

# 高能重离子碰撞中的反常子

白希祥

(中国原子能科学研究院)

高能重离子碰撞通常用旁观体-反应区模型来近似地描述,如图 1 所示.炮弹和靶核两者相互瞄准的部分形成反应区,其以外的部分在碰撞过程中只经受相对轻微的相互作用,可分别看作是炮弹的和靶核的旁观体.通过炮弹和靶核中心并沿入射束流方向的两条平行线间的距离称为瞄准距离或碰撞参数,其分布是随机的.旁观体和反应区的相对大小因碰撞参数的不同而异.炮弹旁观体基本上保持原来束流的速度朝前飞开,因碰撞过程中受到的作用而解体为末态的炮弹核碎块.原则上讲,炮弹中核子任何可能的组合都有在末态出现的某种几率,因而炮弹核碎块包含多种多样的核素.本文评介与这些核碎块的物理特性相联系的一个著名的实验现象.

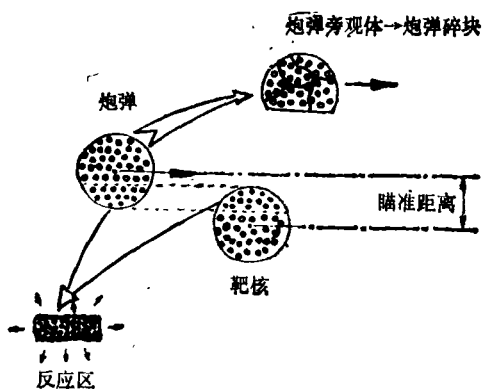


图 1

早在五十年代的宇宙线实验中,就不断有人观察到一种奇怪的迹象:在核乳胶靶-探测器介质中,高能重离子碰撞产生的次级炮弹核碎块,与电荷  $Z$  相同的炮弹核相比,具有反常短的平均反应自由程.这一迹象在后来的宇宙线实验中得到进一步的肯定.较系统的测量表明,

物理

有百分之几的炮弹核碎块在核乳胶中的平均反应自由程(mfp)只有 3cm 左右,大约相当于电荷  $Z$  相同的初级炮弹核 mfp 的 1/5.次级核碎块中这种 mfp 异常短的成分,在近年来的讨论中被称为反常子(Anomalon).由于这些宇宙线测量的统计都较差,并可能包含某些系统偏差,同时反常子效应在传统的核物理观念中又很难理解,迟至 1975 年这一效应才得到初步的确认.

从那时到现在,反常子现象一直吸引着人们的注意.除有人继续作宇宙线测量<sup>[1]</sup>外,有许多实验组利用不同的高能重离子束和靶-探测器介质作寻找反常子的实验.迄今彼此独立的测量已达二十多个<sup>[2-19]</sup>.1982 年和 1983 年接连开过两次国际专题讨论会.然而,这些实验得出的结果并不都是彼此相符的,其中包含着明显的矛盾甚至直接的冲突.因此,究竟有没有反常子这个持续了三十年的引人注目的问题至今仍悬而未决,有待于核物理学家继续追索下去.

## 一、基本概念

考虑电荷为  $Z$  的高能重离子在非单一核素组成的靶-探测器介质中发生碰撞的情形.平均反应自由程的定义是

$$\lambda_z = \left[ \sum_{i=1}^K n_i \sigma_i^z \right]^{-1}, \quad (1)$$

式中  $K$  是介质中所包含的核素种类的数目,  $n_i$  是介质中每单位体积中第  $i$  种核的数目,  $\sigma_i^z$  是炮弹同第  $i$  种核相互作用的全截面.

在  $0.5-2.1 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  能区内,  $\sigma_i^z$  几乎是不

变的,可按几何模型的公式

$$\sigma_i^2 = \pi r_0^2 (A_i^{1/3} + A_i^{1/3} - \delta)^2 \quad (2)$$

算出,式中  $1.15\text{fm} \leq r_0 \leq 1.45\text{fm}$  为核子半径,  $A, A_i$  分别为炮弹和介质中第  $i$  种核的质量数,  $\delta$  为一参数. 由于介质中包含几种核素,不便测量  $\sigma_i^2$ , 而是直接测量  $\lambda_z$ . 实验上是通过炮弹在介质中的相互作用数目按束流方向距离的分布  $f(x)$  来定义  $\lambda_z$  的:

$$f(x)dx = \exp(-x/\lambda_z)dx/\lambda_z. \quad (3)$$

$\lambda_z$  的最可几值  $\lambda_z^*$  可按

$$\lambda_z^* = \frac{S_z}{N_z} \quad (4)$$

得出,式中  $N_z$  是在介质中观察到的炮弹发生一次相互作用的数目,  $S_z$  是未发生作用而穿出介质的炮弹径迹长度和发射作用炮弹的径迹长度的总和. 在无限大介质的情况下,所有炮弹都至少会在其中发生一次作用,  $N_z$  与炮弹径迹的总数相同.

大量初级束的实验结果表明,  $\lambda_z^*$  与径迹长度起算位置到介质入射表面的深度无关. 图 2 给出了一个实例<sup>[5]</sup>. 无论从什么深度起算,测量结果总与按(1)或和(2)式估计的结果相符. 这是不难理解的,因为炮弹在与介质中的核发生相互碰撞之前,其性质和状态并未改变,只是由于电离损失,能量稍有降低而已.

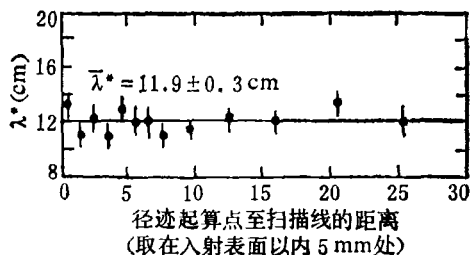


图 2 2.1A · GeV 初级  $^{16}\text{O}$  束在核乳胶中的平均自由程与起算深度关系的测量结果

对于  $2 \leq Z \leq 26$  的不同电荷的炮弹,  $\lambda_z$  可被参数化:

$$\lambda_z = \Lambda Z^{-b}, \quad (5)$$

式中  $\Lambda$  是与炮弹电荷无关的约化 mfp,  $b$  是待定参数. 对各种  $Z$  的初级束的核乳胶实验数据作拟合的结果,得到一组最佳的  $\Lambda$  与  $b$ :

$$\Lambda = 30.4 \pm 1.6\text{cm}, \quad b = 0.44 \pm 0.02^{[5]}.$$

介质不同,则  $\Lambda, b$  不同. 由(4)式及(5)式,可给出  $\Lambda$  的最可几值:

$$\begin{aligned} \Lambda^* &= \frac{\sum_z \lambda_z^* N_z Z^b}{\sum_z N_z} \\ &= \frac{\sum_z S_z Z^b}{\sum_z N_z}. \end{aligned} \quad (6)$$

作参数化的目的主要是为了讨论次级核碎块的 mfp 测量时,把不同电荷的核碎片的事件都包括进去,改善实验的统计.

初级高能重离子在各种靶-探测器介质中的  $\lambda_z$  及其约化值  $\Lambda$ ,与径迹起算位置无关,并按几何模型预言的性质,不妨称为正常子的行为

图 3 是  $1.88\text{A} \cdot \text{GeV}$   $^{56}\text{Fe}$  初级束在核乳胶中产生的链式碰撞的一个典型事件. 我们看到,  $^{56}\text{Fe}$  发生第一次碰撞形成的  $Z = 24$  的次级核碎片 Cr 又经受了第二次碰撞,形成  $Z = 20$  的第三级核碎片 Ca·····,最后形成  $\alpha$  碎片并穿出介质. 因为炮弹核碎片基本上保持原来束流的方向,在测算次级及晚期碎片的 mfp 时,只选择沿束流方向张角几度的角锥内的径迹.

## 二、次级碎片 mfp 反常的 第一批实验结果

第一批实验所用的靶-探测器介质是核乳胶,炮弹分别是高能宇宙线<sup>[1]</sup>和  $2\text{A} \cdot \text{GeV}$  的重离子束<sup>[2-4,7a]</sup>. 这批实验结果是彼此相符或大体相符的. 图 4 是  $\Lambda^*$  与  $D$  的关系的测量结果 ( $\Lambda^*$  是  $1.88\text{A} \cdot \text{GeV}$   $^{56}\text{Fe}$  束在核乳胶中的次级及所有晚期炮弹碎片的约化平均自由程,  $D$  是径迹长度起算点至碎片产生点的距离)<sup>[3]</sup>. 对第  $i$  级碎片,  $D$  是径迹长度起算点到  $i-1$  级作用点间的距离 ( $i \geq 2$ ). 该测量中包括了  $3 \leq Z \leq 26$  的次级和晚期碎片. 很明显,在  $D < 5\text{cm}$  范围内,  $\Lambda^*$  向下偏离了几何模型预期值(即初级束的  $\Lambda_{\text{原}}$ ). 在  $D > 5\text{cm}$  区域,  $\Lambda^*$  趋向与  $\Lambda_{\text{原}}$  一致.

对于  $\Lambda^*$  的这一行为有两种极端的推测,如图 5 所示. 一种是反常子衰变假设<sup>[1]</sup>,另一种是稳定反常子假设<sup>[3,5]</sup>. 根据这两种假设,相互

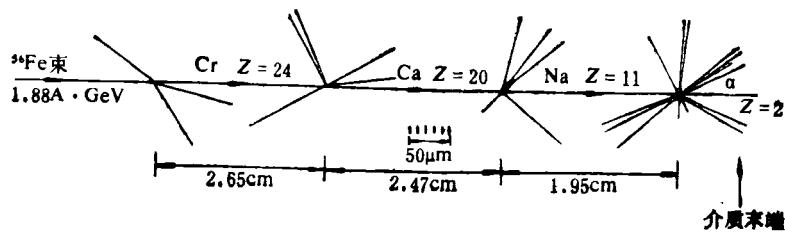


图 3

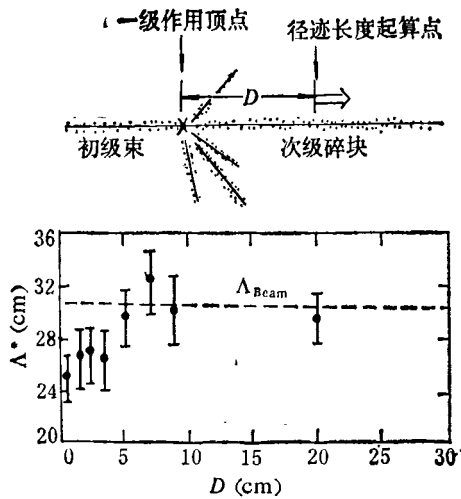


图 4

作用距离(从碎块产生点算起)的几率密度分布可写作

$$f(x)dx = [A \exp(-\alpha x) + B \exp(-\beta x)]dx, \quad (7)$$

式中  $A, B, \alpha, \beta$  是与假设有关的常数。

反常子衰变假设认为所有次级碎块都是不稳定的反常子,具有大于正常作用截面  $\sigma_n$  的反常作用截面  $\sigma_a = m\sigma_n$ 。它们的寿命决定于从反常核态跃迁到正常核态的时间(约几倍于  $10^{-11}s$ ),对应于一个衰变长度  $l$ 。对于这种假设,(7)式中的系数是

$$\begin{aligned} A &= \frac{(m-1)\lambda_n + m(m-1)l}{\lambda_n[\lambda_n + (m-1)l]}, \\ B &= \frac{1}{\lambda_n + (m-1)l}, \\ \alpha &= \frac{\lambda_n + ml}{\lambda_n l}, \\ \beta &= \frac{1}{\lambda_n}. \end{aligned} \quad (8)$$

物理

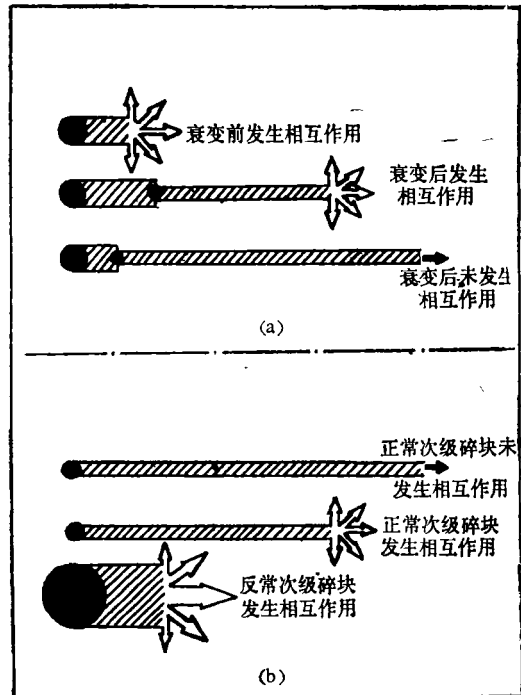


图 5

- (a) 100% 次级碎块是不稳定反常子;
- (b) 百分之几碎块是稳定反常子

与实验数据拟合的结果,得出  $m \approx 1.54, l \approx 0.85cm$ 。(8)式中的  $\lambda_n$  是  $3 \leq Z \leq 26$  的各种次级碎块所相应的正常核的平均反应自由程的加权平均值。按照反常子衰变的假设,有些反常子衰变之前在介质中按反常截面  $\sigma_a$  发生碰撞,有些反常子先衰变为正常核再按正常截面  $\sigma_n$  发生碰撞,有些则未发生碰撞就穿出介质,如图 5(a) 所示。如果这种假设成立,那么在总厚度相同而密度不同的同一种介质中,应观察到次级碎块相互作用数目的变化。有一个实验组用探测器-电子学方法作了  $1.7A \cdot GeV$   $^{56}Fe$  束轰击厚度 20mm 铜靶的实验<sup>[78]</sup>。一块铜靶是密

实的整体,另一块则由10片厚度为2mm的铜板组成,板间为20mm厚的空气层,结果没有测到密度效应。另一个实验组用放射化学方法作过类似的测量<sup>[7]</sup>,也没有观察到密度效应。这样,反常子衰变的假设就被排除了。

稳定反常子假设认为,次级碎块中只有一小部分是具有反常大的作用截面 $\sigma_a$ (对应反常短的平均反应自由程 $\lambda_a$ )的反常子,它们是不衰变的稳定成分。对于这种假设,(7)式中的系数为

$$\begin{aligned} A &= \frac{a}{\lambda_a}, \\ \alpha &= \frac{1}{\lambda_a}, \\ B &= \frac{1-a}{\lambda_a}, \\ \beta &= \frac{1}{\lambda_n}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $a$ 是次级碎块中反常子所占的份额, $\lambda_a$ 是与碎块电荷无关的反常平均反应自由程。对图

4所示测量结果作双参数拟合,得出 $\lambda_a^* \sim 2.5\text{cm}$ ,相当于作用截面比几何模型预期值大十倍,同时得出 $a \sim 6\%$ (图4中实线)。由于这小部分反常子在它们产生点后的几个厘米内都发生了碰撞,当径迹长度的起算点超过该范围时,剩下的就只有正常碎块的径迹了, $A^*$ 自然应趋向几何模型预期值。

最初几个实验测出了相近的反常子效应,当时人们曾认为它是高能重离子碰撞普遍具有的现象。可是随着最近一、二年来用各种束流和靶-探测器介质作的大量实验结果中相互矛盾的出现,情况又变得捉摸不定了。

### 三、寻找反常子实验总览

由新的一批实验中,所用的炮弹除第一批实验中已用过的 $^{16}\text{O}$ , $^{40}\text{Ar}$ , $^{56}\text{Fe}$ 几种高能重离子束外,还有更轻的 $^{12}\text{C}$ 和更重的 $^{84}\text{Kr}$ 高能重离子束,能量范围也有所扩展。同时,靶-探测器介质变得多样化起来。在传统的核乳胶之外,有些实

表1 寻找反常子实验的条件和结果

束流	能量 A · GeV	靶-探测器 介质	次级碎块数 其中发生作用数	碎块 电荷Z	实验结果	注	参考文献
高能 宇宙线	中间能量 $\geq 2$	核乳胶 AgBr+...	$\frac{2072}{557}$	3-28	$\lambda_a^* \sim 2.5\text{cm}, a \sim 6\%$		[1]
$^{40}\text{Ar}$ $^{56}\text{Fe}$	$\sim 2.0$	同上	$\frac{2100}{865}$	3-26	同上		[2]
$^{16}\text{O}$ $^{56}\text{Fe}$	2.1 1.88	同上	$\frac{2621}{730}$	3-26	同上		[3]
$^{40}\text{Ar}$ $^{56}\text{Fe}$	$\sim 2.0$	同上	$\frac{3500}{?}$	3-26	同上	$^{56}\text{Fe}$ 1A · GeV 无效应,说明有阈	[4]
$^{56}\text{Fe}$	1.88	同上	$\frac{5054}{1915}$	2 3-26	$\lambda_a^* \sim 2.5\text{cm}, a \sim 2.5\%$ $\lambda_a^* \sim 25\text{cm}, a \sim 6\%$		[7a]
$^{16}\text{O}$	2.1	同上	$\frac{2385}{1087}$	1	$\lambda_a^* \leq 5\text{cm}, a \sim 7\%$		[7b]
$^{84}\text{Kr}$	1.52	同上	$\frac{1500}{754}$	15-36	$\lambda_a^* \sim 1.0\text{cm}, a \sim 3-5\%$		[15]
$^{12}\text{C}$	4.5 A · GeV/c	同上	$\frac{636}{280}$	2	$\lambda_a^* \sim 2.5\text{cm}, a \sim 6\%$		[14]
$^{12}\text{C}$	4.5 A · GeV/c	同上	$\frac{1200}{300}$	2	$\lambda_a^* \sim 1.9\text{cm}, a \sim 8\%$		[17]
$^{22}\text{Ne}$	4.1 A · GeV/c	同上	统计很好	3-9	无效应		[9]

续表 1

束流	能量 A · GeV	靶-探测器 介质	次级碎块数 其中发生作用数	碎块 电荷 Z	实验结果	注	参考文献
<sup>12</sup> C <sup>22</sup> Ne	4.1 A · GeV/c	核乳胶 AgBr+ .....	$\frac{2034}{924}$	2—10	$\lambda_a^* \sim 2.0 \pm 1.0 \text{cm}$ $a \sim 5 \pm 2\%$		[8]
<sup>40</sup> Ar	1.8	同上	$\frac{7261}{2585}$	2—18	$\lambda_a^* \sim 0.5 \text{cm}$ , $a \sim 1\%$ 效应很弱		[7c]
<sup>56</sup> Fe	1.88	同上	$\frac{?}{246}$	2	有效应, 效应随束流实际作用时能 量的降低而增强		[7h]
<sup>40</sup> Ar <sup>56</sup> Fe	~2.0	同上	$\frac{3393}{695}$	2	无效应		[6]
<sup>40</sup> Ar <sup>56</sup> Fe	~2.0	同上	$\frac{5480}{1025}$	2—4	无效应		[13]
<sup>40</sup> Ar	1.8	同上	$\frac{6965}{2192}$	2—18	无效应		[18]
<sup>56</sup> Fe	1.9	同上	$\frac{2850}{?}$	3—26	效应很弱, 近乎无效应		[10]
<sup>40</sup> Ar	1.85	塑料径迹 探测器	$\frac{1615}{610}$	11—17	$\lambda_a^* \sim 1.0 \text{cm}$ , $a \sim 5\%$	相当于核乳胶中 $\lambda_a^* \sim 1.4 \text{cm}$	[7d]
<sup>40</sup> Ar	1.85	同上	$\frac{14159}{6444}$	9—15	$\lambda_a^* \sim 0.65 \text{cm}$ , $a \sim 1.2\%$ 效应弱	相当于核乳胶中 $\lambda_a^* \sim 0.9 \text{cm}$	[7e]
<sup>56</sup> Fe	~1.7	塑料径迹 探测器	$\frac{8664}{1846}$	20—25	无效应		[16]
<sup>40</sup> Ar	1.82	切伦科夫 计数器	$\frac{?}{1.25 \times 10^3}$	13—17	无效应	如 $\lambda_a^*$ 在 0.4—3cm 之间, $a < 2\%$ .	[11]
<sup>40</sup> Ar <sup>56</sup> Fe	1.82 1.88	同上	$\frac{4.6 \times 10^3}{9.09 \times 10^3}$	11—16 13—24	无效应		[12]
<sup>12</sup> C	4.2 A · GeV/c	气泡室	$\frac{5731}{?}$	5—6	只 Z = 6 有效应 $\lambda_a^* \sim 6.46 \text{cm}$ , $a \sim 15\%$	相当于核乳胶中 $\lambda_a^* \sim 2.5 \text{cm}$	[19]
<sup>12</sup> C <sup>40</sup> Ar	2.1 0.9	不同密度 的铜靶			放化法测介质密度效应, 排除衰变 假设		[7f]
<sup>56</sup> Fe	1.7	不同密度 的铜靶			计数器-电子学方法测介质密度效 应, 排除衰变假设		[7g]

验采用了 CR-39 塑料径迹探测器 ( $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$ ), 另有些实验则采用了切伦科夫探测器 (有机玻璃) 或丙烷气泡室 ( $\text{C}_3\text{H}_8$ )。当然, 在所采用的不同介质中, 同一种炮弹的 mfp 是不一样的。例如, 塑料径迹探测器中的 1.0cm 大约相当于核乳胶中的 1.37cm, 而丙烷气泡室中的 1.0cm 则大约相当于核乳胶中的 0.39cm。总的来说, 在这批实验中, 碎块电荷的范围分得更窄。

表 1 列出了包括第一批实验在内的一批实验的条件和结果。此表只包括迄今作过的大部分测量。表 1 给人以比较混乱的印象。对表 1 所列实验数据, 无论从哪个角度归纳分析, 几乎

都有相互矛盾的结果。例如, <sup>56</sup>Fe 束在核乳胶中形成的电荷 Z 为 3—26 的次级碎块, 在四个实验中<sup>[2-4, 7a]</sup>表现出  $\lambda_a^* \sim 2.5 \text{cm}$ ,  $a \sim 6\%$  的明显的反常子效应, 但在条件近乎相同的另一实验中<sup>[10]</sup>却未表现出这一效应。<sup>22</sup>Ne 束的两个测量<sup>[8, 9]</sup>用的介质都是核乳胶, 所分析的碎块电荷范围很相近, 而结果也相反。同样用核乳胶介质, 有的实验<sup>[7a, 7h, 14, 17]</sup>测量到了电荷 Z 为 2 的次级碎块的 mfp 反常效应, 而有的实验<sup>[6, 13]</sup>就没有测量到。类似的矛盾还出现在塑料径迹探测器的实验中<sup>[7d, 7e, 16]</sup>。在这种找不出一定规律的情况下, 很难得出到底有无反常子以及在什么

条件下有或无的明确结论。如果退一步寻找某种倾向性的话,那似乎是  $^{56}\text{Fe}$  束在核乳胶中产生的  $3 \leq Z \leq 26$  的次级碎块具有反常子效应的可信度稍高。

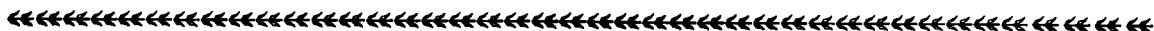
总之,定论尚难作出,需要有更系统的和更令人信服实验结果来揭示上述近乎混乱的现象产生的原因,了结反常子悬案。

如果实验上最终证实反常子现象是真的,那它可能是核物理研究中一项颇有意义甚至十分重要的效应。最近几年来,在追索反常子的实验出现高潮的同时,理论学家们也着手探讨反常子的可能的物理本质<sup>[20]</sup>。所提出的推测有准分子共振态、 $\alpha$ -中子环、多夸克共振态等等,这里就不去一一赘述了。

### 参 考 文 献

[ 1 ] H. B. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 856.  
 [ 2 ] P. L. Jain and G. Das, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 305.  
 [ 3 ] E. M. Friedlander et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1084.

[ 4 ] M. M. Aggarwal et al., *Phys. Lett.*, **112B** (1982), 31.  
 [ 5 ] E. M. Friedlander et al., *Phys. Rev. C*, **27**(1983), 1489.  
 [ 6 ] P. L. Jain et al., *Phys. Rev. C*, **25**(1982), 3216  
 [ 7 ] LBL-16281 (1983) (a-p. 23, b-p. 53, c-p. 27, d-p. 19, e-p. 3, f-p. 63, g-p. 59, h-p. 65).  
 [ 8 ] E. A. Алексеева и др., *Письма в ЖЭТФ*, **38**(1983), 411.  
 [ 9 ] B. P. Bannik et al., Proc. of the XVIII Int. Conf. on Cosmic Rays, India, August, (1983).  
 [ 10 ] G. Baroni et al., *Nucl. Phys.*, **A437** (1985), 729.  
 [ 11 ] J. D. Stevenson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 515.  
 [ 12 ] T. J. M. Symons et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 982.  
 [ 13 ] A. Z. M. Ismail et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1280.  
 [ 14 ] M. EL. Nadi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1971.  
 [ 15 ] P. L. Jain et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 2213.  
 [ 16 ] H. Drechsel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 30.  
 [ 17 ] D. Ghosh et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 396.  
 [ 18 ] R. Bhanja et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 771.  
 [ 19 ] A. P. Gasparian and N. S. Grigalashuili, *Z. Phys.*, **A320** (1985), 459.  
 [ 20 ] D. Wilkinson, *Nucl. Phys.*, **A434** (1985), 573c.



(上接第 338 页)

此外,本文尚未提到的一些方面有:

骨骼肌紧张,松弛状态磁信号;心电图磁信号之关系;生物胚胎发育时的磁信号;视觉异常;各种磁疗的原理;一些昆虫及鸟类感知地球磁场的机制;海中小小的菌类体中是否有磁粒子;电磁辐射对生物体的影响;精神病机理;心理反映机制等。

通过以上不完全的列举,我们已看到这是一个丰富多彩的科学园地。它涉及生物学、物理学、生理学、心理学、医学等广泛的领域。从根本上讲,这是电磁场的实验手段用于生物信息的探测,这将大大加深人类对电磁场与生物实体间相互作用的理解。我们自然会想到用生物磁性手段研究针灸原理。例如,针灸麻醉是如何影响前述的痛感机制的? 经络有无生物磁效应? 经络是否是一种电磁通道?

多通道生物磁测系统的发展会大大增进磁测量的效率与功能。毫无疑问:多通道测量与电脑信息处理技术联合发展,必将使我们在屏幕上活生生地观察到生物磁活动,从而详尽揭示神经活动、生理、心理活动的过程,并有可能看到针刺穴位时产生的种种变化。但目前先进国家也还没有发展到这一步。

### 参 考 文 献

[ 1 ] G. M. Baule and R. Mcfee, *Am. Heart J.*, **66**(1963), 95.  
 [ 2 ] D. Cohen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **16**(1970), 278.  
 [ 3 ] D. Cohen, *Science*, **161** (1968), 784.  
 [ 4 ] S. J. Williamson, L. Kaufman and D. Brenner, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 2418.  
 [ 5 ] L. Kaufman and S. J. Williamson, *Ann. NY Academy Sciences*, **340** (1980), 45.  
 [ 6 ] D. S. Barth et al., *Science*, **223** (1984), 293.  
 [ 7 ] D. Cohen, *Science*, **180** (1973), 745.  
 [ 8 ] D. Cohen et al., *Science*, **204** (1979), 514.