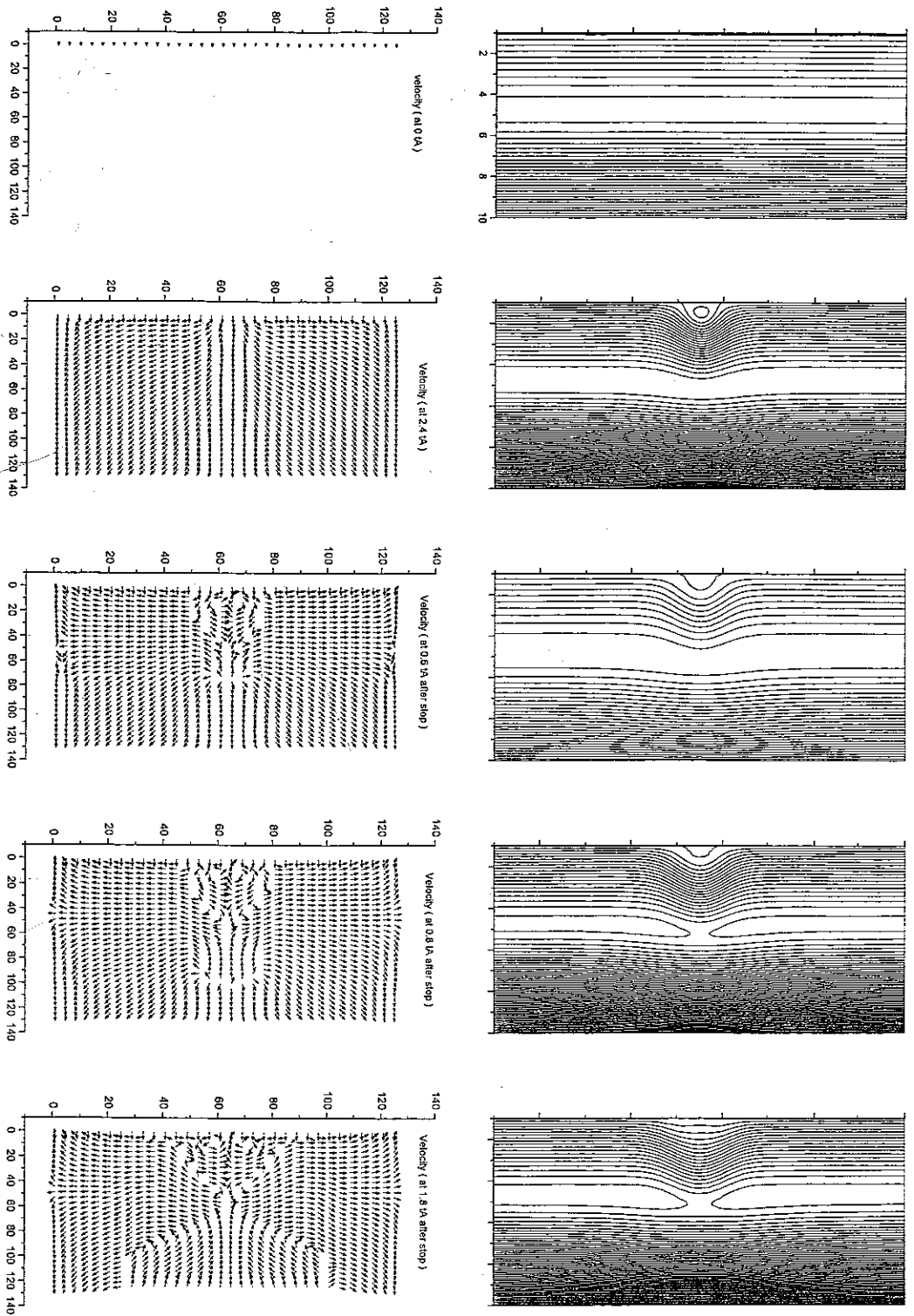


图2 (b) 剪切度为 $V1=0.15V0$, 剪切流冲击时间 $T=2.4t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

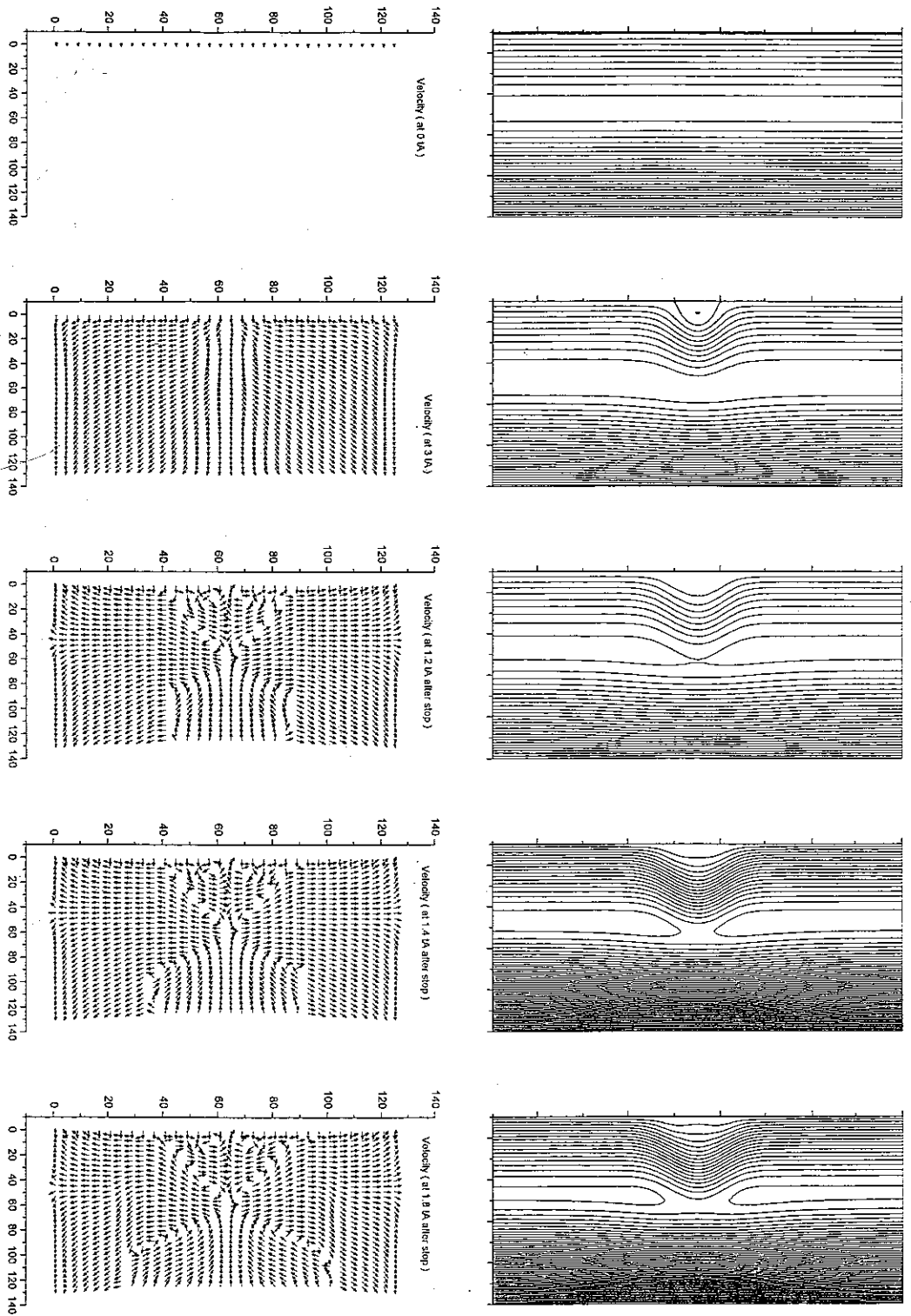


图2 (c) 剪切度为 $V1=0.15V0$, 剪切流冲击时间 $T1=3t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

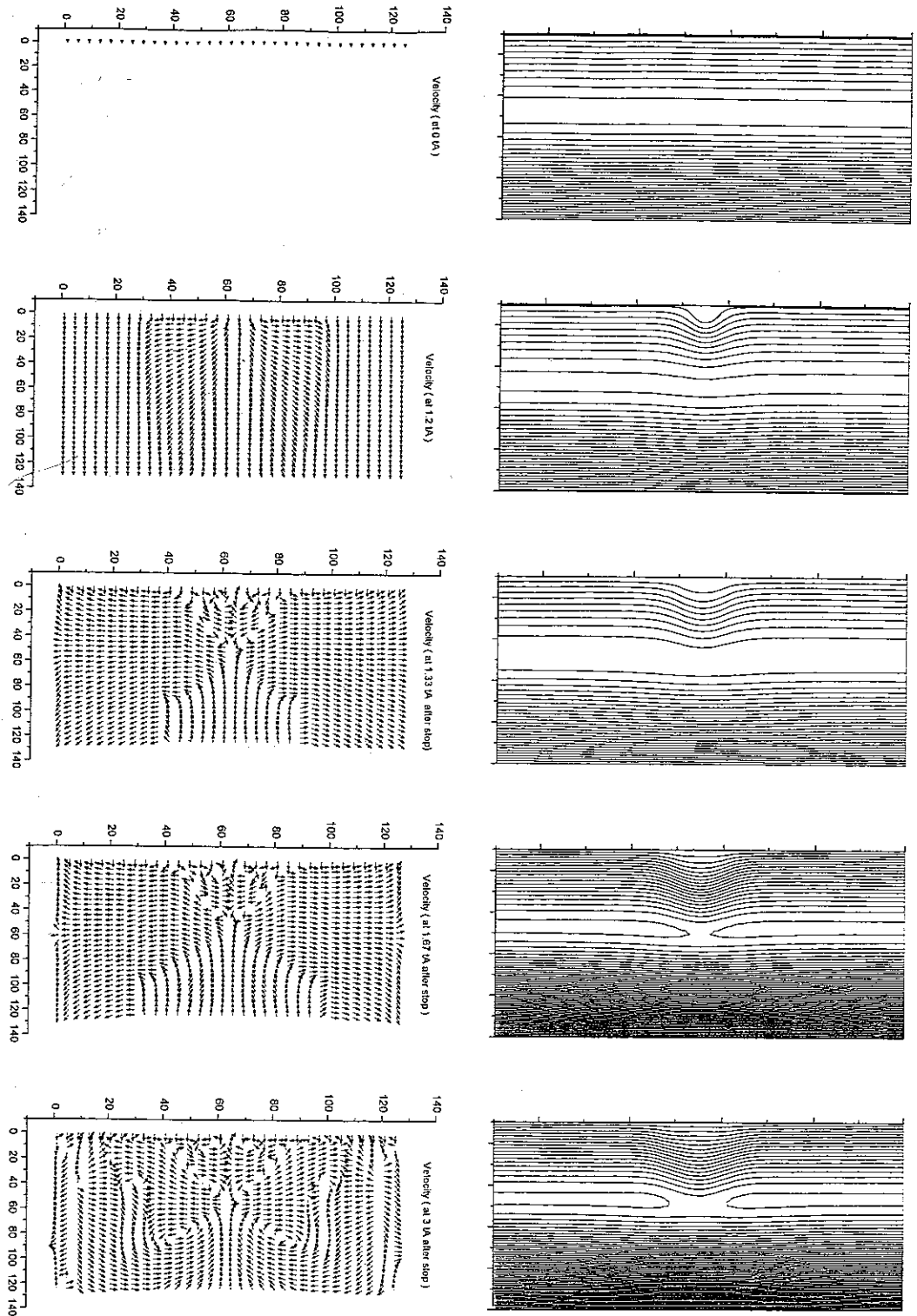


图3 (a) 剪切度为 $V1=0.2V0$, 剪切流冲击时间 $T1=1.2t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

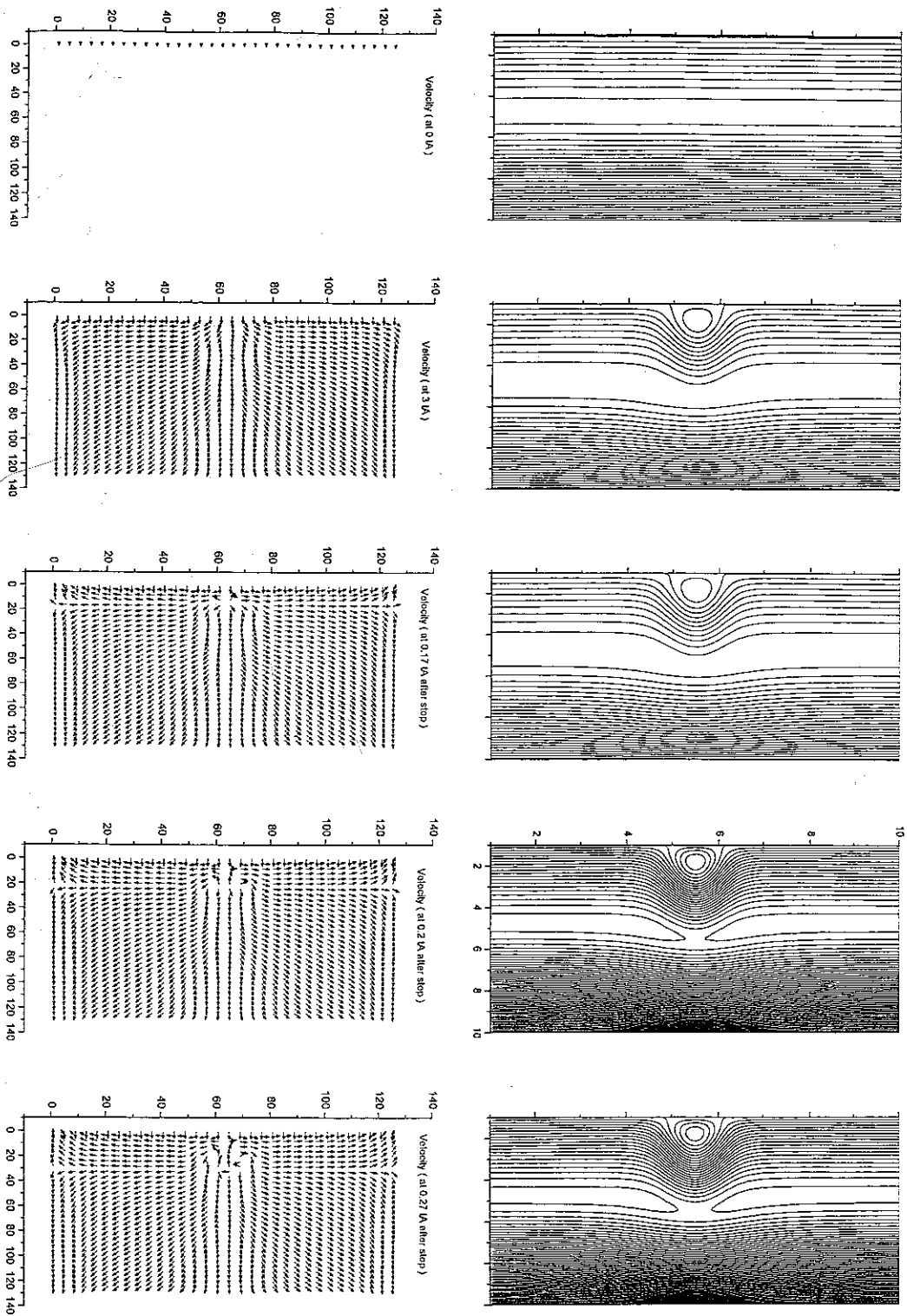


图3 (b) 剪切度为 $V_1=0.2V_0$, 剪切流冲击时间 $\tau_1=3t_A$ 条件下磁力线和速度的演化图

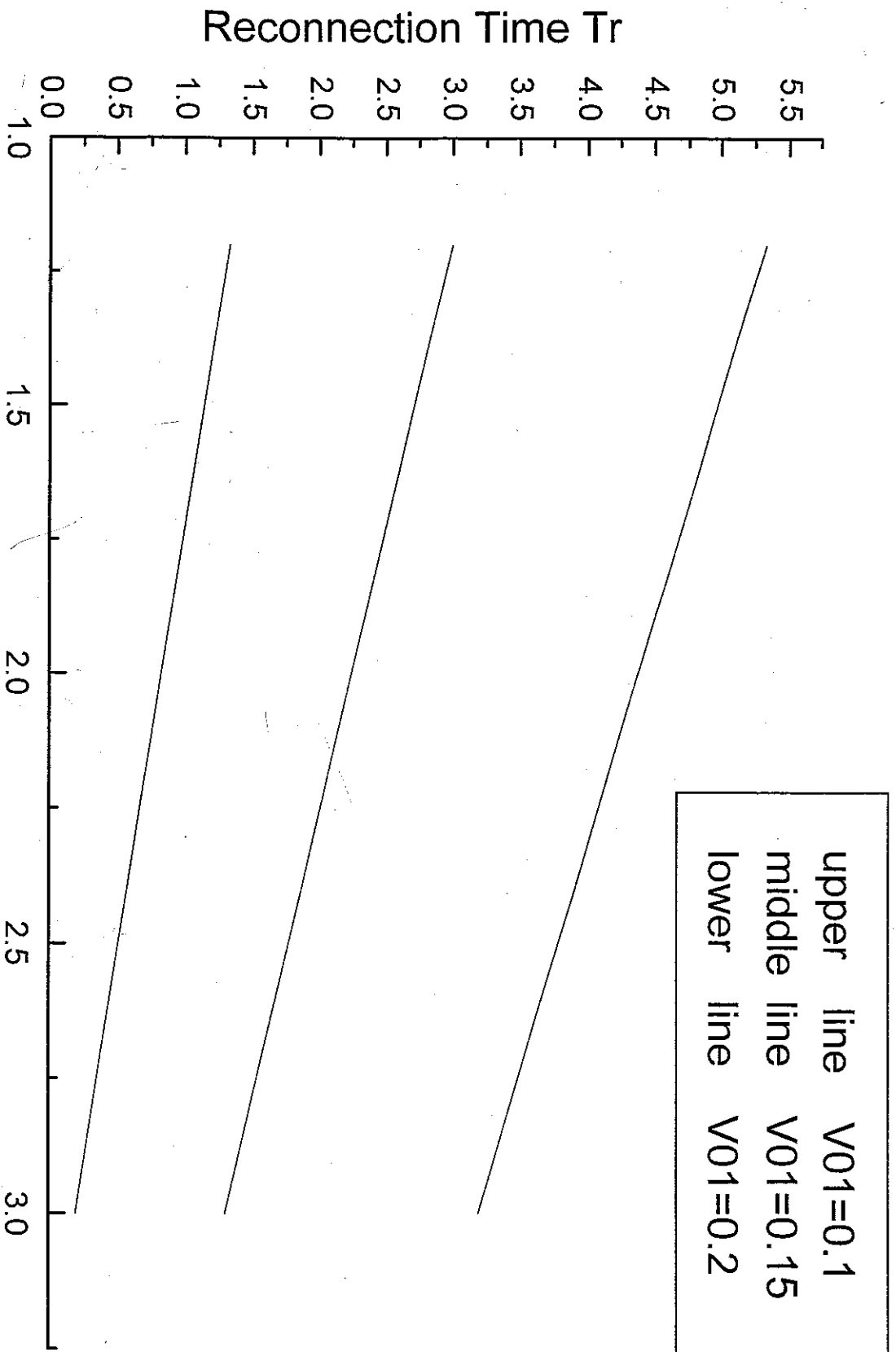


图4 不同强度剪切流冲击突停时间 T_l 和重联发生时间的关系曲线

第五章 时空结构分析

本章着重描述冲击时间为 $12t_A$ (180秒)事件中的各点场和等离子体参量随时间的变化和解释 V_x , V_z , B_x , B_z , 密度, 温度等参量在各种穿越轨道上的所测到的曲线图。

5.1 时间序列分析

本章图1 (a)、(b)、(c)、(d)、(e)、(f)、(g)、(h)、(i)、(j)、(k)列出了在模拟区中比较对称的各点温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化图。从这些图中可以看到磁流体力学激波首先在电流片的受冲击边被激发, 然后向另一边传播。温度 T_p , 密度 N_p 和切向速度 V_z 在各点的观测都显示了跃变的发生。而法向速度 V_x , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 确在不同的位置表现不同, 在有些点有跃变信号出现, 在有些点没有跃变信号出现。在电流片两边都有磁场的扰动, 从振荡周期上看, 它们对应于地磁脉动中的Pc3脉动系列。

从这些图中可以看到, 在 $6t_A$ (90秒左右)附近温度 T_p , 密度 N_p 和切向速度 V_z 法向速度 V_x , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 在各点的观测都显示了有一个扰动事件发生。而在不同的位置表现时间稍有不同。这是由于在电流片受剪切流冲击后的一段时间里, 撕裂模不稳定性渐渐被激发起来, 产生准稳态驱动重联, 然后再次产生磁流体力学激波, 因而, 磁场和等离子体各参量随时间的演化会又一次在 $6t_A$ (90秒)左右出现大的扰动信号。

5.2 空间结构分析

在冲击时间为 $12t_A$ (180秒)事例中, 选时间为180秒 ($12t_A$)数据, 模拟卫星在磁层空间对边界层进行等速穿越。各个穿越线上的场和等离子体的分布是完全不一样的。观察在沿着x方向穿越时三条轨道线 (图2, $Z=5$; 图3, $Z=58$, 图4, $Z=70$) 上各参量的分布曲线时, 我们可以看到, 靠近剪切流冲击区 (图3, 图4) 的温度在电流片中心区有较陡峰值, 远离剪切流冲击区 (图2) 的温度在电流片中心区有平缓的峰值。密度变化都较平缓。靠近剪切流冲击区 (图3, 图4) 的法向速度在电流片中心区有较陡坡度, 远离剪切流冲击区 (图2) 的法向速度在电流片中心区有平缓的坡度。靠近剪切流冲击区 (图3, 图4) 的切向速度在电流片中心区有较陡峰值, 远离剪切流冲击区 (图2) 的切向速度在电流片中心区有平缓的峰值。靠近

剪切流冲击区(图3, 图4)的法向磁场变化幅度较大, 远离剪切流冲击区(图2)的法向磁场变化幅度较小。这几条线上, 切向磁场的变化程度比较相同。

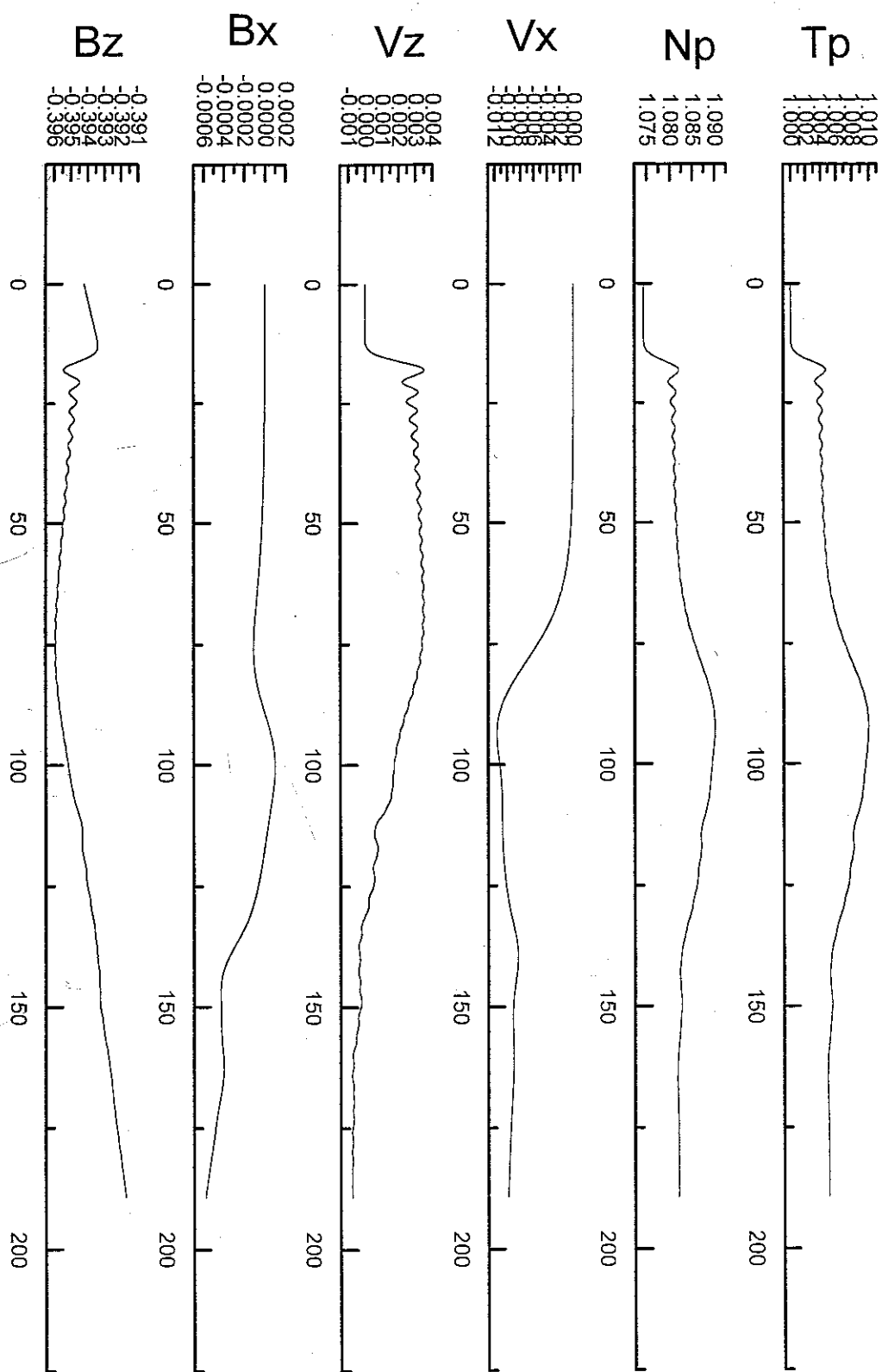
观察在沿着与X轴成 45° 的方向穿越时三条轨道线(图5, $Z=X$, $Z=X+41$, 图6, $Z=X+82$, 图7)上各参量的分布曲线时, 我们可以看到, 靠近剪切流冲击区(图5)的温度在电流片中心区有较陡峰值, 远离剪切流冲击区(图6, 图7)的温度在电流片中心区有平缓的峰值。密度变化都较平缓。靠近剪切流冲击区(图5)的法向速度在电流片中心区有较陡坡度, 远离剪切流冲击区(图6, 图7)的法向速度在电流片中心区有平缓的坡度, 靠近剪切流冲击区(图5)的切向速度在电流片中心区有较陡峰值, 远离剪切流冲击区(图6, 图7)的切向速度在电流片中心区有平缓的峰值。这几条线上, 靠近剪切流冲击区(图5)的法向磁场变化幅度较小, 远离剪切流冲击区(图6, 图7)的法向速度变化幅度较大。靠近剪切流冲击区(图5)的切向磁场在电流片中心区有峰值, 远离剪切流冲击区(图6, 图7)的切向磁场在电流片中心变化区比较平缓。

观察在沿着x方向穿越时六条轨道线(图8, $X=8$, 图9, $X=32$, 图10, $X=64$, 图11, $X=82$, 图12, $X=96$, 图13, $X=116$)上各参量的分布曲线时, 我们可以看到, 靠近电流片中心区(图10, 图11, 图12, 图13)的温度在剪切流冲击区的值较高, 远离电流片中心区(图8, 图9)的温度在剪切流冲击区有的值较低, 在图9曲线上的温度在剪切流冲击区的分布有双腔结构, 在图10曲线上的温度在剪切流冲击区的分布有双峰结构。密度在靠近电流片中心区的线(图9, 图10, 图11)上有倒空结构。在其余的线(图8, 图12, 图13)上靠近电流片中心区的密度分布为单峰结构。靠近电流片中心区线上(图9, 图10, 图11)的法向速度在剪切流冲击区的分布是单峰带双腔, 剪切流冲击边远离电流片中心区的线上(图8)的法向速度在剪切流冲击区的分布是单峰结构, 非剪切流冲击边远离电流片中心区的线上(图12, 图13)的法向速度在剪切流冲击区的分布是单腔带小双峰结构。非剪切流冲击边的线上(图12, 图13)的切向速度在剪切流冲击区的分布是双极或多双极, 且数值较小。剪切流冲击边线上(图8, 图9, 图10, 图11)的切向速度在剪切流冲击区的分布也是双极或多双极结构, 但数值较大。非剪切流冲击边的线上(图11, 图12, 图13)的法向磁场在剪切流冲击区的分布是多双极结构。剪切流冲击边的线上(图8, 图9, 图10)的法向磁场在剪切流冲击区的分布仅仅是双极结构。这几条线上, 切向磁场的分布均为单腔结构。

总的看来温度是较冲击前升高了。密度也较冲击前有所升高,但在有些地方,密度分布有倒空结构。模拟区中速度与冲击前相比而言;是从无到有,且都小于冲击边界的剪切流速。关于法向磁场在剪切流冲击区的分布是多双极结构这是一个非常重要且较新的结论。一般的情况是,一个切向磁场的单腔结构对应于法向磁场的的一个双极结构。

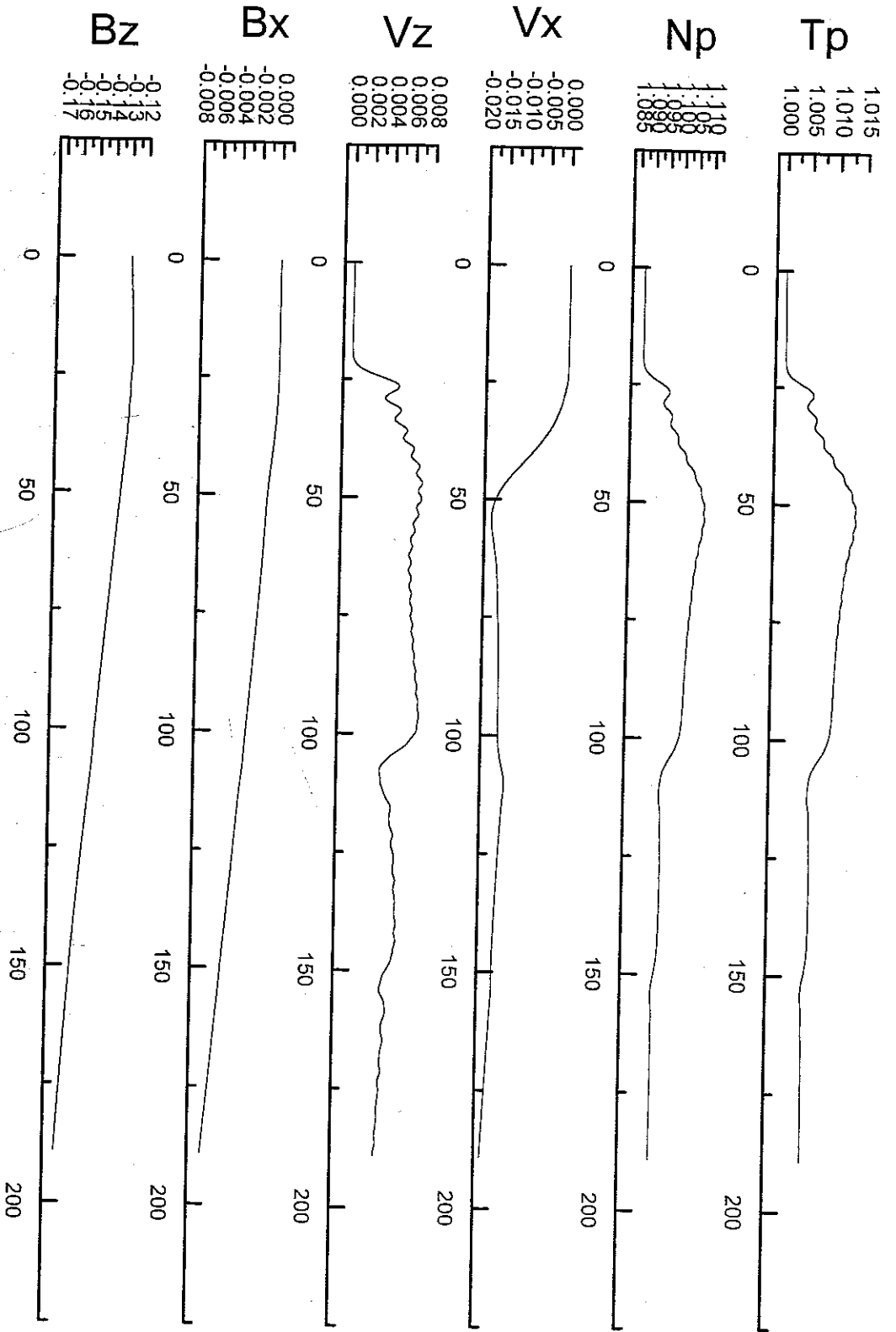
5.3 小结

本章分析了定点时间序列数值结果和定时空间结构数值结果,在时间序列数值结果分析中,我们发现了磁流体波在剪切流冲击时的第一次被激发和磁场重联发生时的第二次被激发。在空间结构的分析中,主要发现了法向磁场的多双极结构。



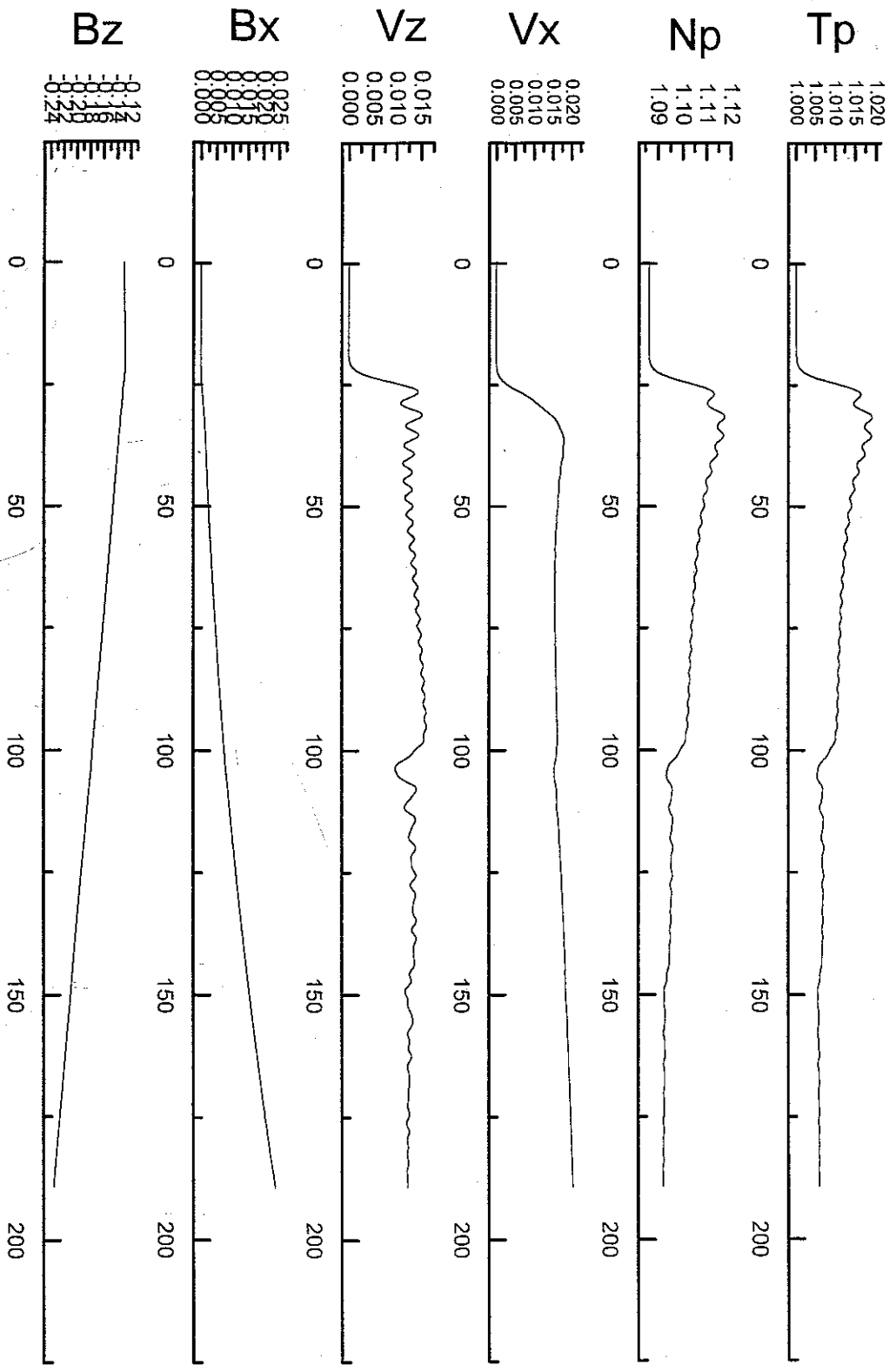
Impacting Time (at point $N_x=32$, $N_z=32$)

图 1 (a) 在坐标点 $n_x=32$, $n_z=32$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



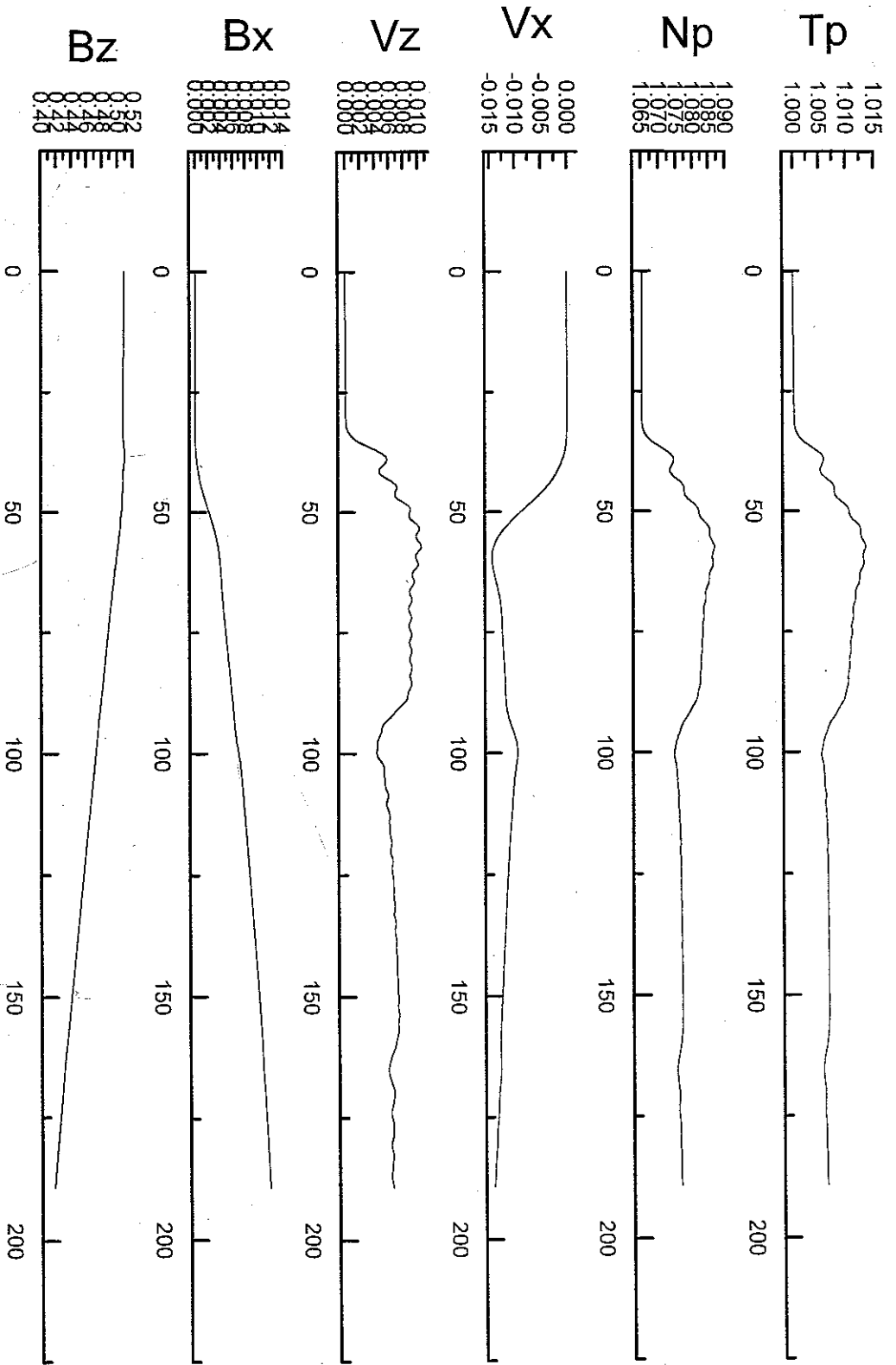
Impacting Time (at point $N_x=48, N_z=48$)

图 1 (c) 在坐标点 $n_x=48, n_z=48$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



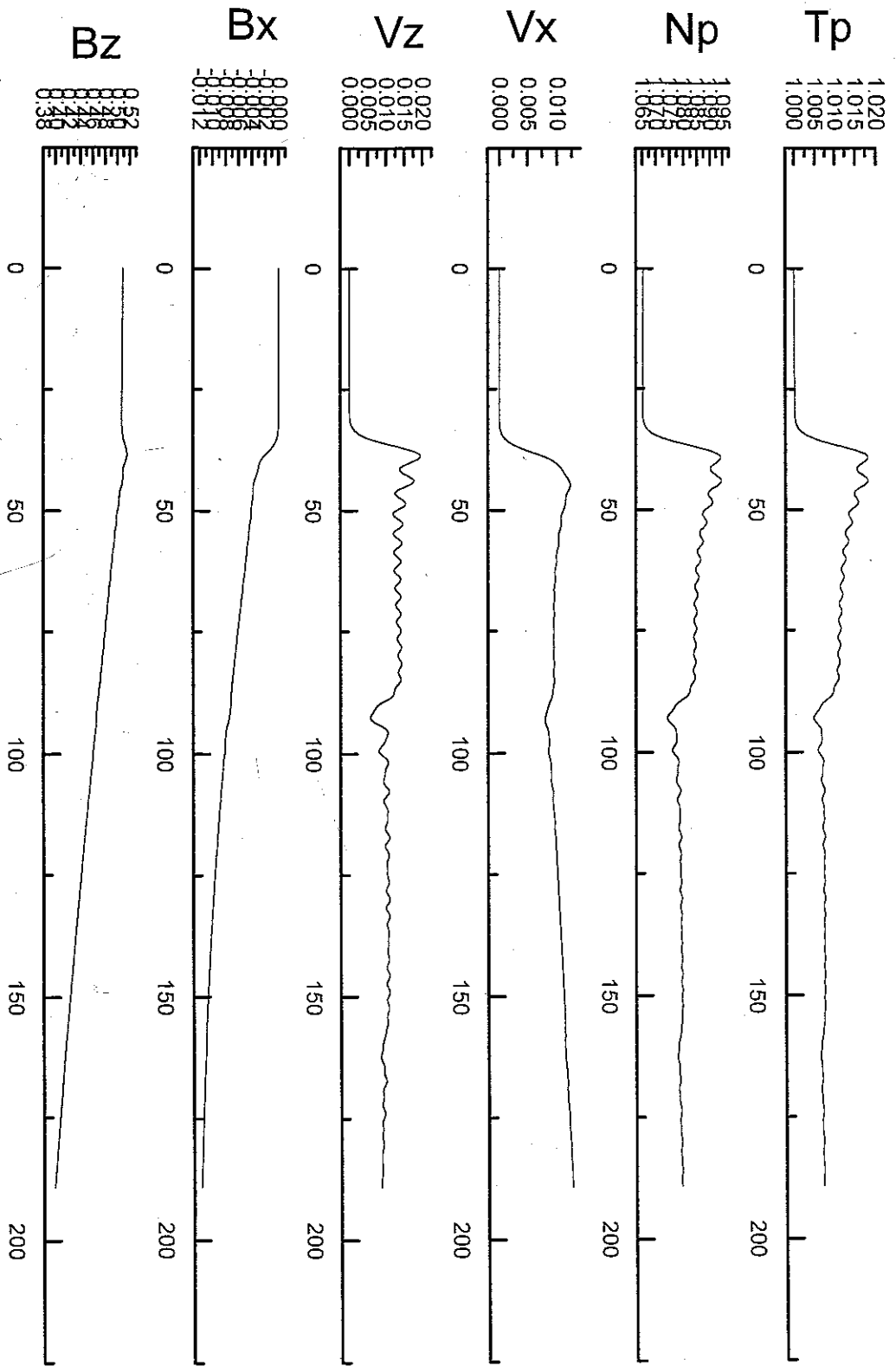
Impacting Time (at point $N_x=48, N_z=72$)

图 1 (d) 在坐标点 $n_x=48, n_z=72$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



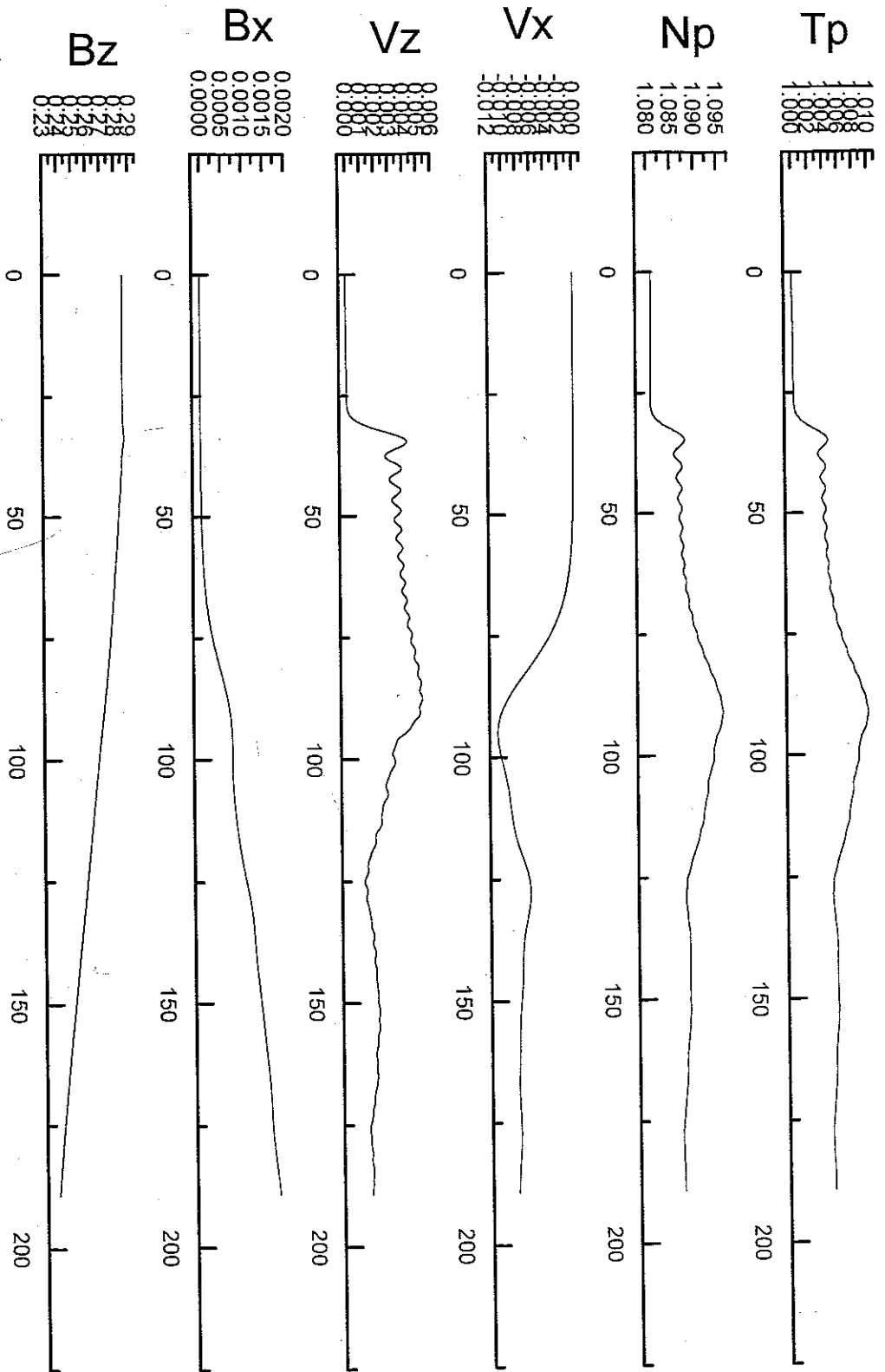
Impacting Time (at point $N_x=72$, $N_z=48$)

图 1 (e) 在坐标点 $n_x=72$, $n_z=48$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



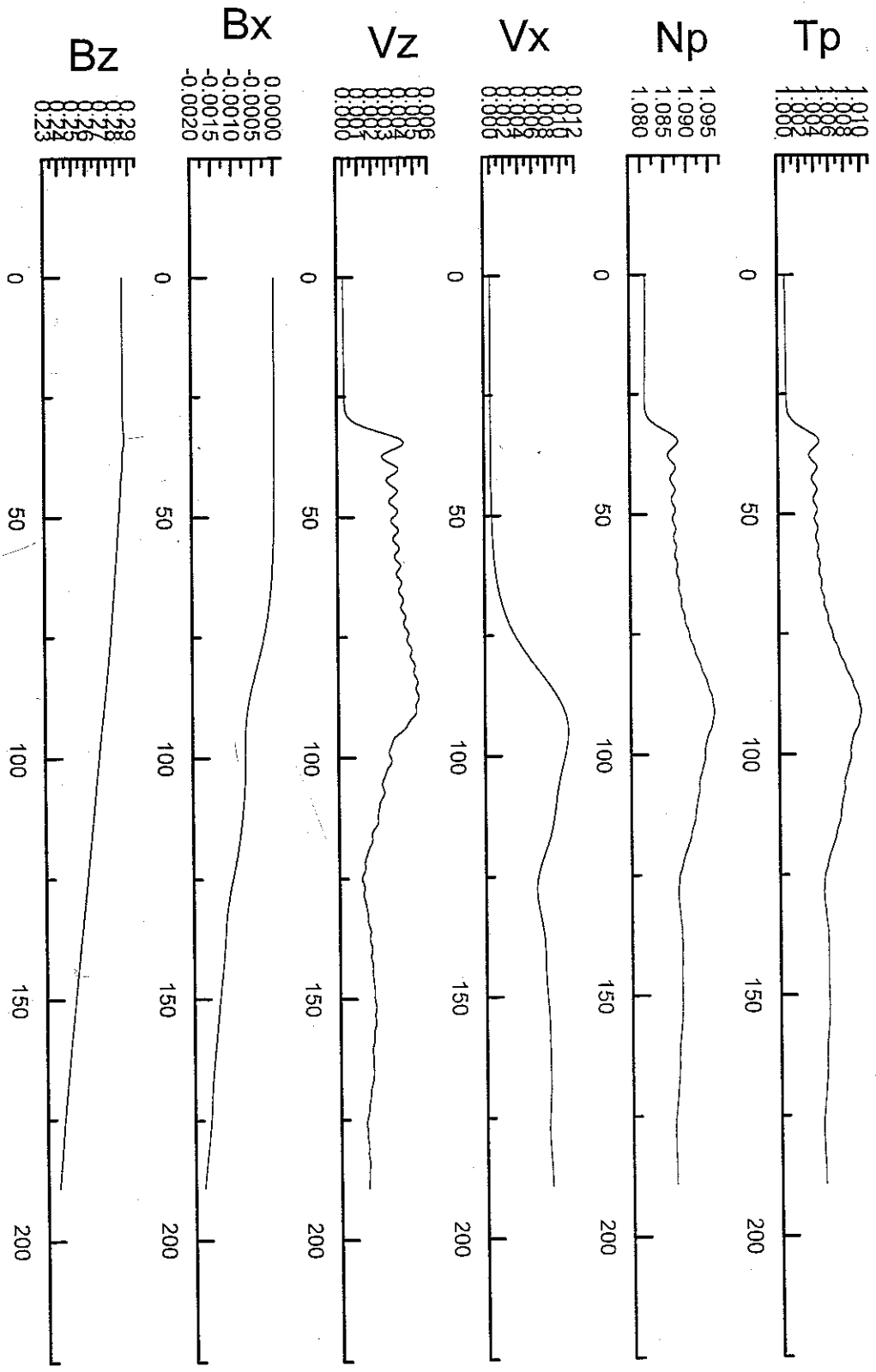
Impacting Time (at point $N_x=72, N_z=72$)

图 1 (f) 在坐标点 $n_x=72, n_z=72$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



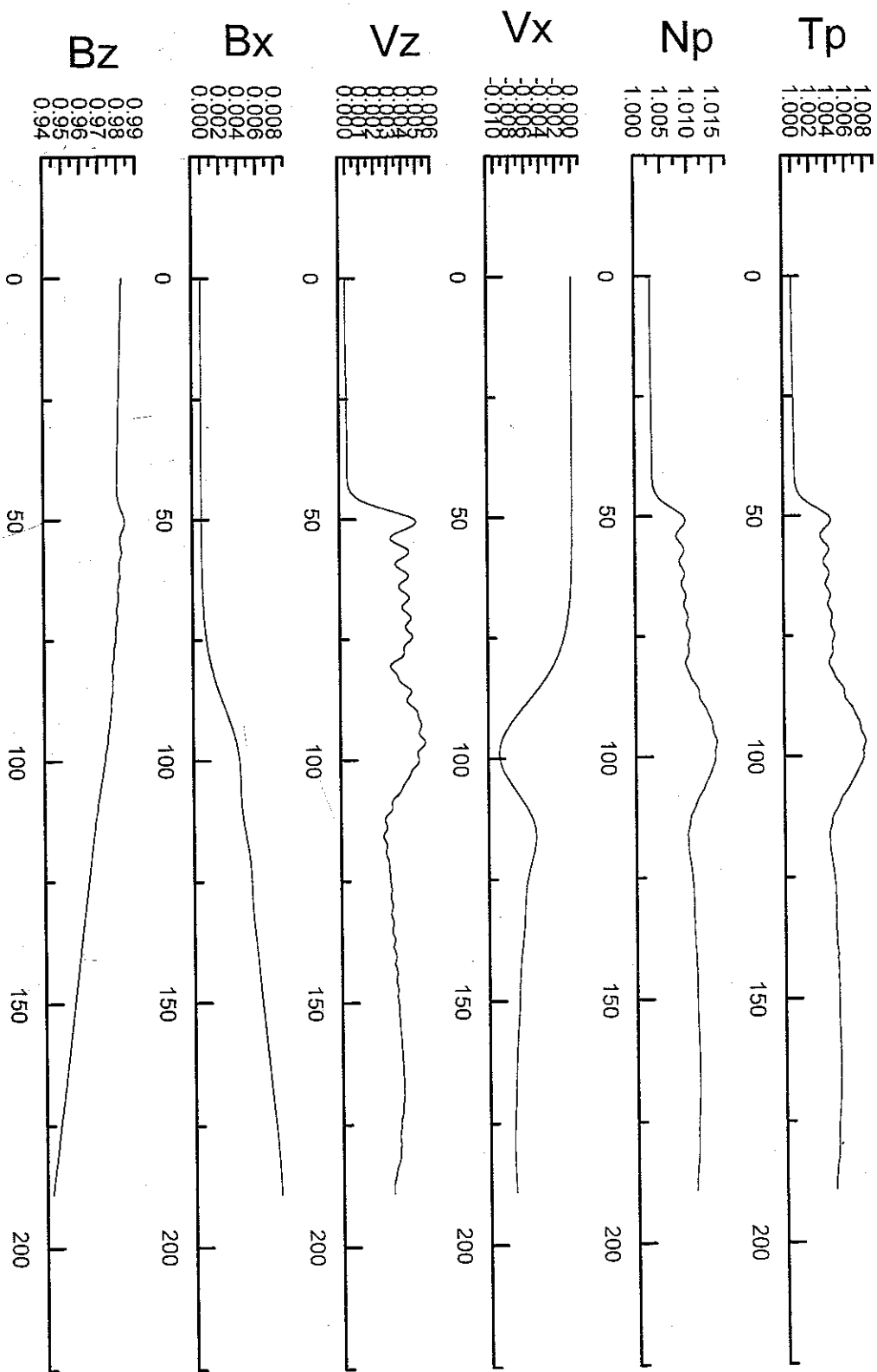
Impacting Time (at point $N_x=64$, $N_z=32$)

图 1 (g) 在坐标点 $n_x=64$, $n_z=32$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



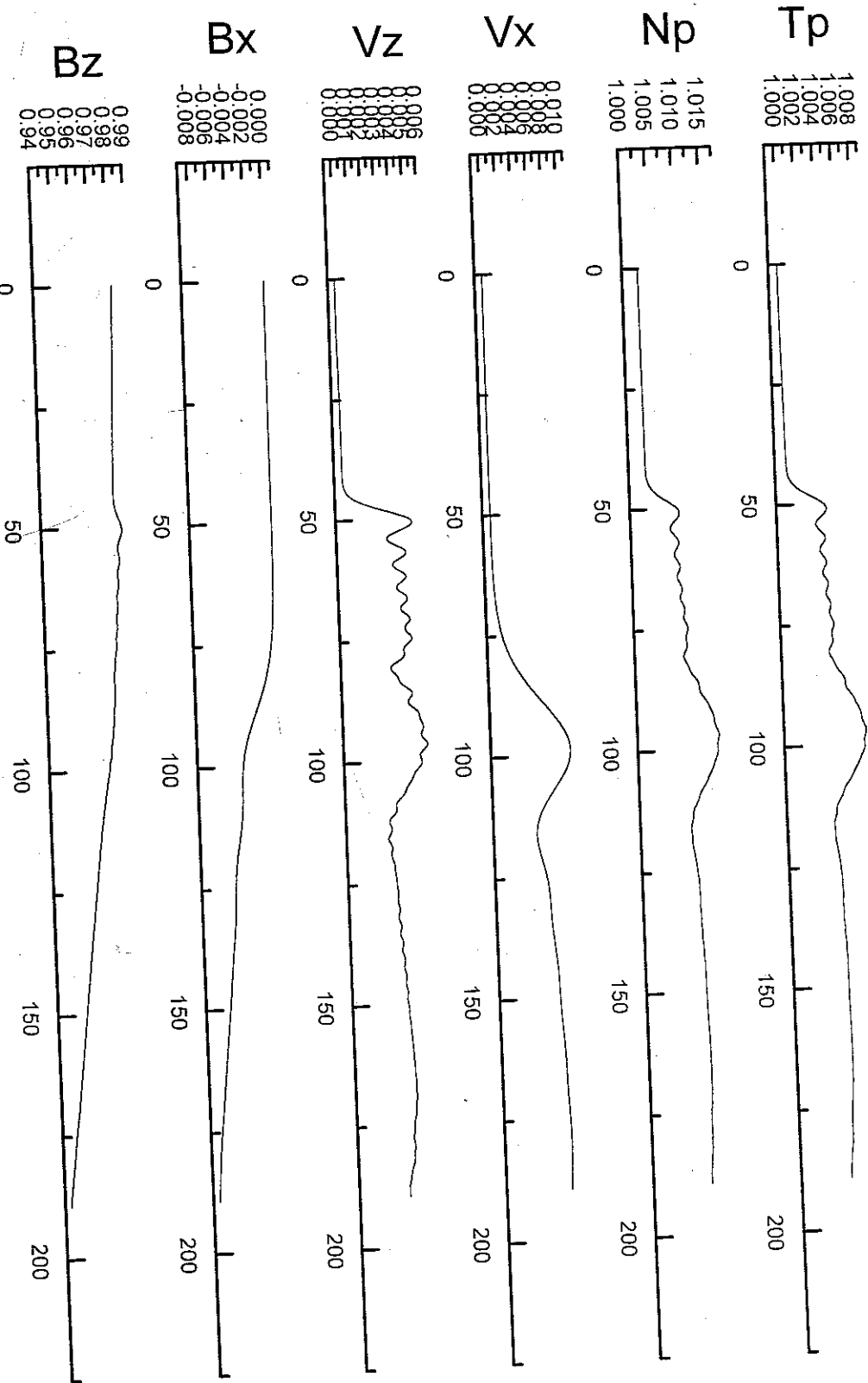
Impacting Time (at point $N_x=64, N_z=96$)

图 1 (h) 在坐标点 $n_x=64, n_z=96$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



Impacting Time (at point Nx=96, Nz=32)

图 1 (i) 在坐标点 nx=96, nz=32 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。



Impacting Time (at point $N_x=96$, $N_z=96$)

图 1 (j) 在坐标点 $n_x=96$, $n_z=96$ 处的等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 随时间的变化曲线。

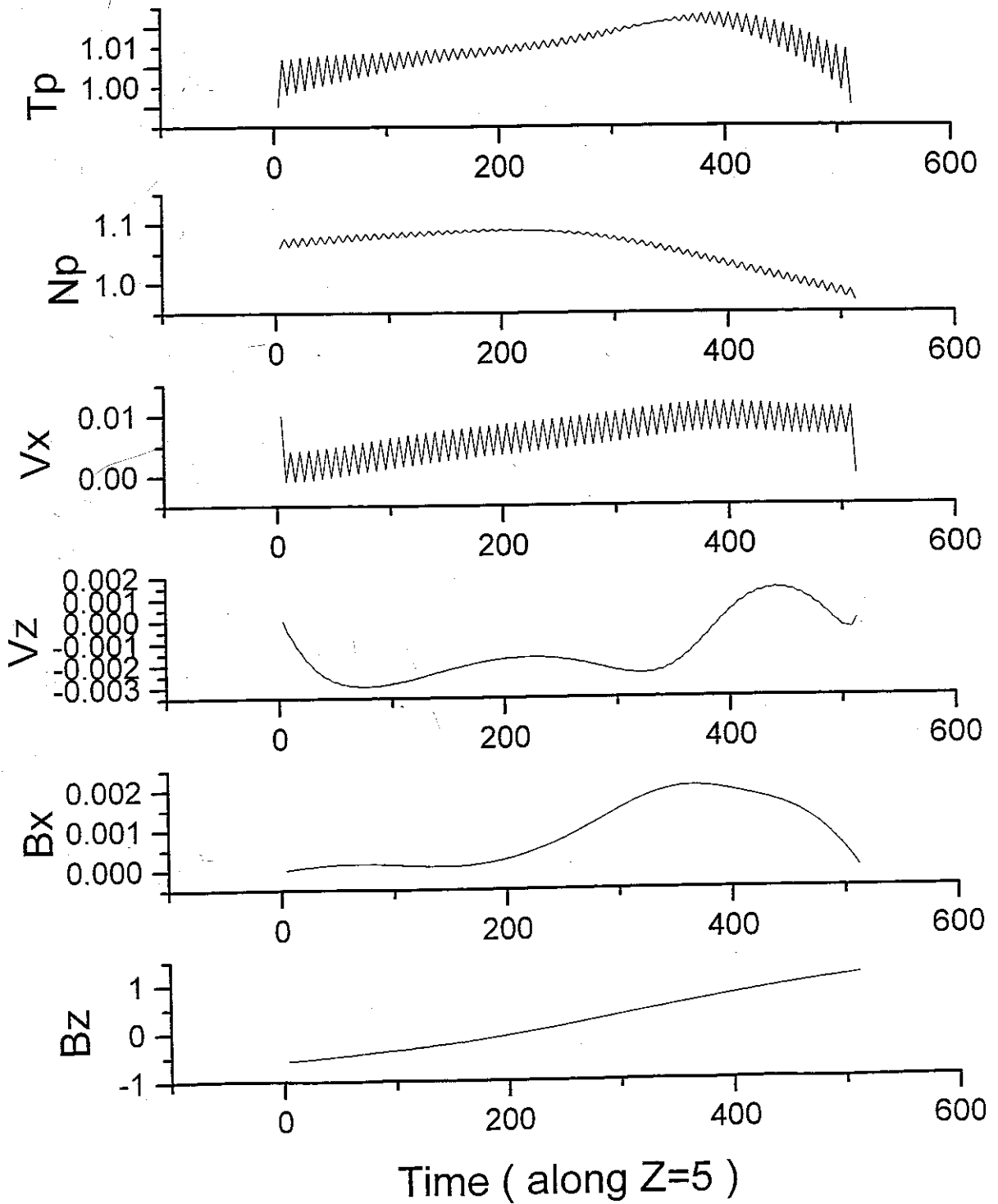


图2 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=5$ 的变化。

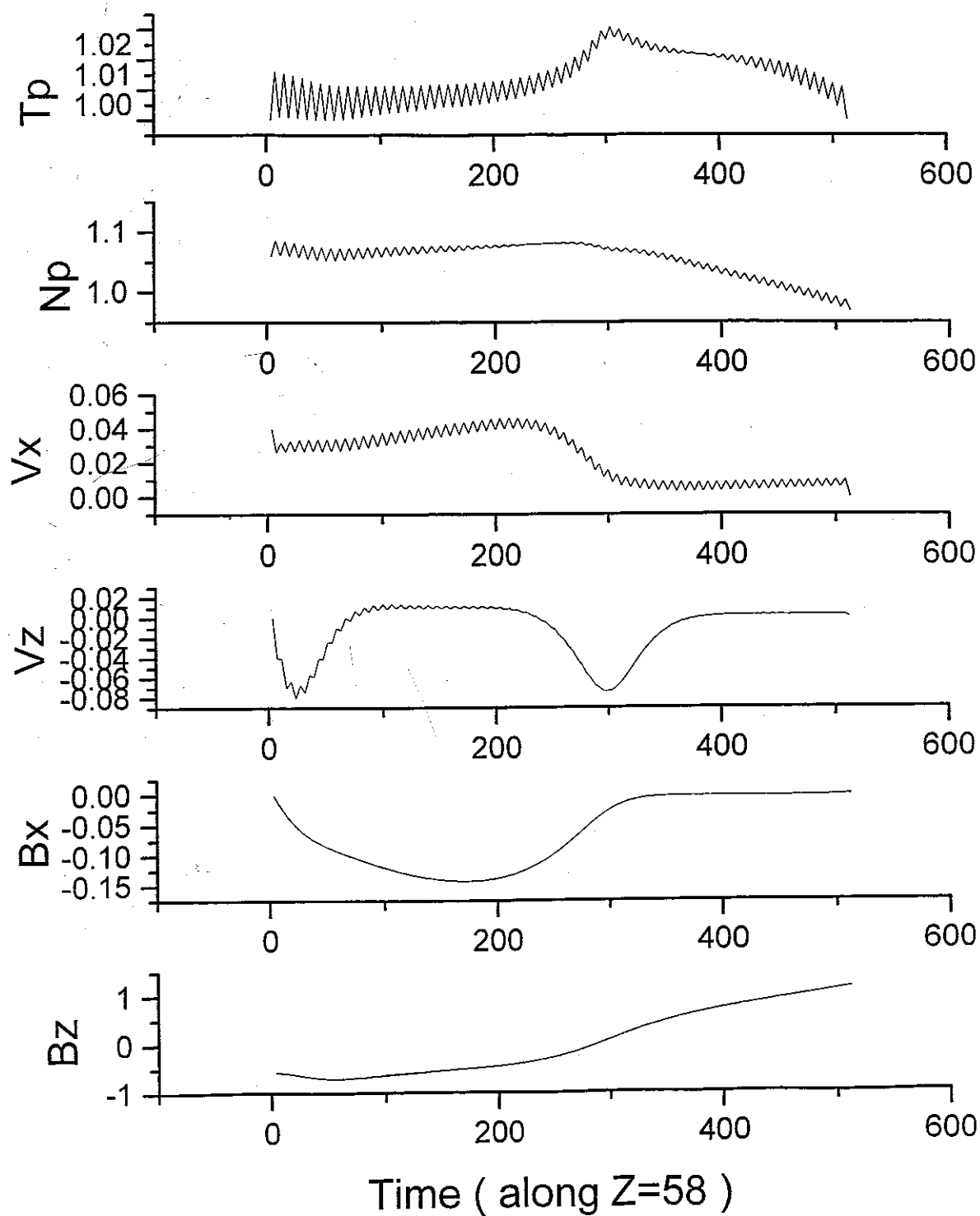


图3 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=58$ 的变化。

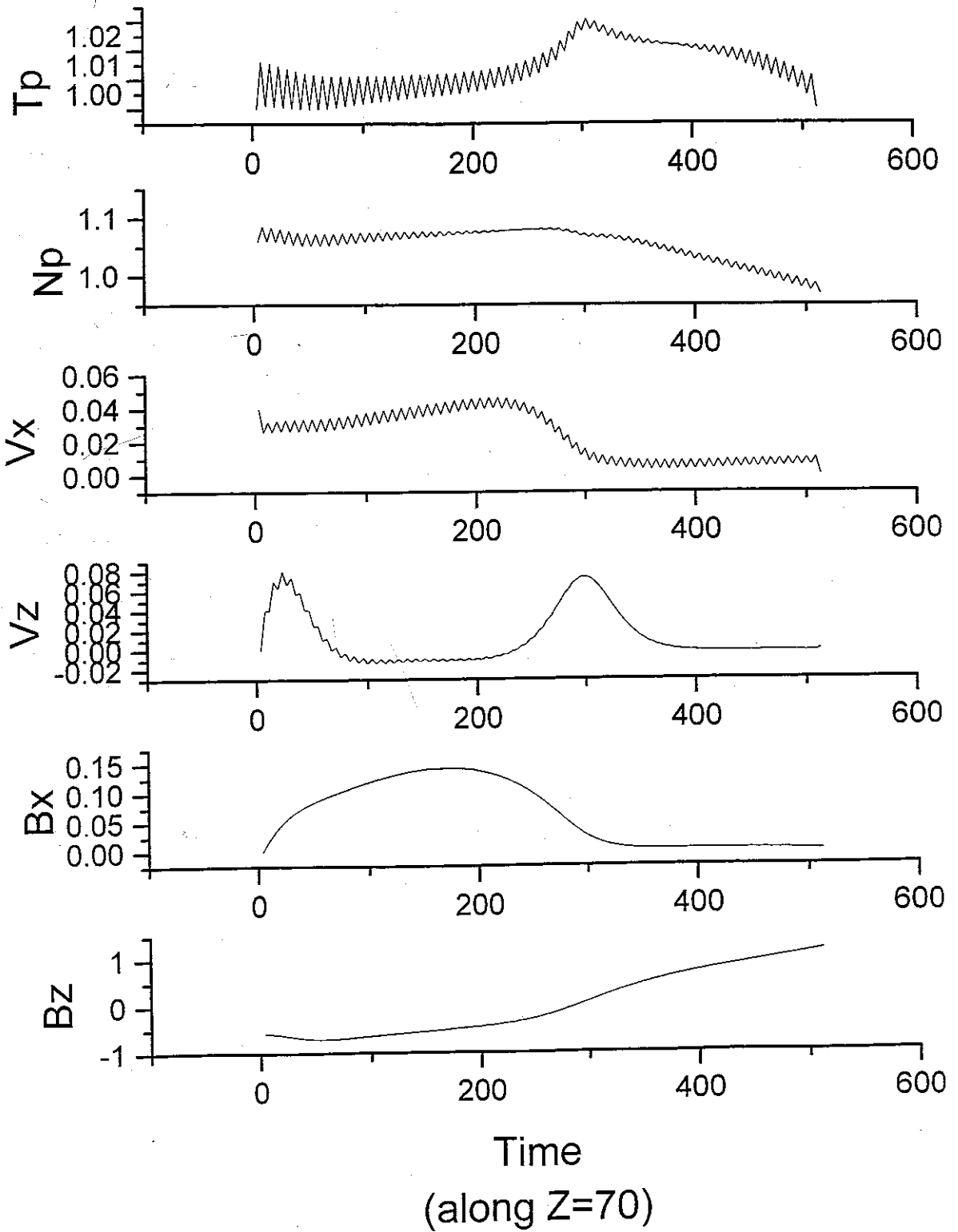


图 4 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=70$ 的变化。

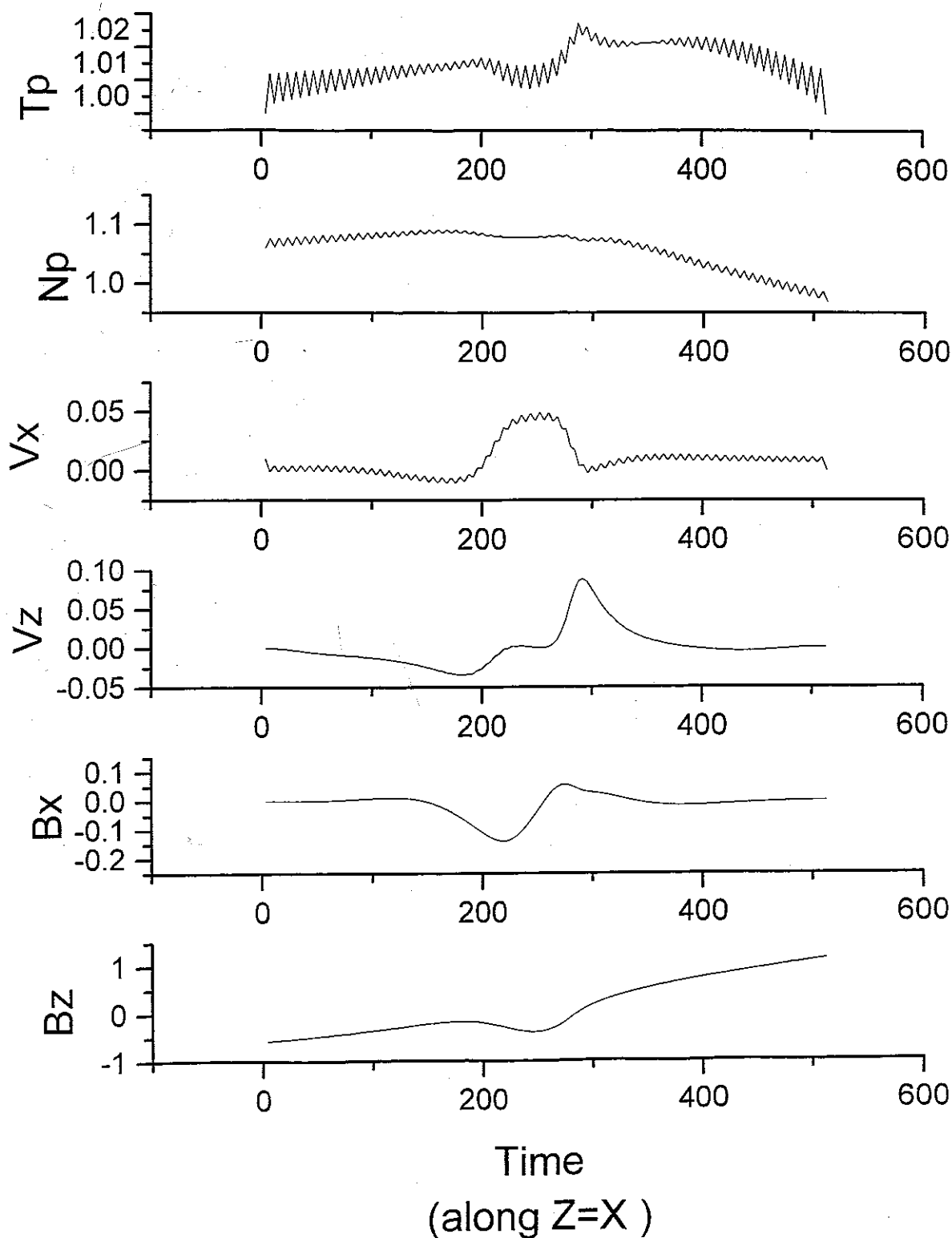


图5 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=X$ 的变化。

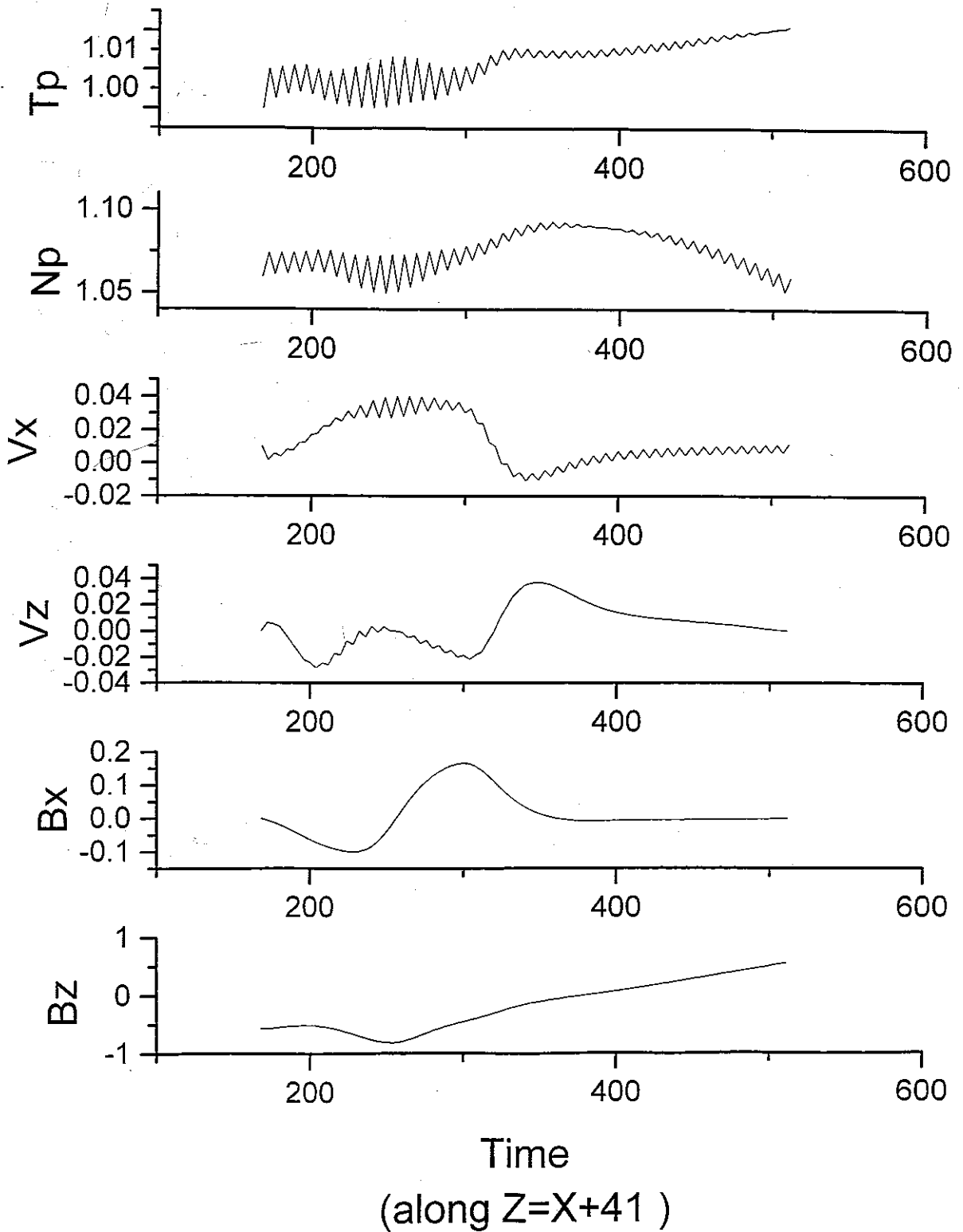


图6 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=X+41$ 的变化。

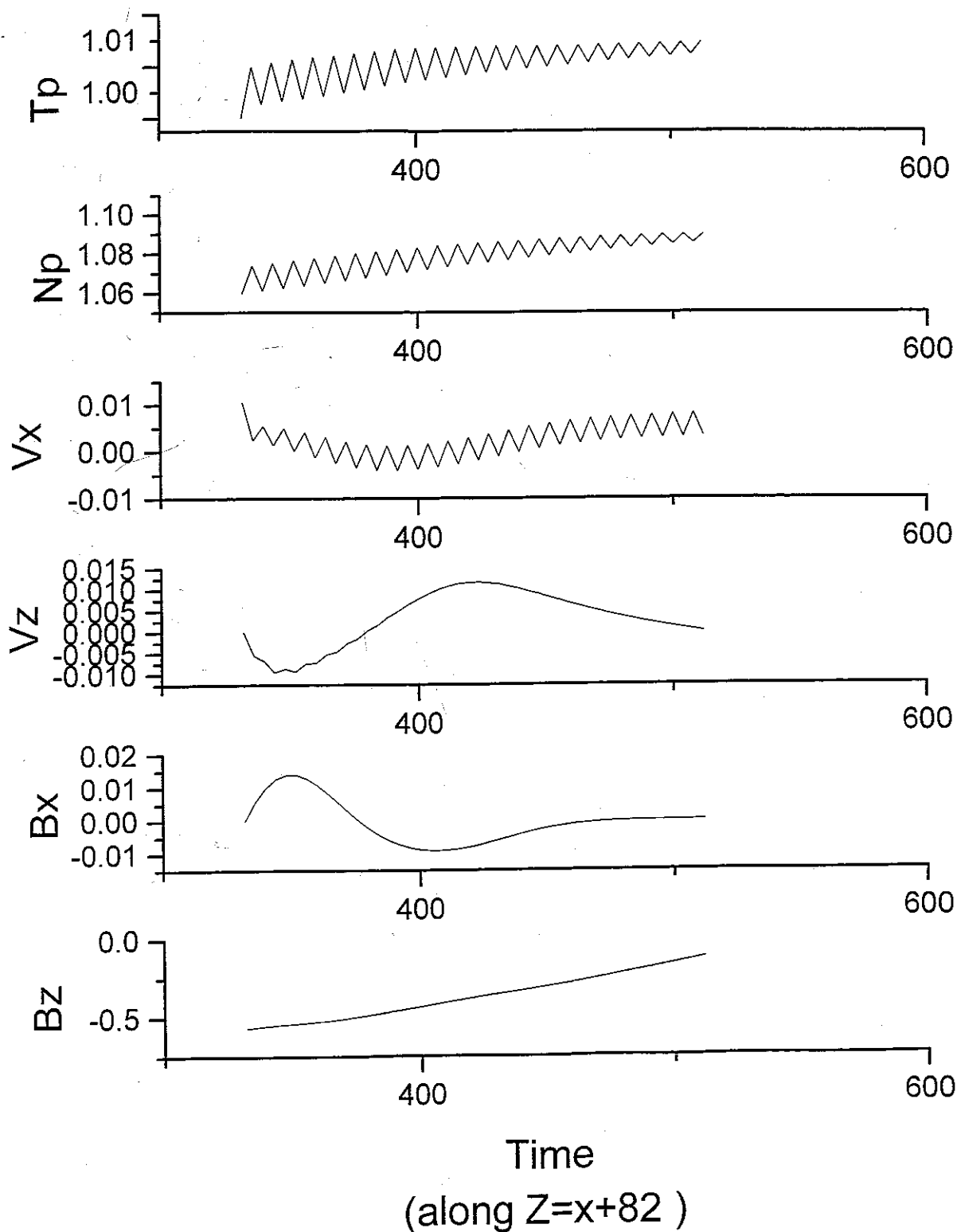


图7 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $Z=x+82$ 的变化。

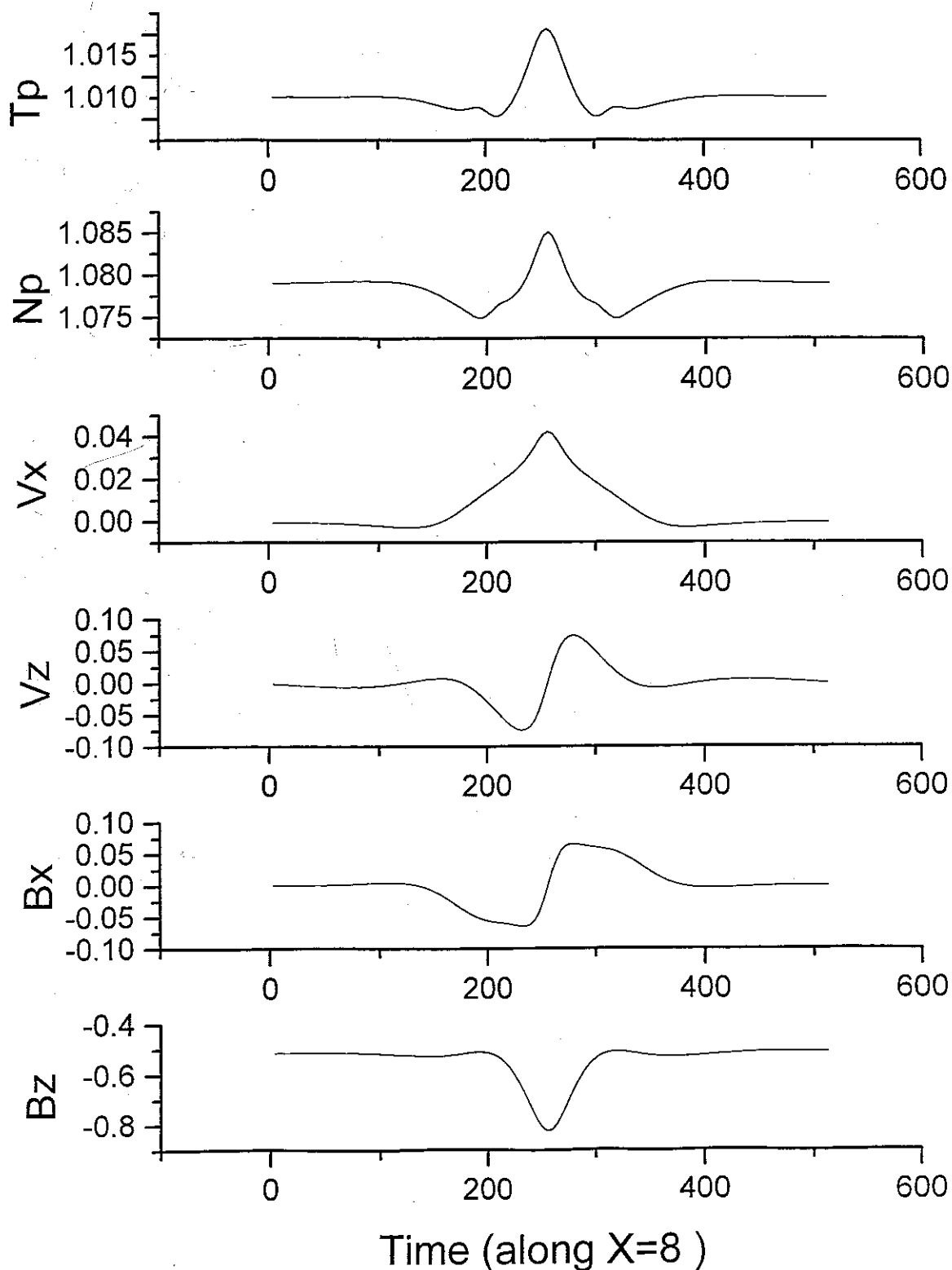


图 8 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=8$ 的变化。

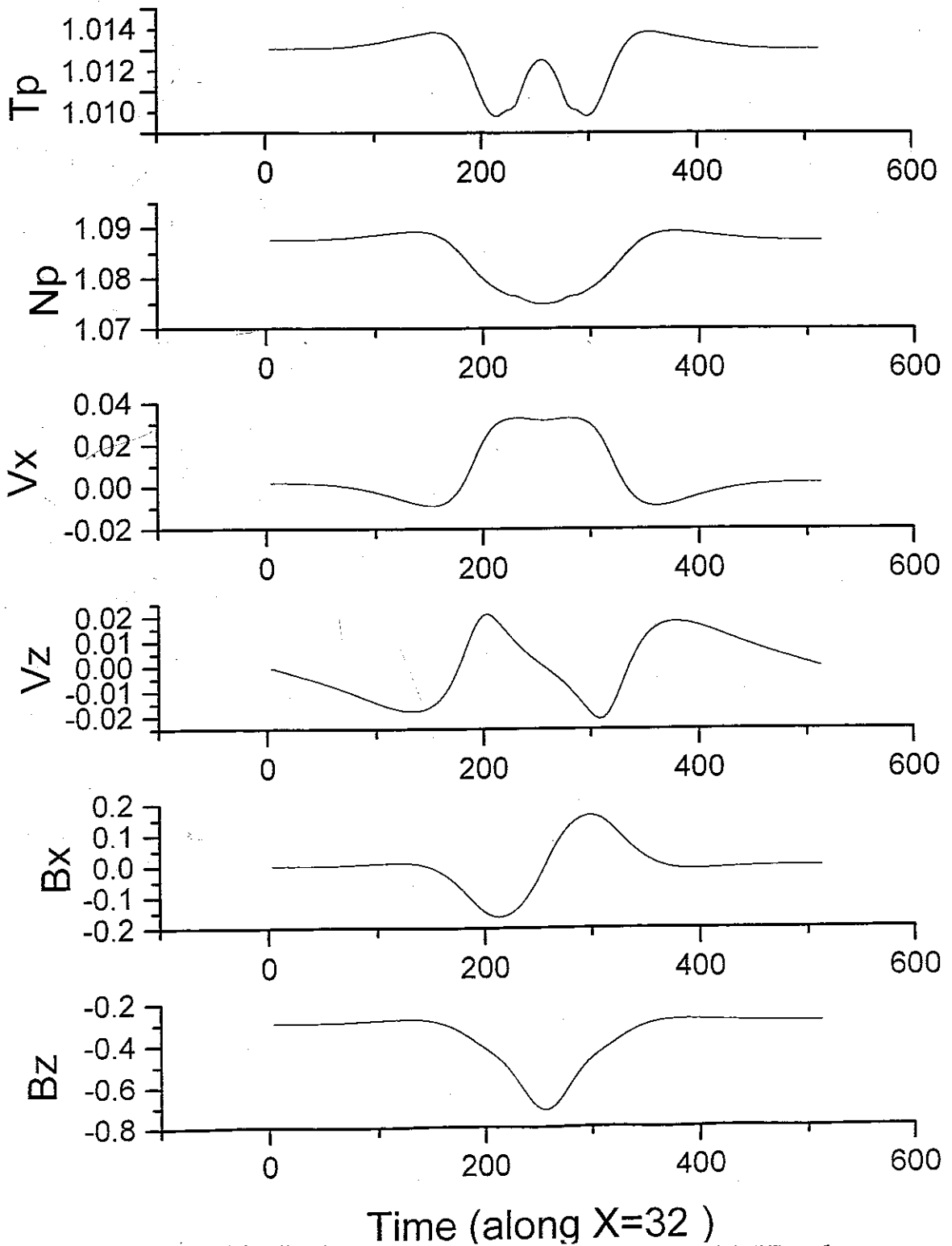


图9 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=32$ 的变化。

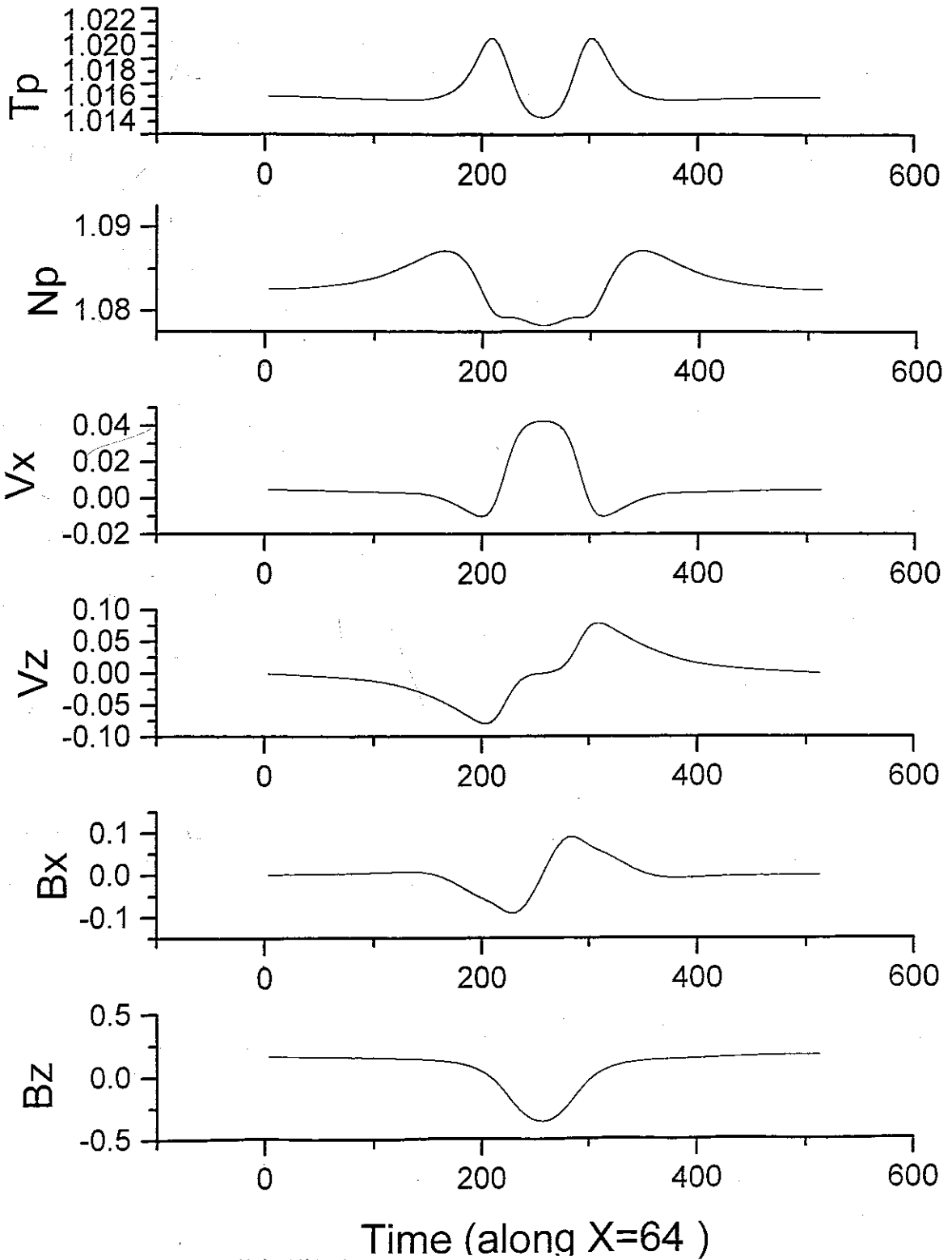


图 10 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=64$ 的变化。

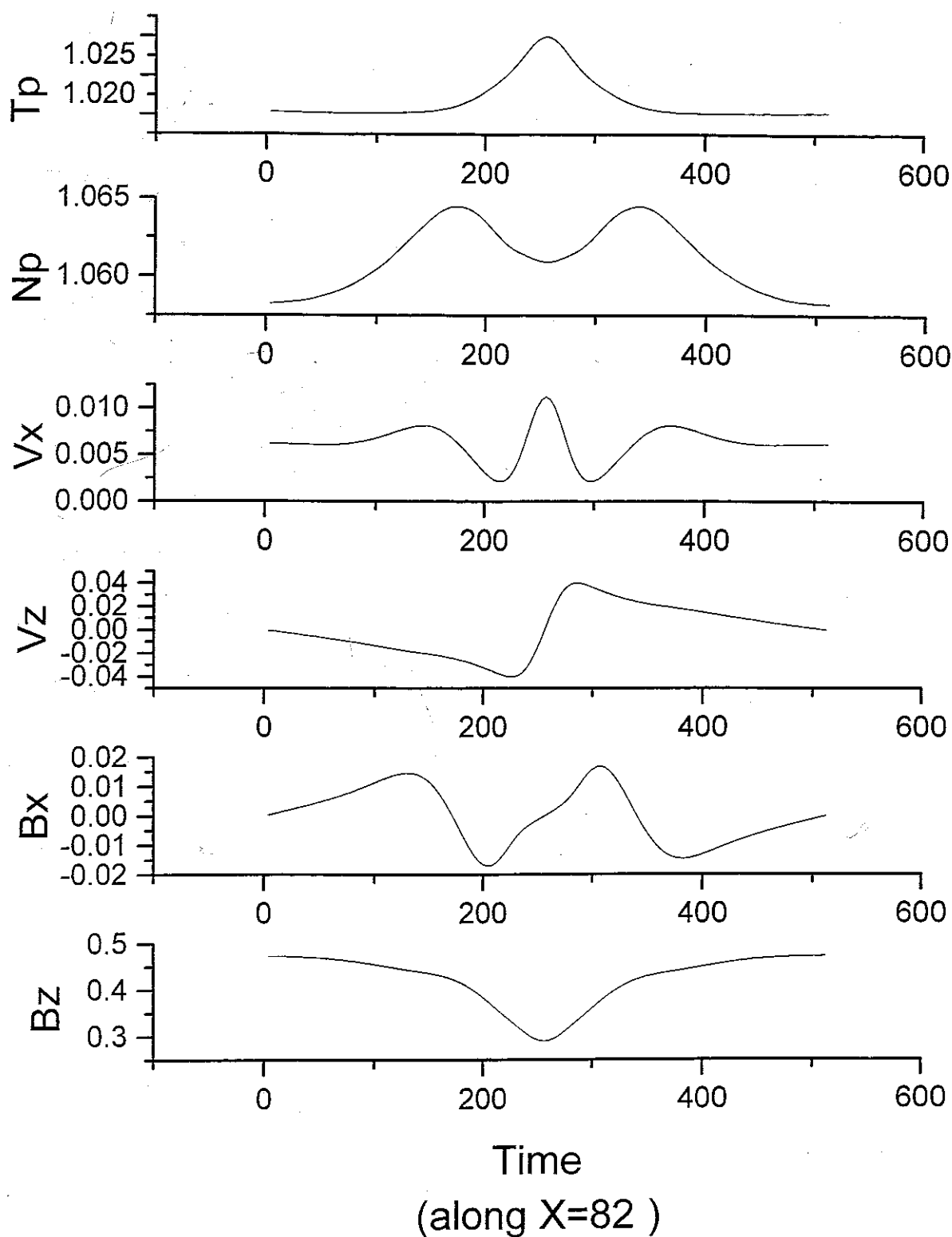


图 11 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=82$ 的变化。

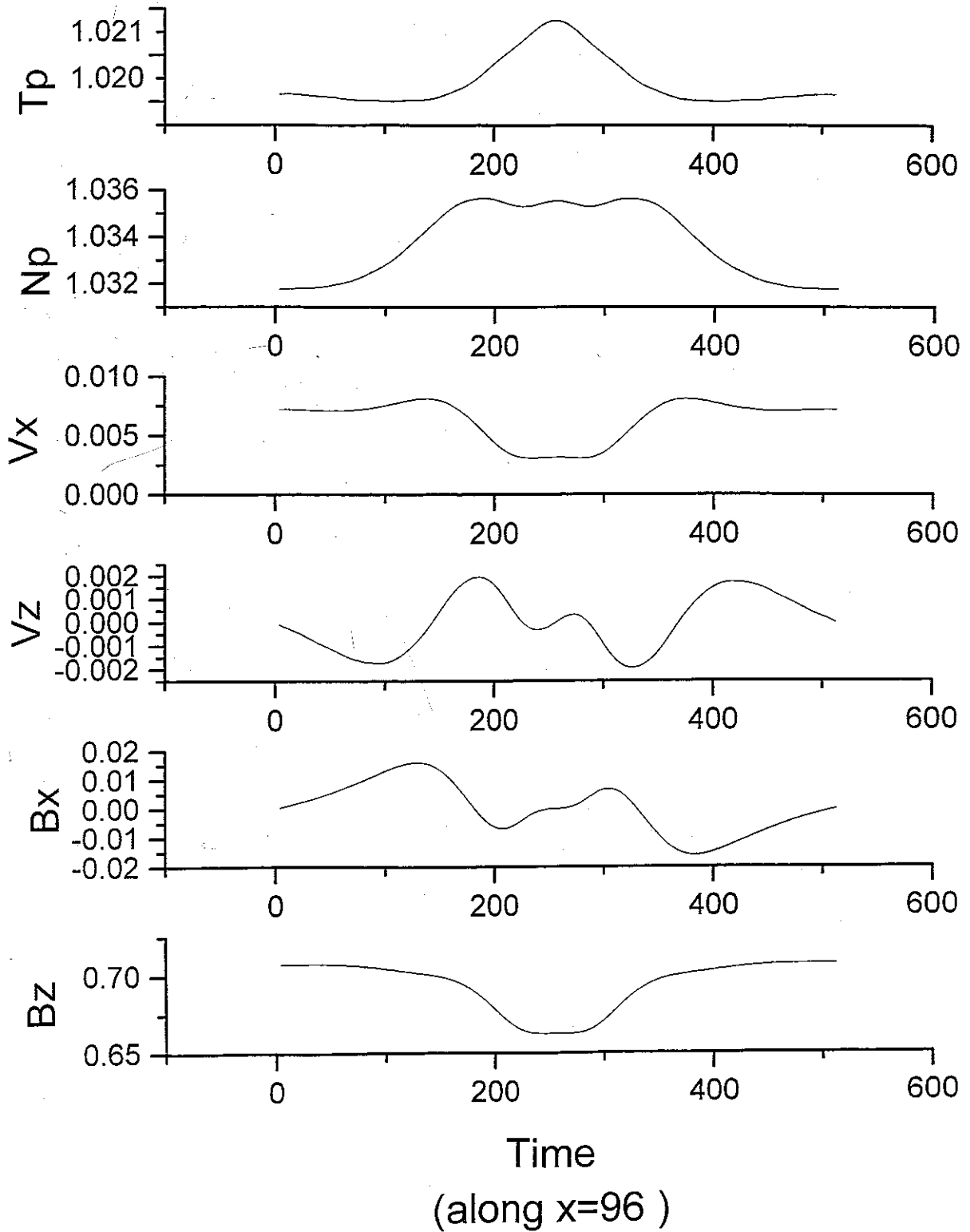


图 12 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=96$ 的变化。

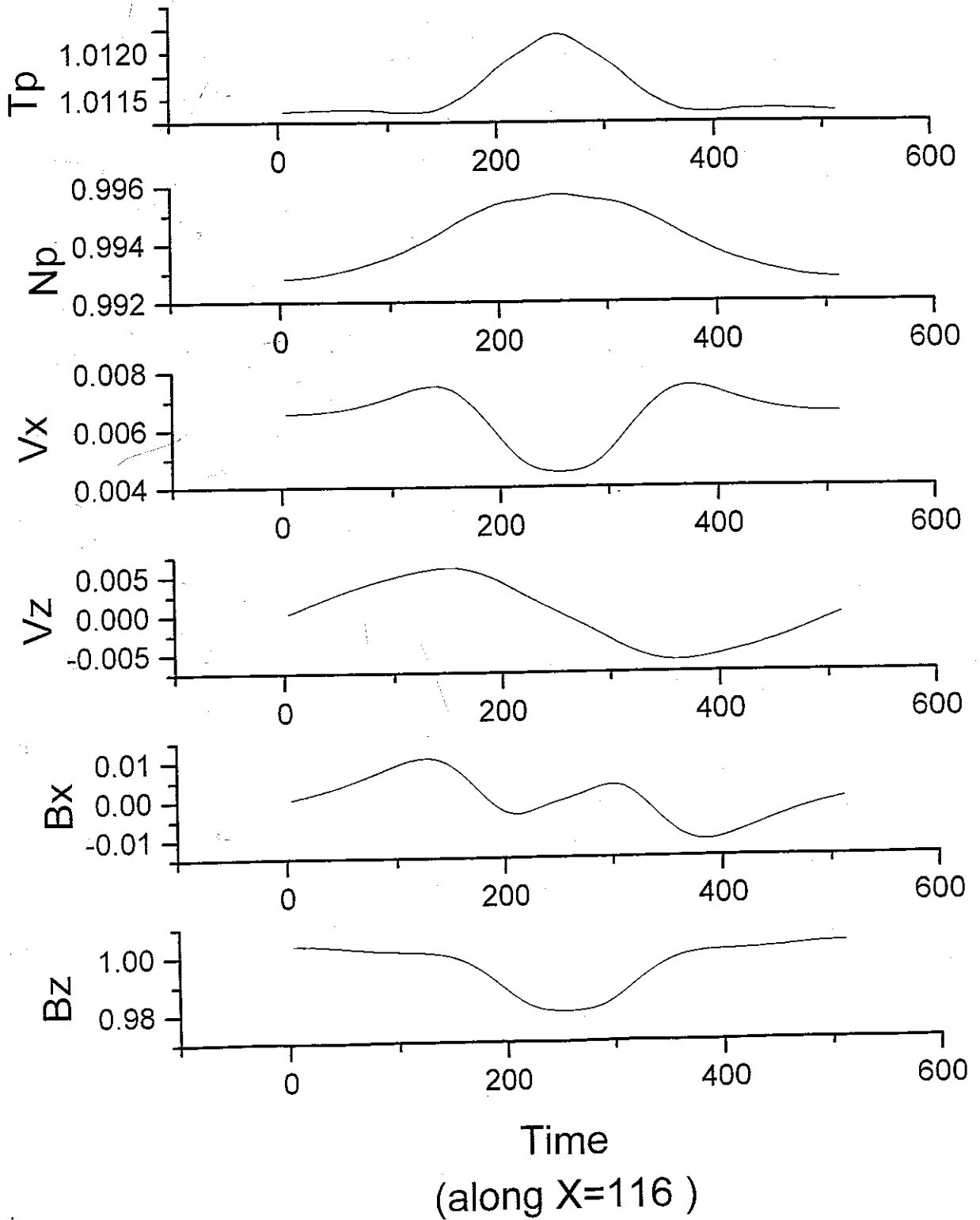


图 13 等离子体温度 T_p , 密度 N_p , 法向速度 V_x , 切向速度 V_z , 法向磁场 B_x 和切向磁场 B_z 沿模拟轨道线 $X=116$ 的变化。

第六章 横向剪切流冲击重联在磁层顶边界层中可能应用的分析

6.1 磁层顶边界层磁场重联过程

在第一章第三节里我们叙述了重联的基本概念，在第二，三，四章我们详细叙述了横向剪切流冲击重联过程及其特点。在本节我们再次提及磁层顶稳态磁场重联模型和磁层顶瞬时磁场重联模型。

虽然在磁层顶的重联并不是驱动磁层内对流的唯一过程。但观测表明，就时间平均而言，只有小部分，也许是10%-20%的越过极盖的电位降才是粘性相互作用的结果。“粘性相互作用”这个词是不严格地用于那些将动量传递过磁层顶的非重联过程。其包括象通过波-粒相互作用的反常粒子扩散的动力学过程，象不稳定性大尺度流体相互作用，源于磁鞘行波压力变化磁层顶扭曲等。第三种概念，称为脉冲等离子体穿入(Heikkila, 1971, 1982, 1991 和1997。

Lemaire, Rycroft和Roth, 1979)，也被认为对这种粘性有贡献。总而言之，重联是磁层顶能量输运的主要方式之一。

有了关于重联的几何位形的概念后，我们将其应用到向阳面磁层顶，这样就画出了图1。在此基本的x线重联图形旋转了90度使得磁层顶在所描绘的方向上。等离子体流从两边，即左边的磁鞘和右边的磁层流入。重联磁力线上的等离子体向上和向下流出所画图的范围并形成边界层。

此处磁层顶不同于我们在第一章中所讨论的类型在于两边入流区的等离子体是相当不同的。磁鞘等离子体是过激波后的太阳风等离子体密度和温度相对较高($n_e \sim 10 \text{cm}^{-3}$, $T \sim 100 \text{eV}$)。在磁层有两类粒子：组成环电流的被捕获高能粒子和源于电离层的冷等离子体($T \sim 1 \text{eV}$)。从两边进入边界层的等离子体的特性极不相同，这意味着我们可以根据它们的特性来推断来源。至今，我们知道最大数目的粒子是来源于磁鞘。

重联的磁力线由标号S1和S2来表示(瞬时构成x线，以分隔区为界)。在重联过程中加速的电子(E1和E2)与离子(I1和I2)在边界层中首先与穿越磁层顶并与x线还有段距离的边界层中的飞行器相遇。由于漂移和对流粒子仅以有限速度沿着磁力线运动，所以，边界层并不是场向的。电子沿着磁力线比离子快，但两者却以同样速度漂移(假定是纯粹的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移)。这种结果使得电子边界层比离子边界层更场向些，如图所示，因而其在离子边界层的外边。我们应该观察到整个边界层内即有来自磁鞘的粒子也有来自磁层内的粒子。图1中两个宽箭头表明了从这个图两边进入在磁层顶的分叉和合并。

磁层顶稳态重联模型是典型的Dungey模型，如图2所示

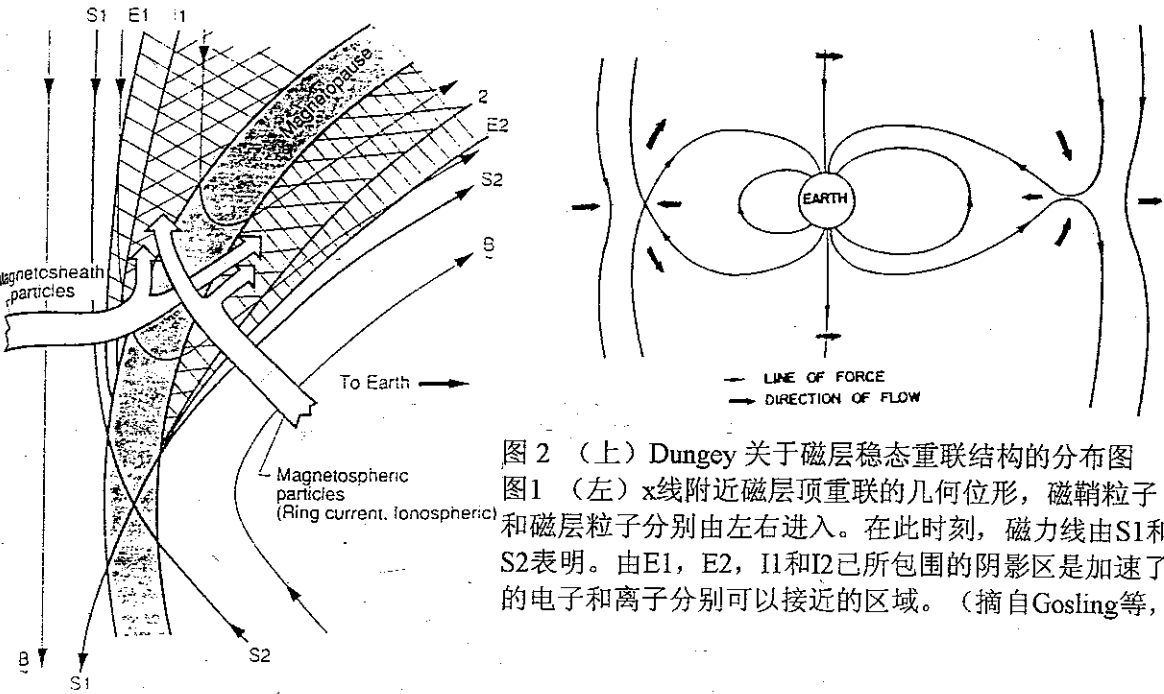


图2 (上) Dungey 关于磁层稳态重联结构的分布图
 图1 (左) x线附近磁层顶重联的几何位形, 磁鞘粒子和磁层粒子分别由左右进入。在此时刻, 磁力线由S1和S2表明。由E1, E2, I1和I2已所包围的阴影区是加速了的电子和离子分别可以接近的区域。(摘自Gosling等, 1990b)

对磁层顶瞬时磁场重联的研究, 在八十年代中期蓬勃开展起来了, 李罗权 (1985, 1986) and 付竹风Fu (1985, 1986) 提出了磁层顶多X线重联理论, 采用的是双边对称均匀流边界条件。Scholer (1988) and Southwood (1988) 提出了磁层顶暴发单X线重联模型 (BSXR), 在时间上让电阻率突然增强。刘振兴和胡一丁 (1988, 1990, 1992) 研究了存在平行剪切流场和相当电阻率的情况下磁场和等离子体结构的演化过程, 发展了涡旋诱发重联理论 (VIR), 也应用于磁层顶物质运输和瞬时磁场重联的研究。

上述磁层顶瞬时磁场重联模型比较对称, 也多采用均匀流边界条件, 对外力停止后磁场重联过程的研究较少。研究表明在等离子体边界层由单一方向的横向剪切流 (TSF) 驱动可以产生局部重联, 包括 TSF 直接驱动重联和在 TSF 停止后内部流扰动激发重联。这种重联机制与上述的 MXR, BSXR 和 VIR 等瞬变重联模型完全不同。我们称其为横向剪切流驱动重联 (TSFDR) 模型。当把这个重联模型应用到向阳面磁层顶时, 我们可以认为, 剪切流是来源于磁鞘的太阳风动压脉动, 在向阳面磁层顶产生 K 型重联。K 型重联区的法向磁场判别特征是非常独特的多双极结构。

6.2 横向剪切流冲击重联的观测证据

自从 Russell 在 1978 年首次发现磁层顶通量传输事件 (FTE) 以后, 国际空间物理界对其产生机制开展了大量的研究。Russell 认为磁层顶通量传输事件是在行星际磁场南向时由局部脉冲重联产生的。通量传输事件中磁通量输运率为每秒 2×10^{12} 麦克斯韦。这种瞬变事件

与长周期地磁脉动和亚暴过程有关(Russell等, 1979)。它们在不同行星际条件下的源区至今还是空间物理学家们研究的课题。其尺度大小和内部结构也被Saunders (1984)等人在一个地球半径宽的范围研究过。研究表明在事件发生区内部的磁力线是扭曲的且核心区的场向电流为 10^5 安培的量级。一些瞬变事件被认为是磁层顶边界波(Sibeck等, 1992)或磁层顶压力脉冲驱动的表面波(Sibeck等, 1995)。它们与太阳风/弓激波的压力机制有关。宋普(Song等, 1992)根据观测数据分析了磁层顶通量传输事件与磁层顶表面波的观测区别。磁鞘剪切流的观测证据也由一些研究者给出(Song等, 1994, Sibeck等, 1997)。Kawano利用图示总结了正事件和反事件的纬度分布和当地磁场对横向偏振的关系(Kawano等, 1992)。并且指出短周期事件由局部瞬变重联引起, 长周期事件由太阳风压力变化引起。

对应K型磁场重联位形, 从第五章图第五排图看到, 尽管切向磁场信号是单峰形状, 横向剪切流冲击重联的观测证据, 这与以前研究者们(Russell, 1989, 1979,)提出的双极形状完全不同。但与实际的观测数据(图4, 摘自Elphic, 1987)极为相附。这说明非对称的K形磁场位形确有其特殊性。它代表一个实际的在磁层顶边界层的扰动事件。如果是表面扰动, 一个切向磁场信号的单峰形状, 对应法向磁场信号的一个双极形状, 多个切向磁场信号的单峰形状, 对应法向磁场信号的多双极形状, 如果是对称重联, 只出现切向磁场信号的单峰形状和法向磁场信号的双极形状。到目前为止, 只有本文提出的横向剪切流驱动重联中K型重联位形才可能在一个切向磁场单峰信号的条件对应的法向磁场信号多双极形状。

许多研究者论述了磁层顶磁流体波的产生(Singer等, 1974; Mitchell等, 1990, Yumoto等, 1983)。磁层顶单色表面波能够激发磁力线共振。这些振荡在地磁脉动的分类中被确认为是Pc3(Chen and Hasagawa, 1974; Southwood, 1974)。表面波的外部激发机制被认为是Kelvin-Helmholtz不稳定性(Southwood, 1979)。低纬度地磁脉动与磁层顶压缩MHD波有关(Yumoto等, 1983)。在接近磁层顶的磁鞘区对Pc3谱段的压缩涨落的分析中, 发现了准垂直的慢磁声波模(Song等, 1994)。

从第五章的定点时间记录图中可看到, 在电流片受冲击的另一边, 其说明了相当于磁声波在磁鞘边被横向剪切流所激发。在电流片不受冲击的另一边, B_x 和 B_z 也展示了振荡曲线, 其说明了相当于P3的地磁脉动在磁层边被横向剪切流所激发。

1977年10月22日, 美国发射了ISEE卫星, 它们由ISEE1和ISEE2姊妹星所组成。相距几百到几千公里, 远地点是22.66个地球半径,

近地点是700公里，轨道倾角是 29° ，自旋周期为3秒，穿越向阳面磁层顶的速度为2—3公里/秒。ISEE卫星位于日地引力平衡点——拉格朗日点，对太阳风进行观测，穿越磁层共404次。这些卫星上装有磁场，电场，等离子体，高能粒子和波探测器。其中磁强计可以进行三维磁场测量，具有三个磁场分辨率：64秒，12秒，和 $1/4 \sim 1/32$ 秒取样率。等离子体探测器可进行二维和三维的等离子体参数测量：包括密度，压强，等离子体流速的三个分量。为了便于对通量传输事件进行分析，Russell和Elphic引入了局部地磁层顶法向坐标系，称为LMN坐标系。其中N表示磁层顶某点的外法线方向；L方向是该点太阳磁层坐标系（GSN）正方向在磁层顶切面上的投影方向，大致指向北；M方向是与LN正交，大致指出西。

图5是场和等离子体的观测图。其中 $\alpha_{LM} = \tan^{-1}(B_L/B_M)$ ，从图5的观测一些研究者（叶永焯等，1988）得出的结论是：（1）具有双极性分布，即在开始时 B_N 从平衡的微小量突然正向增强达到峰值后又突然下降，反转为负，达到负的峰值后又恢复到零。这种 B_N 先正后负的变化，称为正通量传输事件。观测结果表明，还存在着反通量传输事件。一般而言，在北半球通常观测到正通量传输事件，在南半球观测到反通量传输事件。（2）总磁场增加，形成明显的峰值（但也有几例是下降）。（3）在磁鞘中观测到高能粒子数密度增加，说明磁层中的高能粒子通过通量管进入磁鞘。根据ISEE卫星的观测结果，将通量传输事件归结为（1）通量传输事件与行星际磁场的南北分量有很强的相关，通量传输事件只有当行星际磁场为南向时才观测到。（2）大的通量传输事件重复出现，大约每5—15分钟发生一次。（3）对于大通量管，其截面积的典型大小是在北南方向的尺度，在垂直于磁层顶方向，同时也观测到截面小的通量传输事件。（4）在张开的通量管中观测到螺旋型磁场，表示存在有场向电流。（5）观测到了与螺旋磁场相联系的波，从磁层顶区向磁鞘和磁层传播。（6）从 B_N 的正负极性出现的机率来看，通量传输事件是出现在低纬，不是极尖区。以上各特性已被以前的研究者们确定为磁场重联的发生，但对产生这种重联的外部及内部触发机制研究得不够。

有些研究者（Sibeck, 1989）认为南北磁场双极的信号仅与太阳风动压变化有关，而并不一定与重联有关。他们给出的观测证据被描述成是由于太阳风动压（ $P=nMV^2$ ）跃变性的增加造成的。太阳风动压脉动的特点是短暂（100秒左右），大幅度，其来源在当时并不清楚。每一个压力脉冲都压缩磁层，因而引起外磁层磁场强度增加，产生低频扰动。在向阳面磁层顶的观测说明，磁鞘磁场和磁层磁场有瞬时结构，Russell等认为是与向阳面磁层顶瞬时重联有关的

通量传输事件, 而Sibeck认为根据地面磁场观测信号的查证, 瞬时事件也与太阳风动压脉动相关。进一步观测表明太阳风动压的大幅度增加有时长达4分钟, 行星际磁场有时不是在南向, 而是径向和北向。这对在磁层顶发生瞬时重联的可能来说就比较小了, 因而观测到的法向磁场的双极信号只能是边界扰动或者说是表面波。Sibeck在1989年三月的JGR文章中又指出在弓激波上存在着8分钟的大幅度太阳风压力振荡。它们极有可能是磁鞘中太阳风动压脉动的来源。

宋普 (Song et al, 1994) 研究了磁鞘中低频波的振荡说明了在磁鞘中有磁声波的激发和阿尔芬波的传播中, 它们提供了磁鞘中剪切流的一种来源, 并且在磁层顶把动能转换成了热能和磁能。磁鞘等离子体是高 β 值的。磁层顶剪切流的证据中图6 (摘自Phan et al, 1997) 和Heikkila (1988, 1997) 在早期和近期的文章中给出。剪切流的速度差是几十公里的量级。

从图3, 图4, 图7, 图8和图9中所展示的磁场观测信号可以看到, 在实际的空间观测中, 对应于切向磁场信号的单峰或单腔结构, 法向磁场信号的确是双双极结构。有些观测比较明显, 有些观测就不太明显, 因而, 容易让数据分析者们所忽略。

以上所列出的观测事实, 说明了本文所建重联模型是能够适用于磁层顶边界层的, 来自于动压脉动中的剪切流或不均匀密度都可产生局部驱动撕裂模不稳定性。使得磁场产生由剪切流控制的K型准稳态重联。对这个准稳态的K型重联位形场和等离子体的诊断, 就更进一步地了解了一个真实的扰动在磁层顶所产生的观测信号。提出的法向磁场双双极结构和K型位形是较新的研究结论。他们与磁层顶瞬变事件有关, 从上述观测事实及研究者们提供的证据说明, 太阳风扰动提供了磁鞘剪切流的来源。在一定时间内, 横向剪切流扰动带有磁粘性的电流片时, 可以产生类似于FTE_s的信号。法向磁场的双极结构不仅与边界波相关, 而且与重联也相关。但是, 如果仅仅根据双极信号来判断一个观测信号到底是由边界波或者是由对称重联引起的, 的确较为困难。但如果是发现法向磁场的双双极信号 (对应场向磁场的单峰结构或单腔结构), 研究者可以断定必然发生了非对称重联, 边界波和对称重联是产生不了双双极结构的。因此, Russell和Song与Sibeck的结论并不矛盾。有时候, 法向磁场的双极信号代表一个边界波, 有时候代表一个对称重联事件。这是由于研究者们基于分析的资料都是由单个或双个卫星提供的。它们并不是由四个以上的卫星观测所确定的。因而, 并不能够真正分析场和等离子体的三维结构。双双极结构 (图3、图4、图7、图8和图9) 确实说明了外部扰动首先产生边界波, 然后产生不对称重联, 并引起磁层顶电流片的扭曲和振荡激发磁声波和阿尔芬波。

本文所建的横向剪切流冲击重联模型中,关于剪切流突然停止后诱发多种磁层重联的机制可以应用于在不规则瞬变太阳风扰动的发生过程中磁层顶电流片区的磁场重联和亚暴的触发机制。

6.3 小结

本章叙述了磁层顶磁场重联过程,并对磁层顶稳态重联和瞬态重联过程做了说明。并举出了大量的空间观测数据来证明磁鞘剪切流和磁层顶边界层法向磁场多双极特征的存在。说明横向剪切流驱动重联的确更符合实际的空间现象。法向磁场多双极特征解决了表面波与不对称重联的区别。分析表明来自磁鞘的太阳风扰动会不断地在磁层顶局部产生瞬态重联,进行质量、动量和能量的交换。因而,在对空间等离子体边界层的深入研究中会更多地应用横向剪切流驱动重联模型。

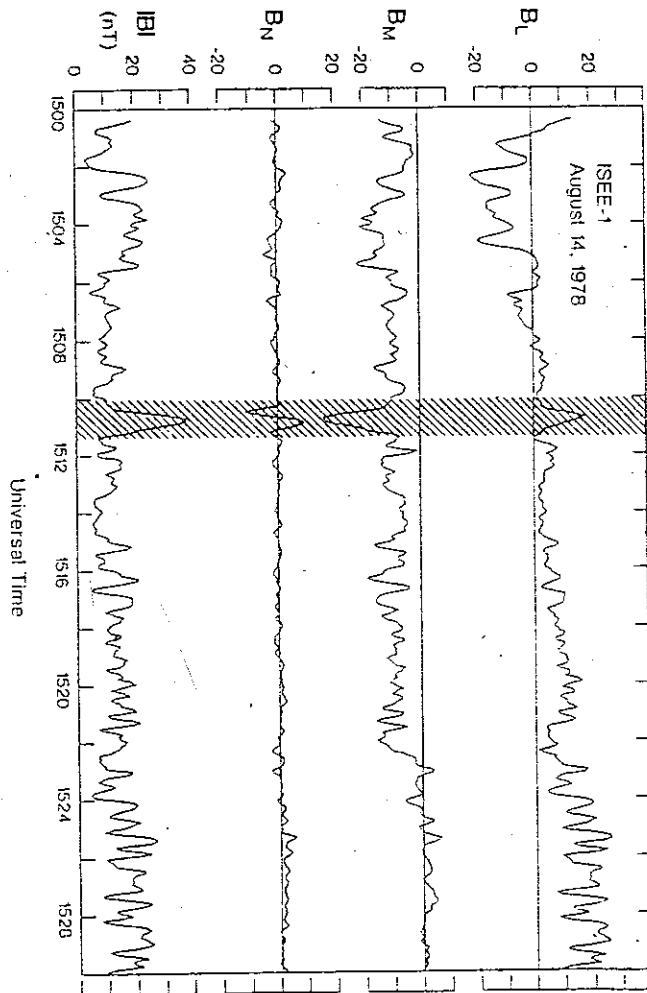


图3 法向磁场多双极结构的观测证据 (摘自Berchem and Russell, 1984)

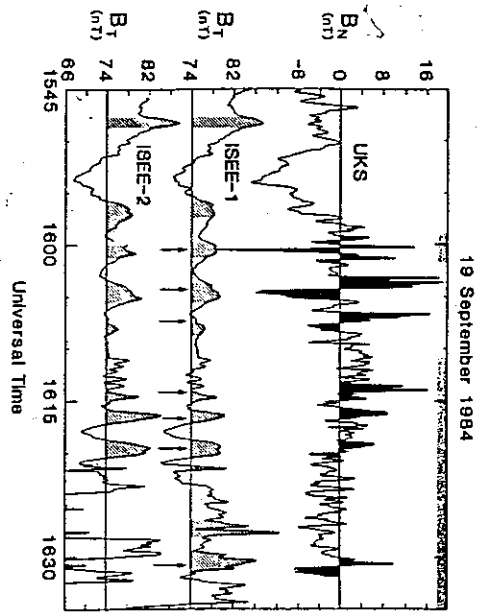


图4 法向磁场多双极结构的观测证据 (摘自Elphic, 1987)

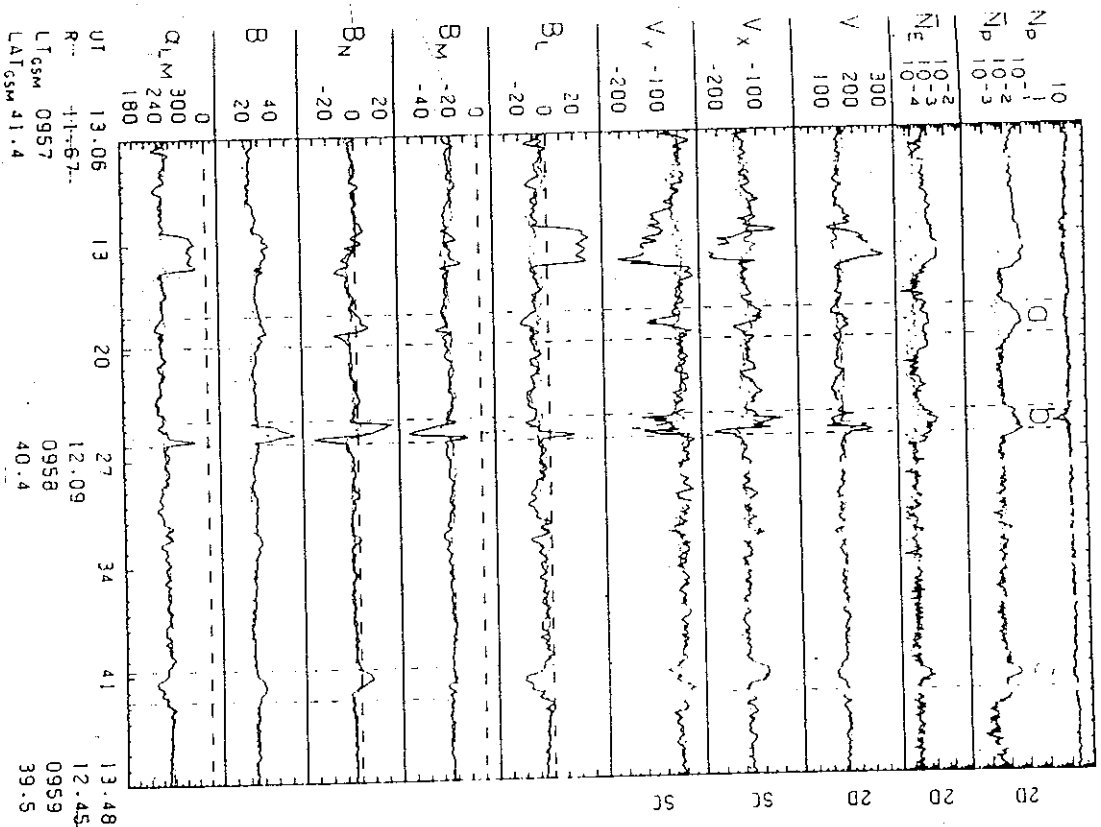


图5 磁层顶的通量传输事件的观测证据 (摘自Russell, 1979)

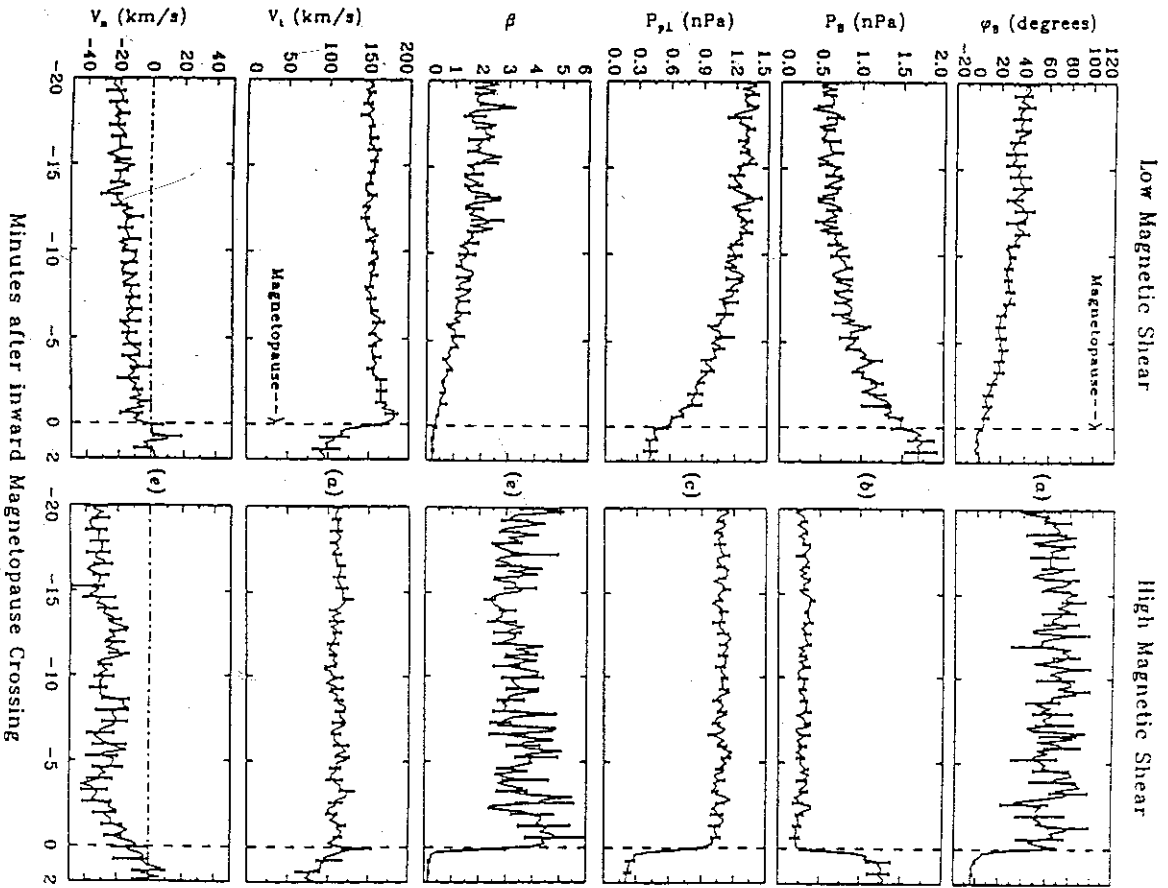


图6 磁层顶剪切流的观测证据 (摘自Heikkinen, 1997)

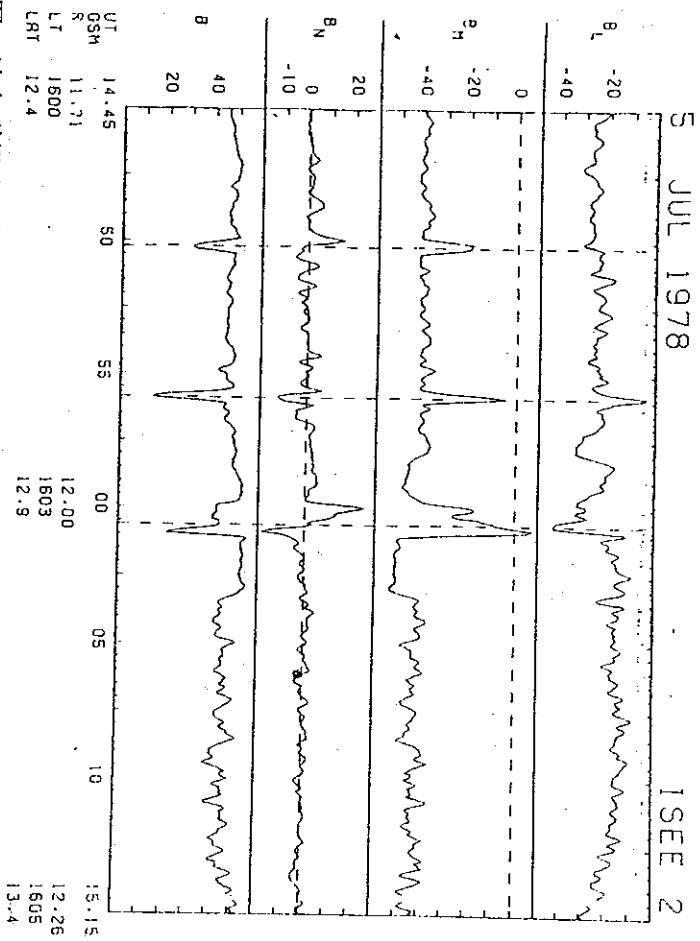


图7 法向磁场多双极结构的观测证据 (摘自Rijbeek et al, 1984)

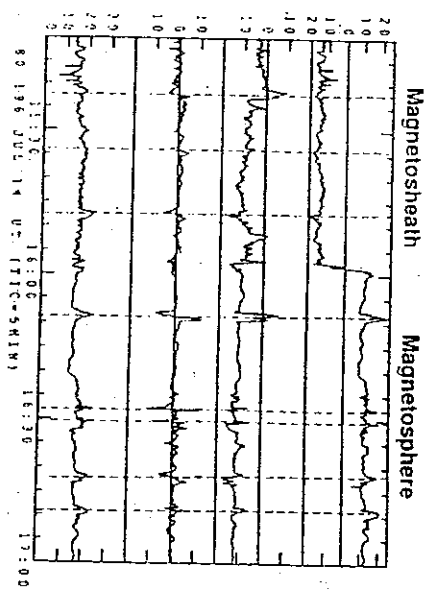


图8 法向磁场多双极结构的观测证据 (摘自Kino et al, 1995)

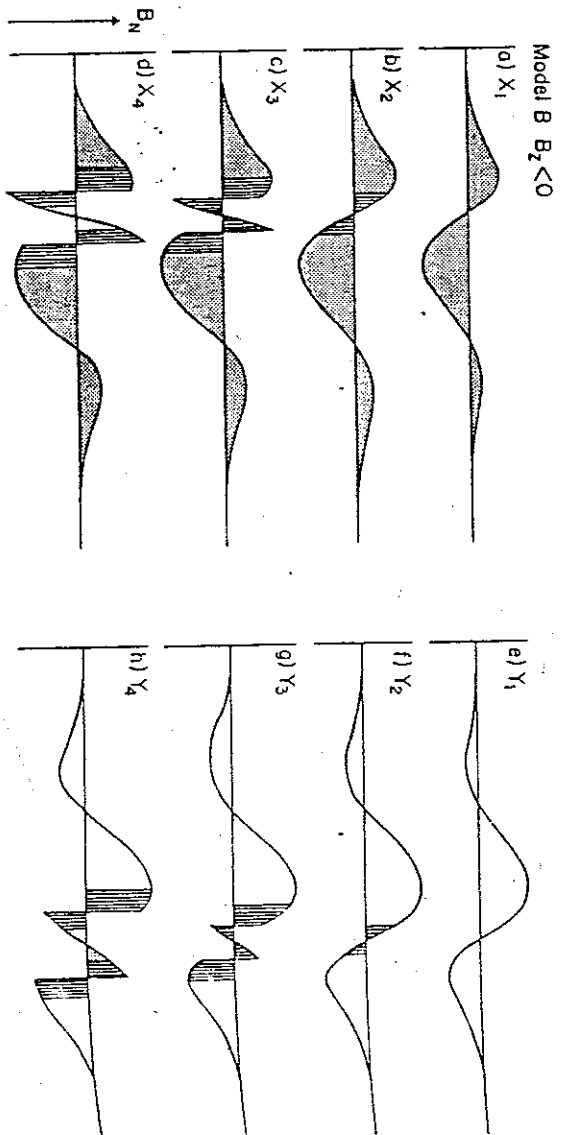


图9 法向磁场多双极结构的观测证据 (摘自Lookwood, 1991)

第七章 总结与讨论

7.1 结论

本文用二维可压缩的MHD模型较系统地研究了单向横向剪切流冲击期间和冲击突停后等离子体边界层区产生的瞬时重联过程，主要结论可概述如下：

- (1) 当大尺度的均匀横向流冲击向阳面磁层顶边界层时，磁力线不弯曲，也不发生重联，仅是边界层被推着向下游运动。当冲击停止后，磁场较快地恢复到原来的状态。
- (2) 当横向剪切流冲击等离子体边界层时，在电流片区总是形成一种“反K型”的准稳态重联结构，不论冲击时间多长，这种结构的形态是相似的，只是X中性点的位置偏向III区。另外，当剪切较强和冲击时间较长时，在原来是同方向的磁场区也可发生磁场重联。
- (3) 横向剪切流冲击突停后，由于边界层系统中强的非平衡态迅速趋于平衡态，边界层系统变为非常不稳定。流场中出现多涡旋结构和相应的流型，产生多种类型的重联结构，且磁重联结构的演化具有一定的规律性。对于不同的冲击停止时间，涡旋和重联结构出现的时间也不同。
- (4) 横向剪切流突然停止冲击后，电流片区出现的不同类型的重联结构，主要是由系统内部不同的涡旋结构和相应的流形产生的。模拟结果表明：如 $Z=0$ 平面附近电流片两边出现进入流时，产生单X线重联结构；当 $Z=0$ 平面附近电流片两边流体向外流，而在电流片上下部分出现进入流时，产生多X线重联结构；如电流片上下边界处出现进入流，而在 $Z=0$ 平面附近流体是向外流时，对应单磁岛结构；当

边界层的涡旋结构消失且逐渐变成湍动状态时,重联结构也随着消失,磁场逐渐恢复到扰动前的状态。横向剪切流停止后,由于不断发生新的重联,因而磁场的恢复时间是较长的。在本文采用的参数情况下,恢复时间大约是 $600 t_A$ 。

- (5) 我们认为,外力作用的突然停止,可能是触发电流片系统瞬时重联和能量转化的一种重要机制。因为,即使是在横向剪切流冲击时磁场重联没有形成,但在横向剪切流冲击停止后磁场重联却有可能形成。剪切越高,重联越快。
- (6) 根据模拟结果,本文提出另外一种瞬时重联模型,可称其为“横向剪切流驱动重联”(TSFDR)模型。这一模型包括两种重联过程:一是横向剪切流冲击期间的重联过程;一是横向剪切流冲击停止后系统内部涡旋结构引起的重联过程。TSFDR的产生条件及其形成的磁场和流场结构与以前的几个瞬时重联模型(MXR模型,VIR模型和BSXR模型)十分不同。
- (7) 根据定点数据观测,发现在横向剪切流冲击电流片时,多次激发磁流体力学波,对应于磁层物理中的地磁脉动。
- (8) 根据模拟卫星在空间环境中的穿越,同一时间的数据观测,发现在横向剪切流冲击电流片时,“反K型”重联结构中,法向磁场结构是多极性的,这是一个更与空间观测数据相近的研究结论。

7.2 讨论

本文提出的瞬时磁场重联过程,可能会发生在空间等离子体中的某些边界层区,如向阳面磁层顶边界层区。Sibeck (1990) 曾对弓

激波前和磁鞘区太阳风动压的突然变化进行过分析,指出太阳风动压大幅度的起伏主要是由行星际激波引起的。观测结果表明,在弓激波前和磁鞘区经常出现时间尺度为5-15分钟的动压起伏。这种动压起伏冲击磁层顶的时间长短,取决于动压起伏的时间尺度 T_D ,当太阳风动压突然增强时,磁层顶边界层区受到冲击,当动压突然变为负增长时,冲击突然停止。动压起伏的空间结构,表现为非均匀的动压分布,其磁层顶法线方向的速度沿切线方向具有速度剪切,本文模拟中将其表示为横向剪切流冲的形式。

本文提出的瞬时重联模型,可应用于研究向阳面磁层顶边界层和对应的极区发生的某些瞬时现象。如通量传输事件的产生机制和结构特性,磁层顶的振荡和极区电离层的涡旋结构及地磁脉动等。对这些观测做了有关本文重联过程的新的理论解释。

7.3 进一步深入研究的设想

本文的研究是基础性的,为了将来在空间物理中得到广泛的应用,应在以下几个方面开展进一步的研究工作

- (1) 模拟随时间变化的边界条件下本模型的磁场重联过程
- (2) 模拟随不同行星际磁场条件下本模型的磁场重联过程
- (3) 利用粒子模拟来研究磁层顶带电粒子输运问题。
- (4) 不同驱动方向的动压脉动(剪切流或密度不均匀性)条件下本模型的磁场重联过程

(5) 与能测场和等离子体三维中小尺度结构的多点卫星观测数据相比较。

参考文献

- Alfvén, H. "Some properties of magnetospheric neutral surfaces", *J. Geophys. Res.*, Vol.73, page4379, 1968.
- Baum, P. J. and Bratenahl, A., "On reconnection experiments and their interpretation", *J. Plasma Physics*, Part 18, part 2, pp257-272, 1977
- Berchen, Jean and C. T. Russell, "Flux Transfer Events on The Magnetopause: Special Distribution and Controlling Factors", *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, No. A8. pp6689-6703, 1984
- Chen, L., and A. Hasegawa, "A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Stead state excitation of Field Line resonance, *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, Page 1024, 1974
- Chen, L., and A. Hasegawa, "A Unified Theory of Long Period Micropulsations 2. Impulse Excitation of Surface Eigenmode", *J. Geophys. Res.*, Vol. 79, Page 1033, 1974
- Chen, Q. and A. Otto, L. C. Lee, "Tearing instability, Kelvin-Helmholtz instability, and magnetic reconnection", *J. Geophys. Res.*, Vol.96, No.A1, page 151, 1997
- Dungey, J.W., "Interplanetary magnetic field and auroral zones" *Physical Review Letter*, 6 (2), page 47 1961
- Cowley, S. W. H. , "Convection-region solutions for the re-connection of anti-parallel magnetic fields of unequal magnitude in an incompressible plasma", *J. Plasma Physics*, Vol.12, part 2, pp341-352, 1974
- Cowley, S. W. H. , "Magnetic field-line reconnection in a highly-conducting incompressible fluid: properties of the diffusion region". *J. Plasma Physics*, Vol. 14, part 3, pp475-490, 1975
- Crooker, N. U. "The magnetospheric boundary layers: a geometrically explicit model", *J. Geophys. Res.* Vol.82, page 3629,1977.
- Deeds, D and G. V. Hoven, "Turbulent excitation of spontaneous reconnection", *J. Plasma Physics*, Vol. 42 , part 2, 269-290, 1989
- Forbes, T. G., "Shocks produced by impulsively driven reconnection", *Solar Physics* , Vol. 117, pp97121, 1988

- Forbes, T. G. and J. M. Malerbe, "The Formation of Flare Loops by magnetic reconnection and chromospheric ablation", *Solar Physics*, Vol. 120, pp285-307, 1989.
- Elphic, R. C. and Southwood, D. J., "Simultaneous Measurements of the Magnetopause and Flux transfer Events at Widely Separated Sites By AMPTE UKS and ISEE 1 and 2", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. A12, Page13666, 1987,
- Elphic, R. C. Observations of flux transfer events: Are FTE's flux ropes, islands or surface wave? In physics of Magnetic Flux Ropes, Geophysical Monograph 58, ed. C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee (p. 455). Washington, DC: American Geophysical Union. 1990
- Fu, Z. F. and L. C. Lee, "Simulation of Multiple X-Line Reconnection at the Dayside Magnetopause," *Geophys. Res. Lett.*, Vol.12, No.2, page291, 1985
- Fu, Z. F. and L. C. Lee, "Multiple x line reconnection 2. The dynamics", *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. A12, page12015, 1986
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic, and C. T. Russell. Plasma flow reversals at the dayside magnetopause and the origin of asymmetrical polar cap convection. *J. Geophys. Res.* Vol 95 8073 1990a.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, T. G. Onsager, and C. T. Russell. The electron edge of low latitude boundary layer during accelerated flow events. *Geophys. Res. Lett.* Vol 17, 1833 ,1990b.
- Haerendel, G., Paschmann, N, Sckope, H. Rosenbauer, and P. C. Hegdecock. "The frontside boundary layer of magnetosphere and the problem of reconnection", *J. Geophys. Res.* Vol. 83, 3195, 1978
- Hameiri, E. J. "Compressible magnetic-field reconnection", *Plasma Physics*, Vol. 22 part 2, pp245-256, 1979

Forbes, T. G. and J. M. Malerbe, "The Formation of Flare Loops by magnetic reconnection and chromospheric ablation", *Solar Physics*, Vol. 120, pp285-307, 1989.

Elphic, R. C. and Southwood, D. J., "Simultaneous Measurements of the Magnetopause and Flux transfer Events at Widely Separated Sites By AMPTE UKS and ISEE 1 and 2", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, No. A12, Page13666, 1987,

Elphic, R. C. Observations of flux transfer events: Are FTE's flux ropes, islands or surface wave? In physics of Magnetic Flux Ropes, Geophysical Monograph 58, ed. C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee (p. 455). Washington, DC: American Geophysical Union. 1990

Fu, Z. F. and L. C. Lee, "Simulation of Multiple X-Line Reconnection at the Dayside Magnetopause," *Geophys. Res. Lett.*, Vol.12, No.2, page291, 1985

Fu, Z. F. and L. C. Lee, "Multiple x line reconnection 2. The dynamics", *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, No. A12, page12015, 1986

Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic, and C. T. Russell. Plasma flow reversals at the dayside magnetopause and the origin of asymmetrical polar cap convection. *J. Geophys. Res.* Vol 95 8073 1990a.

Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, T. G. Onsager, and C. T. Russell. The electron edge of low latitude boundary layer during accelerated flow events. *Geophys. Res. Lett.* Vol 17, 1833 ,1990b.

Haerendel, G., Paschmann, N, Sckope, H. Rosenbauer, and P. C. Hegdecock. "The frontside boundary layer of magnetosphere and the problem of reconnection", *J. Geophys. Res.* Vol. 83, 3195, 1978

Hameiri, E. J. "Compressible magnetic-field reconnection ", *Plasma Physics*, Vol. 22 part 2, pp245-256, 1979

- Heikkila, W. J., "Penetration of Magneto sheath Plasma to Low Altitudes through the Dayside Magnetospheric Cusps", *J. Geophys. Res.* Vol. 76, No. 4, 883, 1971
- Heikkila, W. J. "Impulsive Plasma Transport Through Magnetopause", *Geophysical Research Letter* . Vol. 9, No. 2, 159, 1982
- Heikkila, W. J. Viscous Interaction between Solar Wind and the Magnetosphere. *J. Geomag. Geoelectr.* Vol. 43, Suppl., 153, 1991
- Heikkila, W. J. Interpretation of recent AMPTE data at the Magnetopause *J. Geophys. Res.* Vol. 102, No. A2, 2115, 1997
- Heppener, J. P., N. C. Maynard. 1987. Empirical high latitude electric field models. *J. Geophys. Res.* Vol. 92, page4467, 1987
- Harris, E. G. 1962. "On a Plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field". *Nuovo Cim.*23:115.
- Hill, T.W. "Magnetic merging in a collisionless plasma", *J. Geophys. Res.* Vol. 80, page4689, 1975
- Kawano and S. Kokubun, et al, " Survey of Transient Magnetic Field Events Based in the Dayside Magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, Vol.97, Page 10677, 1992
- Kivelson M. G., C.T. Russell 《Introduction to Space Physics》 , Cambridge University Press, 1995
- Kuo, H. , C. T. And Russell and G. Le, " Statistical Studies Flux Transfer Events ", *J. Geophys. Res.*, Vol.100, No.A3. Page 3513, 1995
- Lemaire, J., M. J. Rycroft, and M. Roth. Control of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere by interplanetary magnetic field direction. *Planet. Space Sci.* Vol. 27, 47, 1979
- Lee, L. C. and Fu, Z. F., " A Theory of Magnetic Flux transfer at the Earth Magnetopause", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 12, part 2, page105, 1985
- Lee, L. C. and Fu, Z. F., and Akasofu, S.I., "A Simulation Study of Forced Reconnection Processes and Magnetospheric Storms and Substorms", *J. Geophys. Res.* Vol. 90. No. A11, page10896, 1985

- Lee, L. C. and Fu, Z. F., "A Simulation Study of Magnetic Reconnection: Transition from a fast Mode to a Slow Mode Expansion", *J. Geophys. Res.*, **91** (A4), page4551, 1986
- Lee, L. C. and Fu, Z. F., "Multiple X line reconnection 1. A criterion for the Transition From a Single X line to a Multiple X line reconnection," *J. Geophys. Res.*, Vol. 91., No.A6, page6807, 1986
- Liu, Z. X., Hu, Y. D., "Local Magnetic Reconnection Caused by Vortices in Flow Field", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 15, page752, 1988
- Liu, Z. X., Hu, Y. D., Li, F., Pu, Z. Y., "The Motion of Magnetic Flux Tube at the Dayside Magnetopause Under the Influence of Solar Wind Flow", *J. Geophys. Res.* Vol. 95, page6561, 1990
- Liu, Z. X., Z. W. Zhu, F. Li, Z. Y. Pu, "Topology and Signatures of a Model for Flux Transfer Events Based on Vortex-Induced Reconnection", *J. Geophys. Res.*, **97**, 19351, 1992
- Lockwood, M. " Flux Transfer Events at The Dayside Magnetopause: Transient Reconnection or Magnetosheath Dynamic Pressure Pulse?", *J. Geophys. Res.*, Vol.96, No. A4, page5497, 1991
- Ma, Z. W and Xiaogang Wang, and A. Bhattacharjee, "Forced magnetic reconnection and the persistence of current sheets in static and rotating plasmas due to sinusoidal boundary perturbation", *Phys. Plasma* **2** (2), page2427, 1995
- Ma, Z, W and J. G. Hawkins, L. C. Lee, "A Simulation Study of Impulsive Penetration of Solar wind Irregularities Into the Magnetosphere at the Dayside Magnetopause ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 96. No.A9, pp15751-15765, 1991
- Melrose, D. B. 1986. "Instabilities in Space and Laboratory Plasmas". Cambridge University Press
- Otto, A and L.C.Lee and Z. W. Ma, "Magnetic field and plasma properties associated with pressure pulses and magnetic reconnection at the dayside magnetopause", *J.Geophys. Res.*, Vol. 100, No. A8, pp14891-14911, 1995
- Ottaviani, M and F. Porcelli, " Fast nonlinear magnetic reconnection ", *Phys. Plasmas* **2** (11), pp4104-4117, 1995

Parker, E. N., "Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids", J. Geophys. Res., Vol. 62, pp509-520, 1957

Paschman, G., I. Papamastorkis, W. Baumjohann, N. Sckopke, C. W. Carson, B. U. Sonnerup, and H. Luhr. The magnetopause for large magnetic shear: AMPTE/IRM observations. J. Geophys. Res. Vol.91, page11099, 1986

Petschek, H. E., Magnetic Field Annihilation, AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares, NASA Space, P. 245, NASA Spe. Pub. National Aeronautics and Space Administration, Washington DC, Sp-50, 1964

Phan., T.D and B. U. O. Sonnerup, "MHD stagnation-point flows at a current sheet including viscous and resistive effect: general two-dimensional solutions", J. Plasma Physics, Vol. 44, part 3, pp525-546, 1990

Phan., T.D and B. U. O. Sonnerup, J. Plasma Physics, "Resistive tearing-mode instability in a current sheet with equilibrium viscous stagnation-point flow", Vol. 46, part 3, pp407-421, 1991

Phan., T.D and G. Paschmann, Low-Latitude dayside magnetopause and boundary layer for high magnetic shear 1. Structure and motion, J. Geophys. Res. Vol. 101, No. A4, 7801, 1997

Pu, Z.Y., Yan, M., Liu, Z.X., "Generation of Vortex-Induced Tearing Mode Instability at the Magnetopause", J. Geophys. Res., Vol 95, No. A7, pp10559-10566, 1990

Priest, E. R. and S. W. H. Cowley, "Some comments on magnetic field reconnection", J. Plasma Physics, Vol. 14, part 2, pp271-282, 1975

Priest, E. R. and T. G. Forbes, "Steady Magnetic Reconnection In Three Dimension", Solar Physics, Vol. 119, pp211-214, 1989

Priest, E. R. and L. C. Lee, J. Plasma Physics, "Nonlinear magnetic reconnection models with separatrix jets", Vol. 44, part 2, pp337-360, 1990

- Priest, E. R. and T. G. Forbes, "Magnetic flipping: Reconnection in Dimensions Without Null Points". *J. Geophys. Res.*, Vol. 97. No. A2, page1521,1992
- Priest, E. R. and T. G. Forbes, "Does Fast Magnetic Reconnection Exist?", *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No.A11, page16757, 1992.
- Quest, K.B., and F.V. Coroniti. "Tearing at the dayside magnetopause", *J. Geophys. Res.* Vol 86, Page3289, 1981.
- Robert, G. K., "Reconnection of magnetic field lines in a turbulent flow" *Phys. Fluids B* 5 (3), pp774-775, 1993
- Russell, C. T. and R. C. Elphic. , " Initial ISEE Magnetometer Results; Magnetopause Observations ", *Space Science Review*, 22, Page 681, 1978
- Russell, C. T. et al " On the Source Region of Flux Transfer Events " *Adv. Space Res.*, Vol. 5, No.4, Page 363, 1985
- Russell, C. T. et al " ISEE Observation of Flux Transfer Events at the Dayside Magnetopause " *J. Geophys. Res.*, Vol. 84, No. 1, Page 33, 1979
- Rijnbeek, R. P. , S. W. H. Cowley and D. J. Southwood " A Survey of Dayside Flux Transfer Events Observed by ISEE 1 and 2 Magnetometers " *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, No. A2, Page 786, 1984
- Quest, K. B., and F. V. Coroniti. 1981. "Tearing at the dayside magnetopause", *J. Geophys. Res.* Vol. 86; 3289, 1981
- Sato, T. and H. Hayashi, K. Watanabe, R. Horiuchi, M.Tanaka, " Role of Compressibility on driven magnetic reconnection", *Phys. Fluid (B)* 4 (2), pp450-457, 1991
- Saunders, M. A. et al " Flux Transfer Events: Scale Size and Interior Structure ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 11, No. 2, Page 131, 1984
- Semennov., V. S. and I. V.Kubyshkin, M. F. Heyn and H. K. Biernat, J. Plasma Physics, "Asymptotic solution for field-line reconnection. Compressible case of Petschek model ", Vol. 30, part 2, pp303-320, 1983

Sibeck, D. G., " Solar Wind Dynamic Pressure Variations and Transient Transient Magnetosphere Signatures? ", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 16, No. 1, Page 13, 1989

Sibeck, D. G., " The Magnetospheric Response to 8-Minute Strong-Amplitude Upstream Pressure Variation? ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. A3, Page 2505, 1989

Sibeck D J. A model for the transient magnetospheric response to sudden solar wind dynamic pressure variations, *J. Geophys. Res.*, 1990, 98:3755-3771

Sibeck, D. G., " Transient Events in the Outer Magnetosphere: Boundary Waves or Flux Transfer Events? ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. A4, Page 4009, 1992

Sibeck, D. G. et al, " Pressure-pulse driven surface waves at the magnetopause: A rebuttal ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, No. A11, Page 21773, 1995

Singer, H. J. et al, " Alfvén Wave Resonances in Realistic Magnetospheric Magnetic Field Geometry ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. A6, Page 4589, 1981

Song, P. et al, " Slow Mode Transition in the Frontside Magnetosheath ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. A6, Page 8295, 1992

Song, P. et al, " Identification of low frequency Fluctuations in the terrestrial magnetosheath", *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, No. A2, Page 2309, 1994

Song, P. et al, " Observational Differences Between Flux Transfer Events and Surface Waves at the Magnetopause ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, No. A4, Page 6011, 1994

Song, P. et al, " ISEE Observations of the dayside Magnetosheath ", *Adv. Space Res.*, Vol. 14, No. 7, Page 71, 1994

Soward, A. M. and E. R. Priest, " Magnetic Field Line with Jet", *J. Plasma Physics*, Vol. 35, part 2, 333-350, 1986

Sibeck, D. G., " Solar Wind Dynamic Pressure Variations and Transient Transient Magnetosphere Signatures? ", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 16, No. 1, Page 13, 1989

Sibeck, D. G., " The Magnetospheric Response to 8-Minute Strong-Amplitude Upstream Pressure Variation? ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, No. A3, Page 2505, 1989

Sibeck D J. A model for the transient magnetospheric response to sudden solar wind dynamic pressure variations, *J. Geophys. Res.*, 1990, 98:3755-3771

Sibeck, D. G., " Transient Events in the Outer Magnetosphere: Boundary Waves or Flux Transfer Events? ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. A4, Page 4009, 1992

Sibeck, D. G. et al, " Pressure-pulse driven surface waves at the magnetopause: A rebuttal ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, No. A11, Page 21773, 1995

Singer, H. J. et al, " Alfvén Wave Resonances in Realistic Magnetospheric Magnetic Field Geometry ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, No. A6, Page 4589, 1981

Song, P. et al, " Slow Mode Transition in the Frontside Magnetosheath ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. A6, Page 8295, 1992

Song, P. et al, " Identification of low frequency Fluctuations in the terrestrial magnetosheath", *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, No. A2, Page 2309, 1994

Song, P. et al, " Observational Differences Between Flux Transfer Events and Surface Waves at the Magnetopause ", *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, No. A4, Page 6011, 1994

Song, P. et al, " ISEE Observations of the dayside Magnetosheath ", *Adv. Space Res.*, Vol. 14, No. 7, Page 71, 1994

Soward, A. M. and E. R. Priest, " Magnetic Field Line with Jet", *J. Plasma Physics*, Vol.; 35, part 2, 333-350, 1986

Scholer, M., "Magnetic Flux Transfer At The Magnetopause Based On Single X Line Busty Reconnection", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 15, 291, 1988

Southwood, D. J. "Some Features of Field Line Resonances in the Magnetosphere", *Planet. Space Sci.*, Vol. 22, Page 483, 1974

Southwood, D. J. "Magnetopause Kelvin-Helmholtz Instability, magnetospheric Boundary layers", *ESA Spec. Publ. 148*, Vol. 22, Page 357, 1979

Southwood, D. J., Farrugia, C. J., and Saunders, A., "What are Flux Transfer Events?", *Planet. Space Sci.*, Vol. 36, No. 5, Page 503, 1988

Sonnerup, B. U. O., "Magnetic field reconnection in a highly conducting incompressible fluid", *J. Plasma Physics*, Vol. 4, part 1, pp161-174, 1970

Sonnerup, B. U. O., G. Paschmann, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, S. J. Bame, J. R. Ashbridge, J. T. Gosling, and C. T. Russell. "Evident for magnetic field line at earth's magnetopause", *J. Geophys. Res.* Vol. 86, 10049, 1981.

Sweet, P. A., "The Neutral Point Theory of Solar Flares", in *Electromagnetic Phenomena Cosmic Physics*, edited by Lehnert, B., Cambridge University, London, pp123-134, 1958

Tsuda, T. and M. Ugai, "Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. Part 2. Quasi-steady process", *J. Plasma Physics*, Vol. 18, Part 3, pp451-471, 1977

Ugai, M. and T. Tsuda, "Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. Part 1. Evolution in a compressible MHD fluid", *J. Plasma Physics*, Vol. 17, part 3, pp337-356, 1977

Ugai, M. and T. Tsuda, "Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. Part 3. Controlling Factors", *J. Plasma Physics*, Vol. 21, part 3, pp459-473, 1979

Ugai, M. and T. Tsuda, "Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. Part 4. Dependence on the magnitude of resistivity", *J. Plasma Physics*, Vol. 22, part 1, pp1-14, 1979

- Ugai, M. and T. Tsuda, "Magnetic field reconnection in a sheared field", J. Plasma Physics, Vol. 25, part 1, pp89-97, 1981
- Ugai, M, "Computer studies on development of the fast reconnection mechanism for different resistivity models", Phys. Fluid B 4 (9), 2593 1992
- Ugai, M, "Computer studies on powerful magnetic energy conversion by the spontaneous fast reconnection mechanism", Phys. Plasma 2 (2), page 388, 1995
- Vasyliunas, V. M. "Interaction between the magnetospheric boundary layers and the ionosphere". In Proceedings of Magnetospheric boundary layer Symposium, ESA SP-148 ed. B. Battick Noordwijk: ESA. 1979
- Yeh, T., and Axford, W. I., "On the re-connexion of magnetic field lines in conducting fluids", J. Plasma Physics, Vol. 4, pp207-229, 1970
- Yumoto, Kiyohumi et al, "Relation of Compressional HM Waves at Geos 2 to Low latitude Pc 3 Magnetic Pulsations ", J. Geophys. Res., Vol. 88, No. A12, Page 10041, 1983
- 《日地空间物理》[日]大林辰藏, 北京师范大学出版社 (冯克嘉译), 1984
- 《日地空间物理学》, 涂传治, 科学出版社 1988年
- 《空间物理学进展》, 叶永焯, 吕保维 四川科学技术出版社 1988年
- 《等离子体物理学》, 徐家柰, 金尚宪, 原子能出版社 1981年
- 《空间等离子体数值模拟》, 付竹风, 胡友秋, 安徽科学出版社 1995年