第20卷 第2期 空 间 科 学 学 报 Vol.20, No.2
2000 年 4月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 2000

漂移壳追踪方法与内辐射带的长期变化*

方晓华 濮祖荫
(北京大学地球物理系 100871)

摘 要

地磁场的长期变化如何改变辐射带结构，如何在当前年代下恰当地使用 AE-8/AP-8 模型，目前国内外对此问题存在着很大的争议．我们在物理分析的基础上给出了当前年代下使用辐射带模型 AP-8 的漂移壳追踪方法 DSTM (Drift Shell Tracing Method)．计算结果表明地磁场的长期变化对内辐射带的通量分布有着显著的影响． 30—40 年来，南大西洋通量异常区中心位置向西和向北发生偏移，高粒子辐射区域的范围扩大．在辐射带内边缘，由于漂移壳偏移，造成辐射强度显著改变，同一空间点的通量值最多可相差到 3—4 个数量级．

关键词 寝渐不变量－漂移壳－南大西洋异常区

1 引 言

美国 NASA 自从 60 年代中期起就开始着手编制一系列辐射带经验模型，它们在航天工程和空间研究等领域内获得了广泛的使用．其中 AE-8[1] 和 AP-8[2] 在空间和能量的覆盖范围等方面都优于其它模型，迄今为止获得了最广泛的承认与应用．

然而 AE-8/AP-8 模型本身也存在一些局限性．首先， AE-8/AP-8 都是静态的、平均的模型，无法反映辐射带在磁暴、磁亚暴等短时间地磁扰动中的动力学变化．其次，构造 AE-8/AP-8 模型的数据受 1962 年 starfish 高空核爆的污染，虽然采取了一些措施，但其影响仍未完全消除．第三，在低高度处，存在着离地面约 200 km 的大气截止高度．在此高度附近，捕获粒子与大气中性成分相互碰撞而损失，造成辐射强度在这样低的高度处存在较大的梯度分布，此时再用 $(L, B/B_0)$ 坐标来描述辐射粒子分布就不再完全适合．

虽然 AE-8/AP-8 具有上述局限性，但在新的辐射带模型产生之前，它们还将在今后一段时间内为国内外普遍使用．由于它们在构造时依据的是六十年代的磁场，而近 30 年中的磁场变化并不能够忽略，于是磁场变化对于近地空间这一航天器主要活动区域的辐射强度的空间分布究竟会产生怎样的影响， AE-8/AP-8 在当前年代下是否仍然有效，并且究竟应该如何正确使用它们等等问题，引起了国内外学者的广泛关注．

Heyndrickx 等 [3] 指出，构造 AP-8 MAX 时使用的是 GSFC 12/66 磁场模型，使用不同年代下的磁场模型，得到的辐射强度的空间分布相差较大．他们提出，运用 AP-8 模型时，应该采用当初构造它们时所使用的磁场．臧振群等 [4] 也提出过类似的观点．

* 国家自然科学基金 (49684003) 及高等学校博士学科点专项科研基金资助课题
1999-09-18 收到原稿， 1999-11-23 收到修定稿

Fung[5] 把 AP-8 MAX 与 AE-8 MIN 模型在不同年代下的预期结果分别和 NOAA -10 卫星与 Ohzora 卫星的辐射通量的观测结果进行了比较，发现使用卫星运行年代磁场所获得的预期结果和这些卫星观测的实际情况符合得较好.

另外，Lauriente 等 [6] 使用二维经-纬度交叉相关分析，发现 Topex 卫星上发生的单粒子事件效应 (SEEs) 和利用磁场通过 AP-8 MAX 模型获得的南大西洋异常区 (SAA) 位置间存在着相关性. 他们提出对于一条给定轨道的质子通量强度的计算，可使用 AP-8 通量模型，但应该在当前的磁场位形下确定空间点所对应的 $(L, B/B_0)$ 坐标.

上述这些观点是比较具有代表性的，它们都正确指出了从构造 AE-8/AP-8 模型的年代至今地磁场位形变化所产生的影响不容忽视，但是它们都没有对这一问题作深入的物理分析. 一方面，估算当前的辐射强度必须要考虑此时的辐射带结构，另一方面，AE-8/AP-8 反映的只是模型构造当初的磁场位形下的辐射带粒子分布，辐射带结构在 30 多年的地磁变化过程中逐渐发生演化，辐射强度与地磁场之间有着密切的联系 [7]. 基于这一思想，本文提出了漂移壳追踪方法，即考虑了地磁场长期变化下的漂移壳偏移. 在此基础上再恰当地运用 AP-8 模型，由此获得的通量当前分布就能够体现质子辐射带的这一演化过程. 在现有条件下，通过漂移壳追踪方法修正的 AP-8 模型大体上能够较好地反映地磁长期变化所引起的辐射带结构在近 30 年来的重新分布. 本文利用漂移壳追踪方法对低高度处的质子辐射通量分布进行了重新计算，结果表明带电粒子漂移壳的下降和西移趋势明显，内辐射带的长期变化必须考虑. 由于近地空间与人类的航天活动密切相关，例如辐射损伤的防护和卫星轨道的选择等方面都要求对该区域的辐射通量分布有一正确的认识，因此正确理解内辐射带的当前结构是十分必要的.

2　漂移壳与南大西洋异常区

被捕获在地磁场中的带电粒子在绕磁力线快速回旋的同时，其引导中心沿磁力线在南北两个磁镜点间来回弹跳，并且沿经度方向缓慢漂移. 在绝热近似下带电粒子的回旋、弹跳和漂移运动分别对应于三个寝渐不变量：

$$\mu = \frac{P_{\perp}^2}{2m_0 B} = \frac{P^2 \sin^2 \alpha}{2m_0 B},$$

$$J = \oint_b P_{//} \mathrm{d}l = \oint_b P \cos \alpha \mathrm{d}l,$$

$$\Phi = \iint_d \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}.$$

它们在运动中维持守恒分别要求 [8]:

$$\varepsilon_{\mathrm{M}} = \frac{\tau_c \dot{B}}{B} \ll 1, \qquad \varepsilon_{\mathrm{B}} = \frac{\tau_b \dot{B}}{B} \ll 1, \qquad \varepsilon_{\mathrm{D}} = \frac{\tau_d \dot{B}}{B} \ll 1,$$

其中 τ_{c} 、 τ_{b} 和 τ_{d} 分别是粒子的回旋、弹跳和漂移运动的周期.

带电粒子在作上述三类运动时，其引导中心始终位于一个由磁力线围成的壳上，此磁壳称为漂移壳. 漂移壳的南北两端是由磁镜点围成的闭合曲线. 由于地磁场在经度方向上

的不对称性，漂移壳在不同经度上的形状和高度差别很大. 在低高度南大西洋磁异常区附近，磁矩守恒要求粒子必须下降至较低的高度，漂移壳的畸变尤为显著. 于是南大西洋上空低高度处的负磁异常导致了这一区域的通量异常，即辐射强度远大于同一高度上的其它区域，低轨卫星所受辐射剂量的大部分都来源于该区域.

为了展示漂移壳的畸变情况，也为了直观理解后文提出的漂移壳追踪方法，我们给出了不同高度处粒子漂移壳的三维结构 [9]. 图 1(a) 、图 1(b) 是经过南大西洋异常区的一个粒子漂移壳的示意图，图中箭头指示地理经度为 0 的方向. 很明显，在南大西洋区域，磁壳发生了严重的畸变，其位置向地球表面明显下降，高度仅为 200—300 km, 而在非异常区，磁壳距地面高度接近 1000 km. 图 2(a) 、2(b) 给出了高度 6000 km 附近的漂移壳. 由图可见，虽然在南大西洋区上空漂移壳仍有一些畸变，但已经不很显著了.

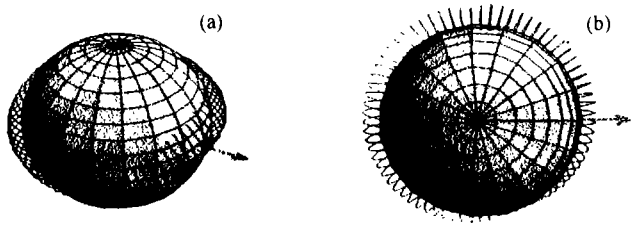

图 1 经过南大西洋异常区的漂移壳形状
(a) 侧视图, (b) 俯视图
Fig.1 A drift shell across the region of SAA
(a) side view, (b) vertical view

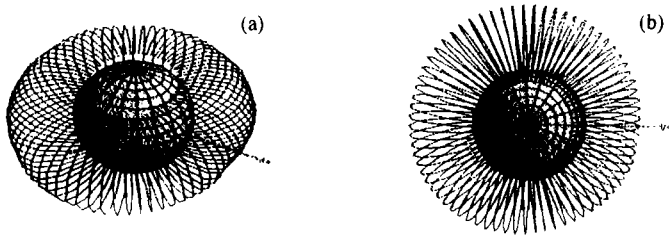

图 2 高度约 6000 km 的漂移壳形状
(a) 侧视图, (b) 俯视图
Fig.2 A drift shell at the altitude of about 6000 km
(a) side view, (b) vertical view

3 地磁场长期变化与漂移壳追踪方法

地磁场可以近似地描述成由偏心磁偶极子和磁多极子产生，其中磁偶极子提供了绝大部分的贡献. 地磁观测表明各个地磁要素的年均值存在着显著的逐年变化，地磁偶极矩的逐年缓慢递减和非偶极子场的西向漂移是近代地磁长期变化过程中最主要的两个全球

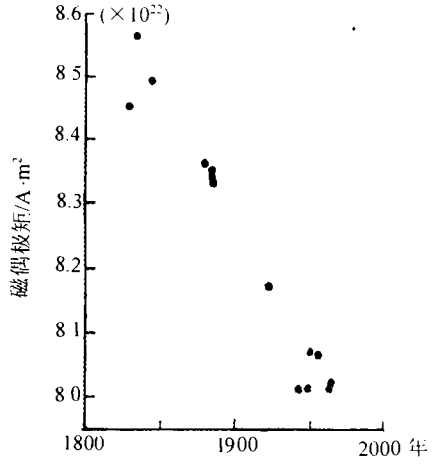

图 3　地球磁矩的衰减

Fig.3　The weakening of the Earth dipole moment

性特征. 图 3 给出了地球磁矩近 200 年来的衰减情况 [10]. 辐射带是依靠地磁场维持着的, 地磁场的长期变化不可避免地会对带电粒子漂移壳产生直接的影响. 本文的主要目的就是要研究地磁场长期变化造成的漂移壳偏移和粒子通量的再分布.

辐射带中带电粒子的回旋、弹跳和漂移运动的周期 τ_c 、 τ_b 和 τ_d 分别是微秒、秒和小时的数量级, 在这样的时间范围内, 以年为时间尺度的地磁场的长期变化可以看作是足够缓慢的, 因而满足 ε_M 、 ε_B 和 ε_D 远小于 1 的条件, 三个寝渐不变量 μ 、 J 和 Φ 守恒. 此外, 在绕地球漂移的一个周期 τ_d 内, 近似地可以认为能量保持不变. 于是由投掷角余弦沿弹跳路径的积分值 I 和磁镜点处的磁场值 B_m 就可以确定一个漂移壳, 某一时刻的磁场位形就决定了带电粒子引导中心漂移壳的形态 [8]. 地磁偶极子随年代缓慢变化, 可以认为带电粒子也随之从前一磁场位形所对应的 "态" 缓慢地过渡到后一磁场位形所对应的 "态". 在每一个 "态" 中带电粒子分别具有各自确定的 I 和 B_m 值, "态" 与 "态" 之间 μ 、 J 、 Φ 三个寝渐不变量都是相等的.

我们在现有的 AE-8/AP-8 模型的基础上, 通过分析带电粒子漂移壳在地磁场长期变化下的偏移情况, 找出在当前年代下正确运用辐射带模型的方法, 合乎物理地近似求出当前辐射强度的空间分布. NASA 在构造 AE-8/AP-8 模型时假定对于同一空间点不同投掷角的粒子处于相同的漂移壳上, 并且近地空间的漂移壳分裂效应确实可以忽略 [*], 因此我们的讨论也暂时不考虑漂移壳的分裂效应. 由于本文针对的是辐射通量的长期变化, 不处理磁暴、磁亚暴等短期地磁扰动现象, 因此也假定在地磁长期变化过程中, 平均而言漂移壳上粒子的注入与损失达到平衡.

在上述两个假设的前提下, 可以认为辐射通量分布的变化是与漂移壳的偏移运动同步进行的, 也就是说, 当前年代下的质子通量分布应与构造 AP-8 模型年代下的通量分布存在着对应关系. 求空间某点处当前年代下的通量值就必须考虑到由于地磁场长期变化, 通

* 刘振兴. 空间粒子探测数据处理中的磁坐标简化计算方法. 空间物理与探测技术, 1990,5(2)

量分布也随之发生变化这一实际情况，可以认为前一时刻漂移壳上的粒子随着时间缓慢变化全都位于后一时刻的漂移壳上. 求当前年代某漂移壳上的粒子通量，应返回追踪该漂移壳当年所在位置，然后再利用 AP-8 模型进行计算. 我们把上述计算方法称之为漂移壳追踪法 (Drift Shell Tracing Method), 简称 DSTM.

$(L, B/B_0)$ 坐标 [11] 是用来描述漂移壳的二维坐标系统，是 McIlwain 于 1961 年首先提出来的. AE-8/AP-8 模型采用了该二维磁坐标来组织三维空间中的探测数据，使得分析粒子的空间分布规律变得十分简捷. 我们提出的漂移壳追踪方法也采用该坐标系统.

在标准偶极场中，考察磁赤道处距离地心为 L_d 的一根磁力线，磁力线上磁纬为 λ 的一点的磁场大小为

$$B_d = \frac{M}{L_d^3 \cos^6 \lambda}(1 + 3\sin^2 \lambda)^{1/2},$$

可写成

$$\lambda = f_1\Big(\frac{L_d^3 B_d}{M}\Big).$$

以该点为磁镜点，投掷角的余弦沿磁力线的积分为

$$I_d = 2L_d \int_0^{\sin\lambda} \Big[1 - \Big(\frac{1 + 3\sin^2 \lambda_a}{1 + 3\sin^2 \lambda}\Big)^{1/2} \Big(\frac{1 - \sin^2 \lambda}{1 - \sin^2 \lambda_a}\Big)^3\Big]^{1/2} (1 + 3\sin^2 \lambda_a)^{1/2} \mathrm{d}(\sin \lambda_a),$$

于是有

$$\frac{L_d^3 B_d}{M} = F\Big(\frac{I_d^3 B_d}{M}\Big).$$

定义真实磁场中空间某点的 L 值为 [12]

$$L = \Big(\frac{M}{B}\Big)^{1/3} \Big[F\Big(\frac{I^3 B}{M}\Big)\Big]^{1/3}.$$

其中函数 F 的形式由偶极情形给出.

计算当前年代下空间某点 p 处的全向通量时，假设壳分裂效应可以忽略，可先以该点为磁镜点确定出带电粒子在当前磁场位形下的漂移壳，然后由三个寝渐不变量守恒，回溯到构造 AE-8/AP-8 模型年代的磁场位形下的初始漂移壳位置，得到该漂移壳所对应的坐标 L' 值. 再确定出过 p 点的投掷角为 90° 的粒子在初始漂移壳上的相应位置，得到相对应的 B'/B_0' 值. 把获得的 $(L', B'/B_0')$ 坐标值输入到 AP-8 模型中，即可近似得到所需的辐射强度结果.

上述 DSTM 方法假定了漂移壳偏移过程中能量的变化对通量的影响可以忽略. 为估计这一假设的近似程度，我们采用地心偶极子场模型对此作了粗略估算. 带电粒子能量的变化可由磁镜点处磁场值的变化决定:

$$E/B_m = E'/B_m'.$$

在地心磁偶极子近似下，空间任一点处的磁场为

$$B_r = -\frac{\mu_0 M \cos\theta}{2\pi r^3},$$

$$B_\theta = -\frac{\mu_0 M \sin\theta}{4\pi r^3},$$

赤道处的磁场大小为

$$B_{eq}=\frac{\mu_0 M}{4\pi r^3}.$$

考察磁赤道处投掷角 $\alpha=90°$ 的粒子，其漂移运动所对应的第三寝渐不变量的大小等于

$$\Phi=\iint_d \boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{s}=-\int_R^{\infty} r\mathrm{d}r\int_0^{2\pi} B_{eq}\mathrm{d}\varphi=\frac{\mu_0 M}{2R},$$

其中 R 为磁力线与赤道面的交点距地心的距离．于是

$$R=\frac{2\Phi}{\mu_0 M},\qquad |B_{eq}|_{r=R}=\frac{\mu_0^4 M^4}{32\pi\Phi^3},$$

从而粒子的能量变化为

$$\frac{\mathrm{d}E}{E}=\frac{\mathrm{d}B_{eq}}{B_{eq}}=4\frac{\mathrm{d}M}{M}.$$

于是，在上述理想条件下，由地磁场缓慢变化引起的 $\dfrac{\mathrm{d}E}{E}\ll 1$，即带电粒子的能量变化可以忽略．我们对真实磁场下的能量变化情况也做了计算，发现相对变化不超过 5%．也就是说，能量变化对通量的影响确实不大．严格的做法应该考虑到漂移壳的分裂效应和漂移壳偏移过程中的能量变化，对不同投掷角的方向通量分别运用 DSTM 和 Liouville 定理 $j/p^2=j'/p'^2$[8]，把这样得到的方向通量对立体角进行积分，即可获得全向通量．

4　漂移壳偏移与内辐射带的长期变化

我们分析了低高度处漂移壳的偏移情况，发现从 60—70 年代至今，随着地磁偶极矩的逐年减小，漂移壳明显下降，在南大西洋异常区下降尤为严重．图 4(a)、图 4(b) 分别是近地空间某一带电粒子漂移壳从 1970 年至 1999 年的位置变化在 304° 和 124° 地理经度剖面上的投影情况．

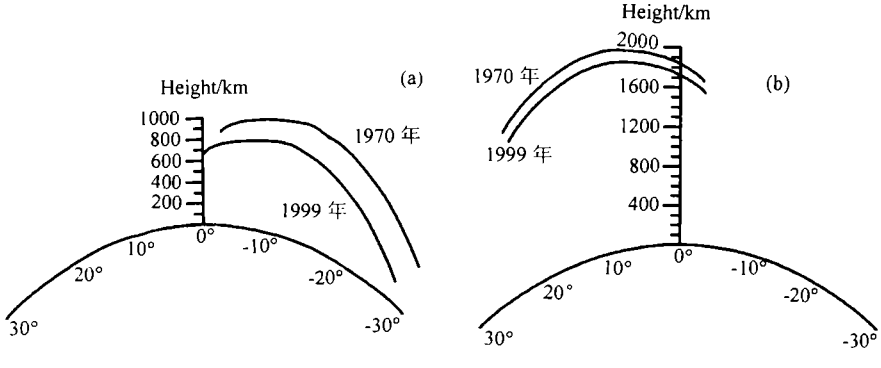

图 4　漂移壳偏移在不同地理经度剖面上的投影
(a) 经度 304° (b) 经度 124°

Fig.4　The displacement of a drift shell in different longitude planes
(a) longitude 304° (b) longitude 124°

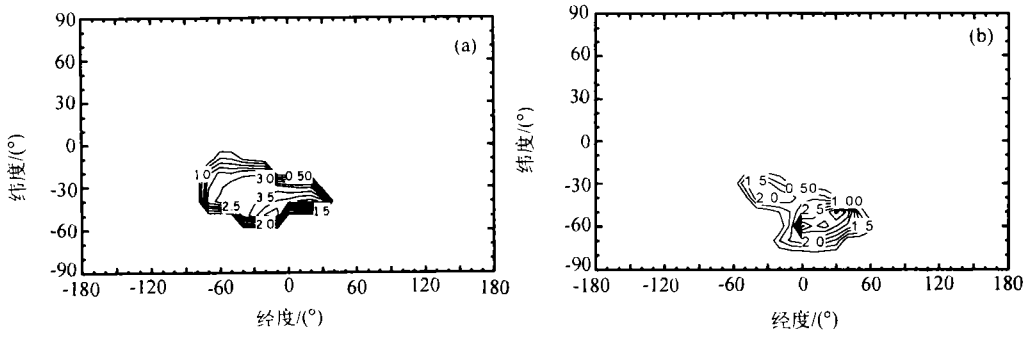

图 5 300 km 高度处质子积分通量对数值 ($E > 0.1$ MeV)
(a) 1999 年 (b) 1970 年
Fig.5 Proton integral log flux ($E > 0.1$ MeV) at 300 km
(a) in 1999 (b) in 1970

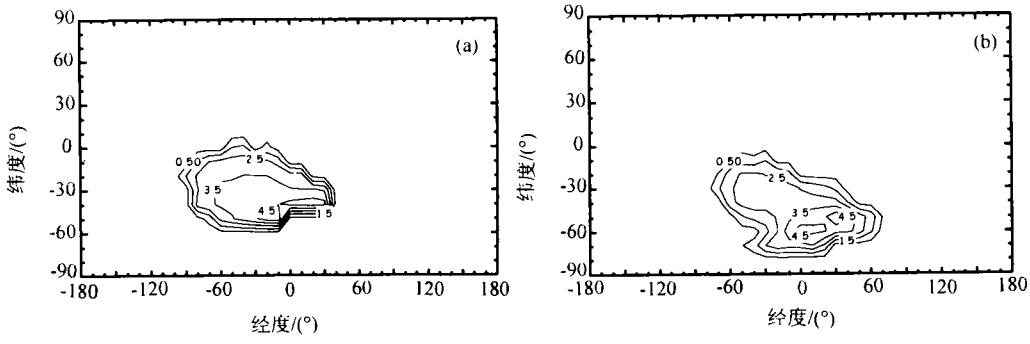

图 6 500 km 高度处质子积分通量对数值 ($E > 0.1$ MeV)
(a) 1999 年 (b) 1970 年
Fig.6 Proton integral log flux ($E > 0.1$ MeV) at 500 km
(a) in 1999 (b) in 1970

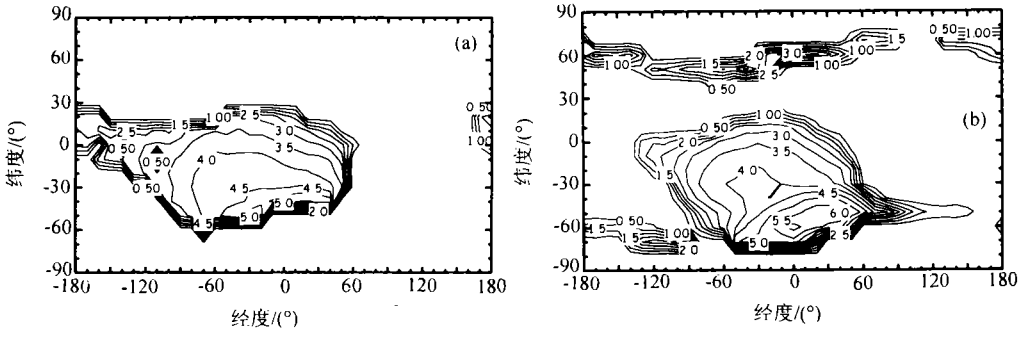

图 7 500 km 和 1000 km 高度处质子积分通量对数值 ($E > 0.1$ MeV)
(a) 1999 年 (b) 1970 年
Fig.7 Proton integral log flux ($E > 0.1$ MeV) at 500 km and 1000 km
(a) in 1999 (b) in 1970

由图可见，近地空间漂移壳随年代变化而显著下降，在南大西洋异常区下降可达 200 多 km. 由于辐射强度在低高度处存在着较大的梯度，由地磁场的长期变化而引起的漂移壳如此大幅度的偏移势必对辐射带结构在低高度处的重新分布产生极其重要的影响. 我们运用 DSTM 方法重新计算了 1999 年 300 km 高度处的能量大于 0.1 MeV 质子的积分通量对数值的分布，如图 5(a) 所示. 为了比较，也同时计算了 1970 年的通量分布，见图 5(b). 与之类似，图 6(a) 、图 6(b) 和图 7(a) 、图 7(b) 则分别是 500 km 和 1000 km 高度处的 1999 年、 1970 年的质子辐射强度分布结果.

从同一高度不同年代下的质子辐射强度分布的比较结果可以看出，随着地磁场的长期缓慢变化，漂移壳下降，南大西洋通量异常区的中心位置向西和向北发生大幅度偏移，分别可达 20° 和 10°, 这一变化趋势在整个近地空间几乎是同步进行的，并且高粒子辐射区域的范围明显扩大. 地磁场的长期变化引起漂移壳下降，使得辐射带内边缘的粒子通量值发生显著改变，最多可相差 3—4 个数量级，这与近年来低高度处辐射强度的卫星观测结果一致 [5].

5　结论和讨论

由于地磁场的长期缓慢变化，从 AE-8/AP-8 模型构造的年代至今，带电粒子漂移壳偏移显著，辐射带结构也相应地重新分布. 本文给出了利用漂移壳追踪使得 AP-8 模型能够应用于当前年代的 DSTM 方法. 计算结果表明，南大西洋通量异常区的中心位置大幅向西和向北偏移，内辐射带的通量分布显著改变，这与最近的卫星观测结果相一致. 由于近地空间是航天活动的主要区域，内辐射带结构的重新分布必将对人类的航天活动产生极其深远的影响.

我们的讨论假定带电粒子漂移壳的分裂效应可以忽略，漂移壳上粒子的注入与损失达到平衡，而且能量的微小变化对通量的影响不大. 这些近似在一定程度上都能够很好地满足. 更严格的做法是对各方向通量分别追踪漂移壳，并利用 Liouville 定理来考察能量改变对于通量的影响.

我们提出的漂移壳追踪方法是在考虑了地磁长期变化之后，对 AP-8 模型在当前年代下使用所作的必要修正. 并没有考察磁暴、磁亚暴和宇宙线暴等引起的地球辐射带的短期变化，这些问题已经超出了 AE-8/AP-8 这个静态、平均模型的解决能力，只能留待将来的辐射带动态模型来处理了.

参　考　文　献

[1] Vette J I. The AE-8 trapped electron model environment, NSSDC WDC-A-R&S 91-24. NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, November, 1991

[2] Sawyer D M, Vette J I. AP8 trapped proton environment. NSSDC 91-24, NASA GSFC, Greenbelt, MD, 1976

[3] Heynderickx D *et al.* Historical review of the different procedures used to computer the *L*-parameter. *Radiat. Meas.*, in press, 1996

[4] 臧振群. 地磁场的长期变化对辐射带质子通量计算的影响. 空间科学学报, 1997, **17**(1):34—39

[5] Fung S F. Recent development in the NASA trapped radiation models. In: Lemmaire J F *et al.*, ed. Geophysical Monograph 97. Florida: AGU Books Board, 1997. 79—91
[6] Lauriente M *et al.* Experimental validation of South Atlantic Anomaly motion using a two-dimentional cross-correlation technique. In: Lemmaire J F, Heynderickx D, Baker D W, ed. Geophysical Monograph 97. Florida: AGU Books Board, 1997. 109—117
[7] 焦维新, 濮祖荫等. 南大西洋地磁异常区的辐射与低轨卫星粒子辐射通量计算. 地球物理学报, 1999,**42**(2):163—167
[8] Roedere S G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. New Yorks: Spring-verlag, 1970
[9] 方晓华, 濮祖荫等. 地球空间灾害性模型与预报. 中国图象图形学报, 1999, **4**(增刊):157—160
[10] 北京大学、中国科技大学地球物理教研室编. 地磁学教程. 北京: 地震出版社, 1986
[11] McIlwain C E. Magnetic coordinates. *Space Sci. Rev.*, 1966, **15**(5):585—598

DRIFT SHELL TRACING METHOD AND THE SECULAR VARIATION OF INNER RADIATION FLUXES

FANG Xiaohua PU Zuyin

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing* 100871)

Abstract

The AE-8/AP-8 models, which were constructed by NASA with satellite observation data in the 1960s and 1970s, have long been considered to be the standard trapped radiation models. It seems that they will continuously be used for a certain period of time in the future. The weakening of the geomagnetic field causes the drift shell of a charged particle to descend and the structure of the Trapped Radiation Belt to deform. Thus it is of importance to correctly use the AE-8/AP-8 models in the contemporary era. However, up to now there seems to be no consensus on this issue. On the basis of physical analysis, we propose the Drift Shell Tracing Method (DSTM) in this paper to solve the problem. The DSTM provides a reasonable way to apply the standard trapped radiation models within the adiabatic approximation. The calculation results indicate that the change of the geomagnetic field plays a significant role in the particle redistribution in the inner zone. It is found that in the past three decades ,the central location of the particle South Atlantic Anomaly (SAA) has drifted westward almost 20° in longitude and northward almost 10° in latitude. In the altitudes of 300—400 kilometers, the intensity of proton fluxes has varied dramatically and the flux difference at the same location can even be up to 3—4 orders of magnitude.

Key words Adiabatic invariant, Drift shell, South Atlantic Anomaly (SAA)