

入射能量12MeV/u以上的重离子 深部非弹性碰撞

K. D. Hildenbrand*

一、引言

我要讲的题目是关于深部非弹性碰撞。是在G S I的UNILAC加速器能量提高以后(12MeV/u以上)的实验结果。过去的研究由于能量不高,仅在入射能量超过库仑位垒几个MeV/u范围内,因此重离子之间的相对运动速度远小于核内核子费米速度。这样的过程被看作是绝热过程。系统能在碰撞的每一阶段发生作用;从而核子之间可以经过多次碰撞。在不同的外部条件下有足够多的时间重新安排其物理量。结果,发生能量和角动量耗散,达到N/Z平衡或质量不对称等。

如果轰击能量增加,将有什么变化呢?当然,可以想象到系统的绝热程度大概将会减低。但是,反映到实验上可能带来的特征仍然是不清楚的。对此,可以有很多的推测,譬如:

1. 发生局部的能量存储现象。在低能时,在整个系统内可以达到能量平衡;能量提高以后使得绝热程度减低,从而,耗散的能量并不均匀地分布到全部核容积中,或者说不是全部核系统内达到能量平衡。这时其能量被存储到一有限的区域或者说是局部加热,被称为“热斑”。

2. 不相干性的粒子-空穴激发将会减少。在低能时能量耗散机制是通过粒子-空穴激发方式而实现的。能量提高以后,将有利于相干性激发模式,它激发集体状态,其

中的一部分,被称为“巨共振”。

3. 有快(预平衡)效应存在。

在低能时这种效应较小。能量提高以后,除了二体反应产生相随蒸发的粒子如中子,质子, α 粒子等而外,在早期阶段就可能有预平衡效应而发射上述各种粒子。

二、高入射能量时的 耗散碰撞特征

我们先看低能情况。当电荷及质量数分别为 Z_1, A_1 与 Z_2, A_2 的两核发生作用时,它们首先粘在一起并发生转动,此时进行粒子交换。由于它们的Z和A是不同的,即N/Z不同,首先实现N/Z平衡并进行能量转移,使得相对运动能量转化为内部激发能($E_{c.m.} \rightarrow E^*$)。由于角动量的耗散,使得相对运动角动量转化为内部角动量($l_{rel} \rightarrow l_1, l_2$)。两个核分开后便发生粒子蒸发。如果其中有一个核是很重的话,比如Pb和U,就要分成两块。这些便是实验上测量得到的次级过程产物。但是粒子蒸发和裂变都是相随过程。它们仅仅是对初始耗散过程的一种微扰。因此可通过次级过程重建初始过程。

对于入射能量大于12MeV/u时,已知道的事实是反应的第二个阶段中发生裂变的几率激烈地增加了,以致远远大于用统计模型计算所期待的结果。即使对于A接近100的核也有很高的裂变几率。为区别原来的“裂变”含义,我们称目前的这种现象为“裂开”。有一个实验是由海德堡的V. Harrach等人在

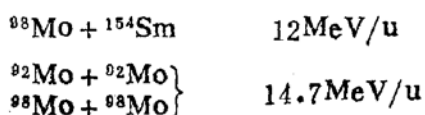
*1983年9月9日在近代物理研究所的学术报告

G S I做的。实验表明,这种裂开现象似乎是在较快的时间内发生的。它不再是反应的相随过程或者不纯粹是相随的过程,而是发生得更早一些。在类弹碎片与类靶碎片很近距离以内时类靶碎片就会发生分裂。

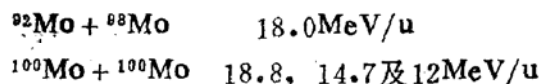
当能量提高以后我们想了很多的实验技巧来测量快粒子。它意味着两核刚一接触时就发射粒子或者在形成双核系统没分开之前发射的粒子。那么为什么对重离子感兴趣呢?而且还要提高能量呢?我们希望炮弹轰击靶核愈厉害愈好。因为这时不仅能量而且动量也是重要的物理量。我们知道入射道传递的最大动量就是入射束流的动量,如在全融合反应时发生的那样。对于不同的入射能量 E 及炮弹质量 M ,可得到动量分布曲线。比如希望传递动量最大值是 $20\text{GeV}/c$,且炮弹质量数是50时,可以得出炮弹的能量是 100MeV 。但是炮弹愈轻,为达到相同动量传递所要求的能量也愈高,不如重离子有利。再从能量角度来看,由于讨论核反应行为都要减去库仑位垒的影响,所以提高能量是有意义的。比如两个质量数均为100的核,它们的库仑位垒是 $4\text{MeV}/u$ 。如果轰击能量从 $10\text{MeV}/u$ 增加到 $20\text{MeV}/u$ 时,能量增加因子为2;但超过库仑位垒的可用部分的能量却从 300MeV 增加到 800MeV 。其比值为2.7。所以可用能量范围增加很多。G S I的加速器的改进到1981年底得以完成。离子束流能量为 $E/u \leq 18\text{MeV}/u$, (全粒子)。对于 $A \leq 40$ 的最大能量为 $21\text{MeV}/u$ 。

三、实 验

我们做过的实验有



最近又作了



所以选用Mo同位素是因为Mo是丰质子同位

素,有利于带电粒子的发射;另外在这些能量下,质量数100附近的核有利于研究“裂开”现象。我们先看一下实验装置图(图1)。我们看到其中有:a)位置灵敏电离室(IC)和平板雪崩室(PPC)。其覆盖角度范围从 1° 到 20° 。用来测量类弹碎片的发射。由这两种探测器给出的 $\Delta E, E, x, y, t$ 等

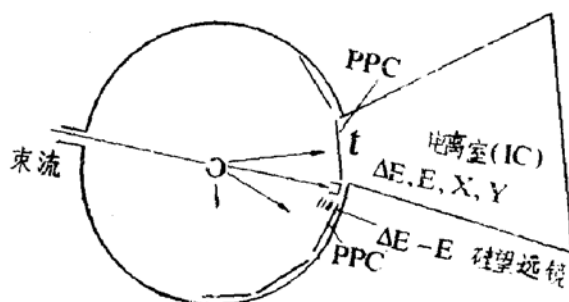


图1 实验装置布局

参数可确定粒子的质量,电荷,能量和速度矢量。b) 十一个位置灵敏ppc探测器。所形成的立体角是 $0.8 \times 2\pi$ 。用来探测类靶碎片,可给出粒子的 x, y 及 t 参数。从而,确定粒子的速度矢量。c) $3\Delta E - E$ 硅望远镜,用来探测快粒子 p, α 等等,可确定粒子的 Z, E 。

四、快的轻带电粒子发射的研究方法

我们来讨论如何研究快的轻带电粒子。考虑在低入射能量时全同粒子的深部非弹性碰撞。假设炮弹与靶核的质量数和电荷数分别相等。因而,有相同的 N/Z 值。所以,在深部非弹性碰撞过程中没有 N/Z 平衡,但可有系统的转动。复合系统的总电荷数 $Z_{T+T} = Z_P + Z_T$ 。当复合系统解体后,初始碎片如果有足够高的激发能时,便可以发生粒子蒸发。通过测量,得到次级产物的电荷数 $Z_{\text{碎片}}^{\text{I}}$ 及 $Z_{\text{碎片}}^{\text{II}}$ 。自然,它们的电荷数就分别比炮弹及靶核的电荷数要小。但是可用一定方法,通过次级过程重建初始过程。结果发现,初始类弹碎片的平均电荷数近似等于入射炮弹的电荷数

及初始的类靶碎片的平均电荷数近似等于靶核电荷数。但是，当束流能量提高后，足以在深部非弹性过程完成之前就可有快的预平衡粒子发射。而且在形成复合系统后发生转动并发射粒子。因此，使复合系统的总电荷数 Z_{TOT} 小于 $Z_T + Z_P$ 。复合系统解体后又发射相随的粒子蒸发，并得到产物的 Z_{Sec}^{PL} 及 Z_{Sec}^{TL} 。然后用统计蒸发模型通过次级过程重建初级过程。结果发现，此时的初级平均电荷数要小：

$$\langle Z_{Pri,m}^{PL} \rangle < Z_P,$$

$$\langle Z_{Pri,m}^{TL} \rangle < Z_T.$$

其原因是重建过程中使用了蒸发模型。它不能考虑在此过程之前所发生的带电粒子发射（或快过程粒子）。为了证实这个快过程存在的可能性，原则上可通过如下途径：a) 对反应过程中发射的 p, d, α 等粒子进行直接寻找。这种途径存在的问题是如何把快过程的粒子与蒸发过程的粒子区别开来。b) 通过考查电荷平均值 $\langle Z \rangle$ 进行间接寻找快粒子。这种途径存在的问题是必须非常精确地重建初级过程。

五、快的轻带电粒子的直接寻找

为研究此现象所选取的反应是 $^{98}\text{Mo} + ^{154}\text{Sm}$ 。其入射能量是 12MeV/u 。在实验上，是选取前角的类弹碎片与另一边的类靶碎片的符合事件，还与 20° 处发射出来的 P, α 等粒子也进行符合。两体事件的选择可通过事件在实验室系的共面性和在质心系的共线性来实现（如图2）。而共线性比共面性的要求更高。具体做法是在要求共面性的谱上在 ϕ 角为 180° 处加窗与要求共线性的谱上在 θ 角为 180° 处加窗。除了类弹，类靶碎片外，还得到了符合的 α 谱。该谱中有以 40MeV 为分界线的两个组份，其能量可高到超过 100MeV 。与 α 粒子符合的类弹，类靶碎片的能谱可从低端的 100MeV 一直扩展到高端的 $E_{c.m.}$

附近。从反应的运动学出发，可以得到从类

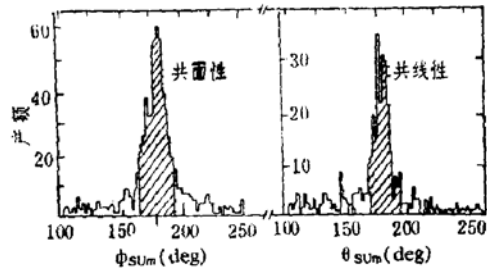


图2 共面性与共线性事件谱

弹碎片与类靶碎片发射 α 粒子的速度矢量图。把它们转换到类靶碎片与类弹碎片为静止的坐标系中去，可以得到 α 粒子相对类靶碎片与类弹碎片的速度分布。当假定反应中，类靶碎片有一定的 Z, A 分布，再做 α 的统计蒸发计算，就可以看到 α 谱中的两个组份中的低能成分对应于从慢的类靶碎片统计蒸发出来的 α 粒子，而高能成分对应于从快的类弹碎片统计蒸发出来的 α 粒子。当然也有更高速度的 α 粒子，但数目极少。由此，我们可以得出结论：所观察到的 α 粒子是从深部非弹性过程之后的碎片中蒸发出来的。但是，这个结论由于缺乏统计性而强烈地受到影响，因为一共得到400个符合事件。

六、快的轻带电粒子的间接寻找

对于快的轻带电粒子的间接寻找方法，是通过次级产物的电荷平均值 $\langle Z \rangle$ 分布进行

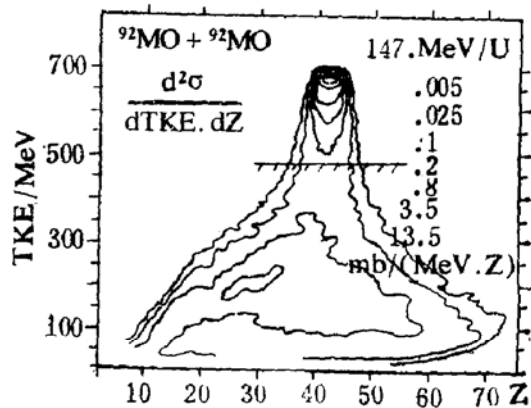


图3 双微分截面等高图

统计蒸发修正而重建初级过程的 $\langle Z \rangle$ 分布, 并与初始轰击离子的 Z 值进行比较来判断有否快粒子发射。所做的实验是 14.7MeV/u 的 $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ 的单举电离室测量。对总动能TKE与电荷 Z 的关系做出双微分截面图, 如图3所示。可看到 Z 分布是相当宽的。对总动能从 500 到 700MeV 之间的区域加上对事件的二体过程的要求, 对次级过程用CASCADE程序重建初级过程后, 表明它们都是两体过程, 没有快粒子发射。对此能量区域按 20MeV 间隔得到不同能损的 Z 分布曲线, 并用高斯分布去拟合, 从而可得到 Z 分布的一次矩 $\langle Z \rangle$, 见图4。图中也给出了重建初级过程的 $\langle Z \rangle$ 分布曲线。可以看到, 在半个电荷数的差别以内, 平均电荷数 $\langle Z \rangle$ 与初始入射

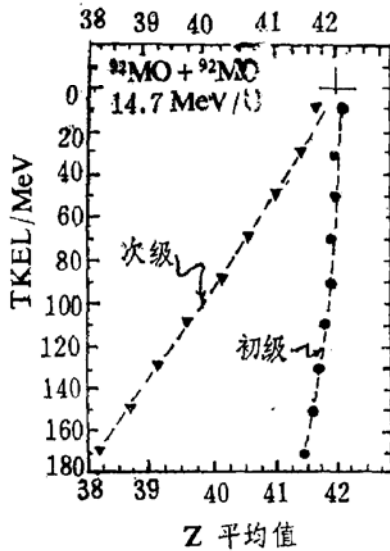


图4 Z 的一次矩曲线

炮弹的电荷数 $Z = 42$ 是符合的。也看到修正量是很大的, 最多的可达4个电荷数。该反应中没有 N/Z 的平衡, 那么半个电荷数的差别是由于快带电粒子发射还是由于统计蒸发修正精度不高造成的, 现在还不能给以说明。

Z 分布的二次矩见图5。它是 Z 分布的离散值的平方与总动能损失的关系曲线。提取二次矩是复杂的过程, 还用了蒙特-卡洛方法进行跟踪计算。图中的曲线是用了Dakowski等人[N. P. A387 (1982) 189]所发展的

模型计算的。理论值在实验误差涨落内与实验值是一致的。它的能量损失机制可用碰撞核之间的随机的单粒子跃迁或者在一个核内的非弹性激发来解释。这个模型描述低轰击能量下的离散比较成功, 当轰击能量提高到 15MeV/u 时, 理论计算与实验结果也是符合的。说明两者的机制是相同的。当然, 对此结论允许有疑问。对电荷分布的离散值的平

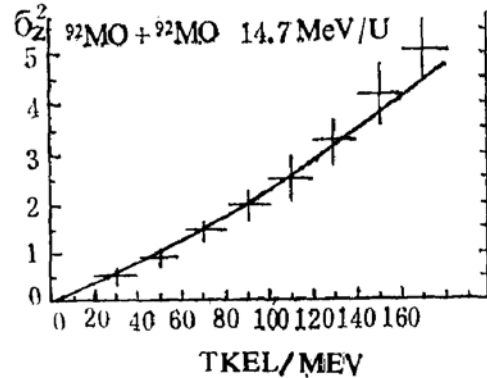


图5 二次矩曲线

方 σ_z^2 , 还能做另一种讨论。G S I的Wollersheim在美国与罗彻斯特大学的同行们把有关的实验数据收集在一起, 用 σ_z^2 与 TKE/I_r 的关系做图(P. R. C25 (1982) 338), 在 σ_z^2 的对数坐标上, 同一系统的数据落在同一条直线上; 不同系统数据虽不在同一直线上, 但是斜率相同。因此, 对不同系统的 σ_z^2 值加上一个与入射能量 E_0 及擦边角动量 l_r 有关的常数后, 都可落在同一直线上。上述数据都是在轰击能量为 7.5MeV/u 以下的, 把高轰击能量时的数据也绘制在一起时, 也成为一条直线。所以 $\ln \sigma_z^2$ 与 TKE/I_r 成线性关系, 只要加上水平移动函数 $C(E_0/l_r)$, 也与低轰击能量的直线重合。不过这种方法本身没有预言能力。

对于图3中 $\text{TKE} < 500\text{MeV}$ 以下的区域内的数据是不明确的。因为它是单举实验, 而且统计模型重建初级过程时, 对激发能超过 200MeV 以上时, 模型是否成立还要检验。如果存在三体过程时, 用二体过程进行重建初级过程, 其结论就不正确了。因此采用符合测量方法并满足质心系中的共线性的

要求,就肯定是二体事件。其结果,在更低的总动能区域内,还有二体过程。

七、三体过程研究的新情况

对三体过程的研究,可使用由电离室得到的事件和 PPC雪崩室得到的两个事件进行符合来重建反应初级过程,并得到总动能能

谱。初始两个碎片中的一个可再分成二部分出射,是快过程还是相随发射过程,我们还不清楚。但从总能谱中我们知道“裂开”过程是在较高的动能损失时并集中在库仑位垒附近。而三体裂开事件出现的条件是全部能量都要转移,所以看来这是对心碰撞,而不是擦边碰撞。从实验上,我们感兴趣的结果,见图 6。

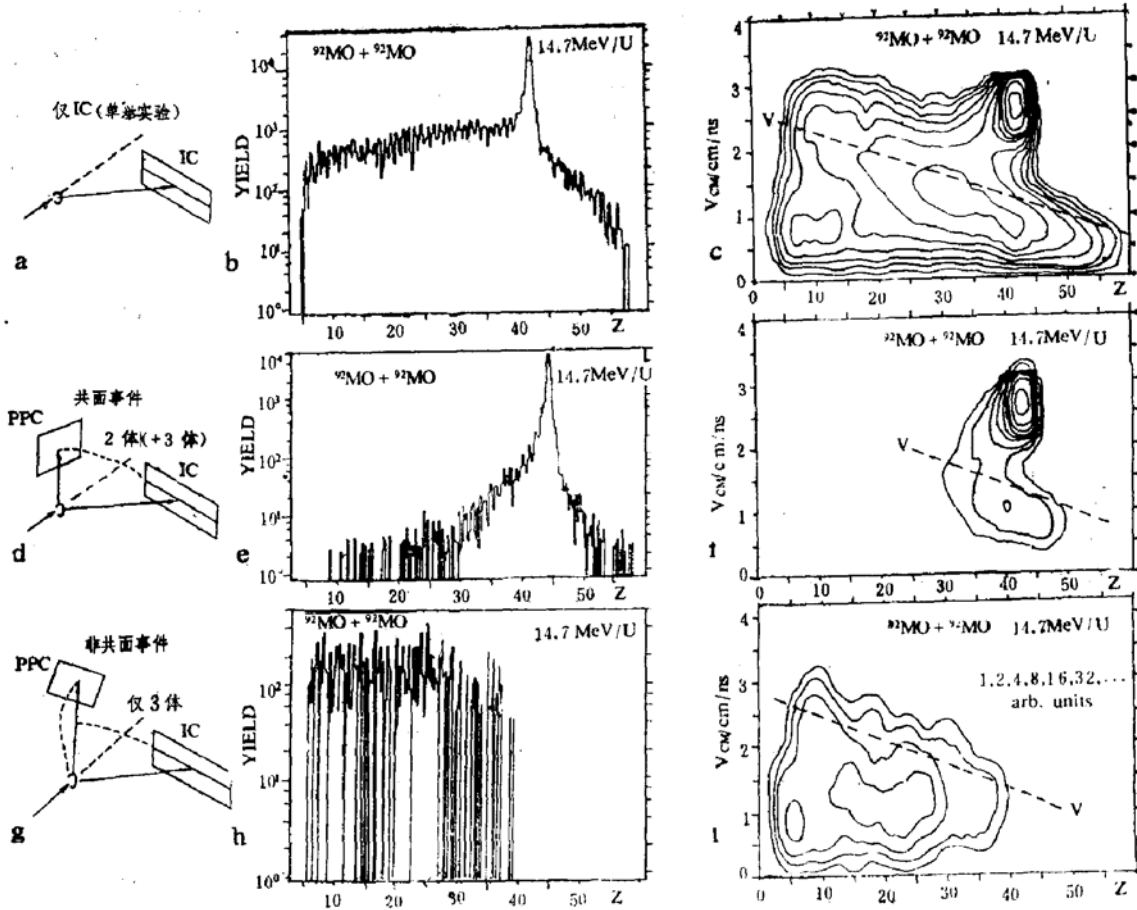


图6 二体与三体过程比较

在单举实验(图6-a)中,得到了次级产物 Z分布,如图6-b。可以看到有很多的轻产物。一个突出的峰对应于 $Z_{sec} = 42$, 可见对应于弹性及准弹性事件。在所得到的速度分布图(图6-c)上,在维拉(Viola)裂变蒸发速度线(图中虚线)以下,我们看到低 Z, 低速的粒子分布。这里面有二体过程,也有三体过程。我们可以确定哪是二体过程,哪是三体过程。采用符合测量(图6-d)时,所得到的次级产物 Z分布及速度分布,

见图6-e与f。此时,除了准弹性部分外,只在Viola速度线附近有粒子分布。其中,还可能有一部分三体事件,所以再加上第二个共面性要求,即ppc探测器中的两个事件的共面性同时与电离室的事件进行符合(图6-g)。所得到的三体事件,见图6-h。此时,只剩下低Z的产物。其速度分布(图6-i)大部分在Viola速度线以下。而电荷分布从 $Z = 40$ 到 $Z = 6$ 以下都出现了。再往下,可能还有Be, Li, α 等在三体事件中出现。而且,低能产

物的产额都在同一水平上。下次实验就要详细地研究这一部分。

八、总 结

二体过程

分析了入射能量提高以后,对14.7MeV/u的 $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ 反应。用二体反应的假设,通过统计蒸发模型重建了初级过程的一次矩及二次矩。

1. 一次矩 $\langle Z \rangle$ 对入射炮弹的电荷数,没有显示出很大的移动或偏离。在次级分布中所看到的移动,可以用相随蒸发粒子来解释,从而,没有p或 α 的预平衡发射。

2. 二次矩 σ_z^2 显示出由Dakowski等人的模型所预示的行为,并且与美国罗彻斯特大学所收集的数据的处理结果一致。这表明,当入射能量提高以后,随机的单粒子跃迁仍然支配着能量损失的机制,还没有发现别的机制存在。这种运动学的重建过程很复杂,必要时,要用蒙特-卡罗方法进行模拟

跟踪计算。

三体过程

入射能量提高以后,三体的“裂开”碎片的Z分布比早期的裂变碎片测量所期待的宽度要宽得多,它延伸到 ^{12}C ,很可能向下还有快的很轻的碎片,像Li或 α 等。

进一步的工作已经开始了:用新的电离室来改善三体过程的研究。在重建三体过程时,不仅区分快的轻碎片,也区分慢的重碎片,有可能,它们与快粒子是同时发射的,从而把三体过程重建得更好。此外,使用塑料闪烁体来探测p和 α 粒子。从而,把前面所说的测不到的部分补齐,还能得到很大的立体角,价格也便宜。首次成功的实验在1983年7月做的,入射道是 $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$,入射能量是18MeV/u。主要研究快 α 粒子。目前使用丰质子核,以后还要用丰中子核,从而可区分与比较已经做过的实验。全部工作要在三、四年以后完成。

(冯思普 整理 诸永泰 审阅)

(上接5页)

- 71, 72, 76
- [7] A. Bohr, B. R. Mottelson and D. Pines, Phys. Rev. 170 (1958) 936, 221
- [8] H. J. Lipkin, N. Mechkov and A. J. Glick, Nucl. Phys. 62 (1965) 188, 199, 211, 197
- [9] K. Kumar & M. Baranger, Nucl. Phys. 110 (1968) 529, A122 (1968)273, 27, 522
- [10] R. Bengtsson & S. Frauendorf, Nucl. Phys. A314 (1979), 27; A327 (1979), 139.
- [11] A. Arima & F. Iachello, Ann. Phys. (N Y) 99 (1976) 111(1978) 123(1979)
- [12] D. L. Hill & J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102, 7, 28, 34, 76, 400, 424
- [13] J. J. Griffin & J. A. Wheeler, Phys. Rev. 108 (1957) 311
- [14] 徐躬耦, 中国科学, 6 (1974) 567
徐躬耦、杨亚天、王顺金, 4 (1981) 428
徐躬耦、王顺金、刘敦桓、杨亚天、毛铭德, 物理学报, 25 (1976) 226
徐躬耦, 高能物理与核物理 5 (1981) 358, 7 (1983) 510
Xu Gong-ou & Wang Shun-jin, Nucl. Phys. A380 (1982) 529
- [15] S. J. Wang (王顺金) & W. Cassing, Explicit Treatment of N-Body Correlations Within a Density-Matrix Formalism (预印本)
- [16] H. Reinhardt, Nucl. Phys. A298(1978) 77, A331 (1979) 353 A332 (1979)331, A346 (1980) 1
- [17] K. Goeke & P. G. Reinhard, «Time-Dependent Hartree-Fock and Beyond», Springer-Verlag, 1982.