

简单的原子极端的核* ——对奇异氦的激光捕捉与探测

王立邦^{1,†} 卢征天^{2,‡,††} 彼得穆勒²

(1 清华大学物理系 新竹 台湾)

(2 阿贡国家实验室物理部 伊利诺伊州 美国)

(3 芝加哥大学物理系和费米研究所 伊利诺伊州 美国)

摘要 氦-8 (^8He) 是丰中子核. 它由 2 个质子与 6 个中子组成, 平均寿命为 0.2s, 其中子丰度是在已知的所有原子核中最高的. 氦-8 的结构中有一个紧密束缚的 α 粒子, 环绕于 α 粒子有 4 个松散的中子, 其分布范围较大, 形成中子晕. 因为氦-8 有这特殊的结构, 它为研究基础核作用力提供了一个有意义的系统. 文章作者近期使用原子阱及激光冷却技术成功地捕捉到这个奇异的氦同位素, 并对阱内单原子做了精密的激光光谱测量, 由此首次得到氦-8 的核电荷半径. 这个结果可与不同的核结构理论计算值相比较, 有助于了解在极端丰中子环境中的核作用力以及核结构.

关键词 氦-6, 氦-8, 同位素位移, 晕核

Simple atom , extreme nucleus ——Laser trapping and probing of exotic helium isotopes

WANG Li-Bang^{1,†} LU Zheng-Tian^{2,‡,††} Peter MUELLER²

(1 National Tsing Hua University , Hsinchu , Taiwan)

(2 Physics Division , Argonne National Laboratory , Illinois , USA)

(3 Department of Physics and Enrico Fermi Institute , The University of Chicago , Illinois , USA)

Abstract Helium-8 (^8He) is the most neutron-rich matter to have been synthesized on the Earth : it consists of two protons and six neutrons , and remains stable for an average of 0.2 seconds. It is often viewed as a ^4He core with four additional neutrons orbiting at a relatively large distance , forming a halo. Because of its intriguing properties , ^8He has the potential to reveal new aspects of the fundamental forces among the constituent nucleons. We have recently succeeded in laser trapping and cooling this exotic helium isotope , and have performed precision laser spectroscopy on individual trapped atoms. Based on the atomic frequency differences measured along the isotope chain ^3He - ^4He - ^6He - ^8He , the nuclear charge radius of ^8He has now been determined for the first time. Comparing this result with the values predicted by a number of nuclear structure calculations will test our theoretical understanding of the nuclear forces in an extremely neutron-rich environment.

Keywords ^6He , ^8He , isotope shift , halo nucleus

* 美国能源部核物理办公室资助项目(This work is supported by the U. S. Department of Energy , Office of Nuclear Physics Under contract DE - AC02 - 06CH11357)

2008 - 12 - 09 收到

† 通讯联系人. Email : lbwang@phy. nthu. edu. tw

†† 通讯联系人. Email : lu@anl. gov

Project weblink : <http://www.phy.anl.gov/mep/atta/>

1 引言

氦-8 核由一个氦-4 核(又称 α 粒子)及 4 个额外的中子组成, 它的中子与质子比例是 3 : 1, 这在

已知的所有原子核里是最为悬殊的. 4 个额外的中子并不像构成 α 粒子的其他的核子一样紧密地束缚在一起, 而是以较小的束缚能松散地环绕于 α 粒子的四周, 分布范围较大, 形成所谓的中子晕. 在氦-6 核中也有类似的中子晕结构. 中子晕现象是在 1985 年由美国伯克利国家实验室的谷畑勇夫博士与同事发现的^[1], 他们在一系列的原子核碰撞反应实验中发现氦-6 及氦-8 的反应截面远远大于氦-4. 近期在德国 GSI 国家实验室的质子弹性碰撞实验亦强烈支持氦-6 与氦-8 里中子晕结构的存在^[2]. 中子晕的结构以及它的形成原因一直是物理学家所感兴趣的研究课题^[3].

氦-6 与氦-8 都是丰中子核, 其中子与质子比例已偏离一般稳定核素的范围 (1—1.5). 它们会在弱相互作用下衰变成锂核素, 半衰期分别为 0.81s 与 0.12s. 在氦-6 核里, 由于 α 粒子的结构十分紧密, 可以将此六核子系统简化为一个三体系统, 包含了一个 α 粒子及 2 个价中子. 此系统的稳定性建立在这三体之间作用力的平衡, 去除任一核子将使余下两核子不稳定而立刻分离. 这样的特性和几何上 Borromean 环有相似之处, 因此氦-6 也被称为“Borromean 核”(见图 1).

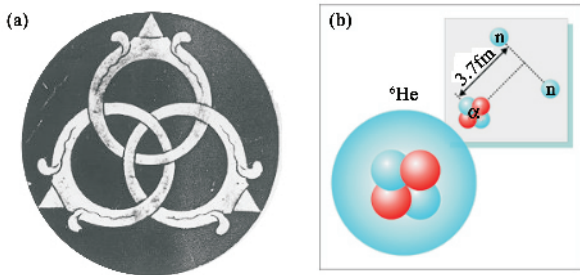


图 1 Borromean 环 (a) 与氦-6 核结构 (b) Borromean 环源自于中古世纪欧洲 Borromean 家族的徽章标志, 如图 (a) 所示, 三个环紧紧相扣, 去除任一个环会使得余下的两个环分离; 在氦-6 核里, α 粒子与两个中子亦形成一个三体系统 (如图 (b) 所示). 去除 α 粒子会使得余下的那两个中子立刻分离, 同样, 去除任一个中子, 余下的那个中子和 α 粒子也会立刻分离. 氦-5 在强相互作用下不稳定, 寿命约 10^{-21} s, 因为这个性质, 氦-6 也被称为 Borromean 核)

要探讨这些奇异原子核结构就必须先了解核子之间的强相互作用力. 虽然量子色动力学已被确证是强相互作用的基本理论, 但在低能量非微扰的情况下, 由于夸克与胶子之间的作用过于复杂, 理论学家仍无法利用量子色动力学计算出基本的原子核结构. 现今最广为接受且最准确的核结构计算建立在核子与核子间的有效作用力模型上, 其基本思想

是由日本科学家汤川秀树在 1935 年提出的交换介子理论. 随着精确的 NN 作用力模型的不断完善以及计算机演算力的大幅度提升, 如今理论物理学家已能使用量子蒙特卡罗或其他方法对轻核 (质量数 ≤ 10) 的结构做出精确的计算^[4]. 这些理论计算以相当多的核子与核子散射实验数据作为基础, 并添加了三体核作用力的修正, 成功地解释了并推测出轻核 (质量数 ≤ 10) 的束缚能、自旋、宇称以及核内质子中子的分布等等. 由于氦-6 及氦-8 是短寿命不稳定的同位素, 并且有极为特别的中子质子比例, 可用来检验核理论模型在这种特殊的条件下是否还能适用. 此外, 对丰中子核的研究也有助于对中子星结构的进一步了解.

2 测量方法

从伯克利以及 GSI 团队的实验所得到的散射截面不能直接推算质子或者中子在核里的分布, 而先得假设一个核相互作用模型以及质子与中子的分布模型. 另外, 这些核碰撞实验的精确度还未能把质子跟中子之间微小的差异区分开来. 因此, 藉助其他方法, 特别是不依靠核模型的方法, 来测量核的电荷分布半径 (主要取决于质子的分布) 就十分重要. 一般稳定核素如氦-4 等的电荷半径大多由电子弹性散射实验获得. 由于电子弹性散射实验只牵涉到电磁相互作用, 因此对实验结果的分析理解是非常准确的. 然而由于氦-6 及氦-8 的寿命短、数量有限, 无法制成靶来进行电子散射实验, 因此, 到目前为止电子弹性散射对这些短寿命的不稳定核素仍然不可行. 一些新型的电子散射实验方法有可能在不久的将来实现对氦-6 及氦-8 的电子散射测量, 比如 GSI 设想用储存环里的强电子束与二次核束来进行对撞, 还有日本的理化学研究所正在试用电子束撞击囚禁在离子阱里的短寿命原子核. 在我们近期完成的实验中, 对氦-6 及氦-8 的电荷半径测量用的是中性原子中的轨道电子与原子核之间的电磁相互作用, 这个方法不依赖于任何核模型.

在中性的氦原子中, 原子核大约只占据了原子体积的 10^{13} 分之一, 因此在处理原子中电子能级的问题时, 一般可将原子核当成点电荷, 没有任何的体积, 电子在原子中的静电势能随着电子接近原子核而趋于负无穷大, 也就是势能满足 $-1/r$ 的形式 (见图 2). 但实际上由于原子核的有限大小, 当电子进入原子核内时, 屏蔽效应使得电子感受到的静电作

用力减小,对电子能级造成少许的改变,特别是s轨道的电子受这个核体积效应的影响最大.以氦原子的 $2^3S_1 - 3^3P_2$ 跃迁为例,由于氦原子核的半径大约是在 10^{-15}m 的数量级($10^{-15}\text{m} = 1\text{fm}$),核体积效应使得该跃迁频率减少了几个兆赫兹.

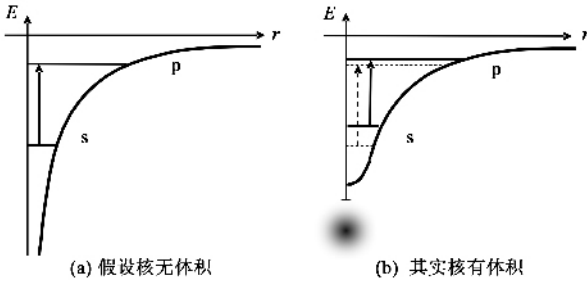


图2 原子中s轨道与p轨道电子的能级示意图(E 表示能量, r 表示距离)(a)假设原子核是点电荷,电子在原子中的静电势能随着电子接近原子核而趋于负无穷大(b)实际上原子核是有大小的,当电子进入原子核里,由于屏蔽效应,将使得电子的静电势能趋于一个负的有限值,使得所有电子能级都有少许的提高,特别是s轨道的电子受这个核体积效应的影响最大

原子结构理论的精确度现状与核结构理论决然不同.现代方法对单电子双电子^[5]和三电子^[6]的原子能级计算可以达到 10^{-9} 的精确度.即便如此,由于量子电动力学计算中的不确定性,氦原子能级的理论值精确度只在几个兆赫兹左右,尚未达到直接检视核体积效应的要求.所幸的是有一个巧妙的方法可以解决这个问题.如果计算氦原子能级在不同同位素之间差别(即所谓的原子的同位素位移),则量子电动力学计算中的不准确性(主要部分与原子核质量无关)将被大幅抵消,由兆赫兹变成千赫兹,因此达到了所要求的精确度.同位素位移主要来源于不同的原子核质量的差异,这项效应称为质量位移.另外也可能因为同位素之间的核电荷分布大小不同,造成不同的体积位移.我们的合作者加拿大Windsor大学的Gordon Drake教授对氦原子中 $2^3S_1 - 3^3P_2$ 跃迁的同位素位移做了高精度计算,结果如下:

$${}^6\text{He} - {}^4\text{He} \Delta f_{6,4} = 43196.202(16) \text{ MHz} - 1.008 \times (\langle r^2 \rangle_{\text{He6}} - \langle r^2 \rangle_{\text{He4}}) \text{ MHz/fm}^2,$$

$${}^8\text{He} - {}^4\text{He} \Delta f_{8,4} = 64702.519(01) \text{ MHz} - 1.008 \times (\langle r^2 \rangle_{\text{He8}} - \langle r^2 \rangle_{\text{He4}}) \text{ MHz/fm}^2,$$

其中 $\langle r^2 \rangle$ 代表某同位素的均方核电荷半径.氦原子的同位素位移主要为第一项,因为氦-4,氦-6和氦-8的核质量差异比例甚大,造成相当可观的质量位移,远大于第二项体积位移.由于氦-4的核

半径已用电子弹性散射方法准确地量出,因此藉由同位素位移的测量,就可得到氦-6与氦-8的核电荷半径.

我们实验所需的氦-6与氦-8由重离子加速器产生.由于这两个核寿命短,测量工作必须在加速器终端在线进行.首次对氦-6的测量是在2004年美国阿贡国家实验室完成的,用的是ATLAS直线离子加速器^[7].由于氦-8远离平常的中子比质子比例,制造氦-8需要更高的加速器能量和束流.2007年,我们与法国GANIL加速器中心的Antonio Villari博士及其同事合作,利用高能(1 GeV)的 ${}^{13}\text{C}$ 离子束撞击加热的石墨靶(约 1500°C),制造出不稳定的氦-6及氦-8同位素.制造出来的氦离子经过质量分离后再以较低的能量(20 keV)传送到附近的原子测量装置.传送的氦-6及氦-8离子数目分别为每秒 10^8 及 5×10^5 个.2007年夏,我们在GANIL首次完成对氦-8的测量,也对氦-6作了更精确的测量.

3 原子阱光谱分析

氦原子的基态到第一激发态的能量差约有20 eV,需要波长58 nm的真空紫外线才能引发相应的电子跃迁,一般激光无法达到这个波长范围.在大部分氦原子光谱实验中,先将氦用放电等离子体方法激发到亚稳态如 2^3S_1 ,然后再用激光激发由亚稳态往上的跃迁.产生亚稳态的效率大约只有 10^{-5} ,所以最后可用的氦-6与氦-8亚稳态原子数目非常稀少,这对实验来说是一项有非常意义的挑战,必须用创新的实验技术才能成功.

本实验建立在激光冷却与捕陷的技术基础上,由捕陷在磁光阱里的原子所放出的荧光来检测阱中少量甚至单个原子.由于原子同位素位移,不同的同位素对于激光的共振频率也就有所不同,因此如果我们选择性地调整激光频率,就能捕捉及检测特定的同位素,从而完全不受其他同位素的干扰.有兴趣的读者可参考《物理》第34卷第6期杜旭博士等对于用原子阱方法做同位素选择工作所作的介绍^[8].磁光阱内由三对互相垂直而逆向行进的圆偏振光构成激光场,藉此由光与原子的相互作用而达到冷却原子的目的;另外由一个四极磁场与相应的塞曼效应来形成三维的空间局限,将原子捕捉在阱的中心点内小于1mm的范围里.磁光阱这项技术是在1987年由美国贝尔实验室首次实现,该研究小组

带头人朱棣文教授因此获得 1997 年诺贝尔物理学奖. 精密光谱分析首先要解决的便是由原子热运动及速度分布生成的多普勒展宽. 在阱中, 由于原子经过激光冷却, 温度接近于 mK, 因此多普勒线宽被减小到几个兆赫兹, 已达到我们实验的要求. 实验装置如图 3 所示, 氦原子在经过射频放电区域后, 少部分形成亚稳态原子束. 在冷却与捕陷的过程中, 我们使用了波长为 1083 nm 的激光循环激发 $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ 跃迁: 首先由二维侧向的激光束减小原子束的发散角度, 随后经由塞曼减速及另一道纵向激光束将原子束的速度从近 1000 m/s 减到低于 50 m/s, 最后原子进入磁光阱区域而被捕陷. 我们使用 389 nm 的激光来激发 $2^3S_1 \rightarrow 3^3P_2$ 跃迁, 从而得到氦原子的光谱. 比较氦-6, 氦-8 及氦-4 光谱的频率差异, 我们可测得同位素位移.

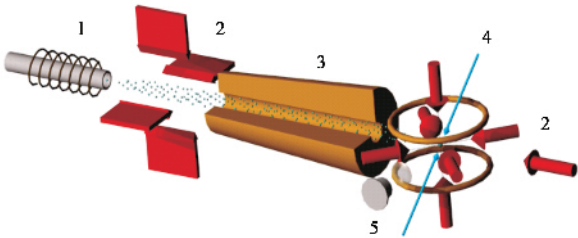


图 3 实验装置示意图(1——射频放电, 2——波长为 1083 nm 的激光束, 3——塞曼减速器, 4——波长为 389 nm 的激光束; 5——光探测器)

由进入实验区域到被磁光阱捕捉, 整个过程的效率大约只有 2×10^{-8} , 因此虽然 GANIL 加速器每秒能够制造并传送到 5×10^5 个氦-8 原子, 我们大约每 100s 才捕捉到一个氦-8 原子来进行测量. 如图 4 所示, 我们可以得到清晰的阱中单原子的荧光信号. 在 GANIL 一个星期的实验过程中, 我们总共捕捉并测量了约 500 个氦-8 原子以及 25,000 个氦-6 原子.

4 实验结果与讨论

我们测量了氦原子 $2^3S_1 \rightarrow 3^3P_2$ 的能级跃迁. 氦-4, 氦-6 及氦-8 的共振光谱如图 5 所示. 所得到的同位素位移分别为 ${}^6\text{He} - {}^4\text{He} = 43,194.751(10)$ MHz, ${}^8\text{He} - {}^4\text{He} = 64,701.466(52)$ MHz. 由于氦-4 的核电荷半径已由电子弹性散射实验测得为 $1.681(4)$ fm, 因此由测得的同位素位移及原子结构的理论计算可得到氦-6 及氦-8 的核电荷半径分别为 $2.072(9)$ fm 以及 $1.961(16)$ fm^[9]. 这也

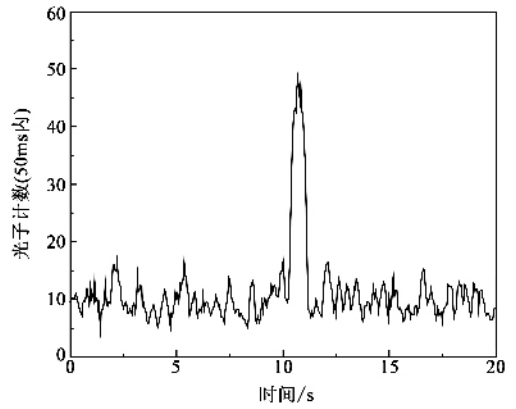


图 4 磁光阱中单个氦-6 原子的荧光信号(信噪比约为 15)

是首次对氦-6 及氦-8 核以电磁作用的方式所作的测量. 实验结果发表后, 得到物理学界广泛的注意, 先后于美国物理新闻(AIP Physics News Update, #702-3, #851-2)和美国《今日物理》杂志(Physics Today)等处报道.

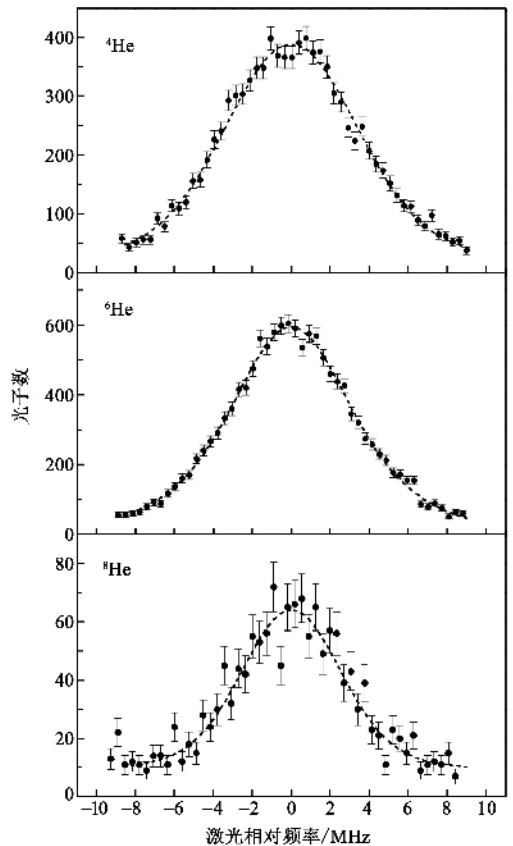


图 5 氦-4, 氦-6 及氦-8 的共振光谱(积累图中氦-4 及氦-6 的光谱需几百个原子和两分钟时间, 积累图中氦-8 的光谱需 60 个原子和两小时时间)

图 6 为测量结果与其他实验以及理论计算所做的比较. 与其他核反应实验及质子弹性散射实验相

比,本结果不仅提高了精确度,而且结果不需依赖于核理论模型的假设,因此更加可靠.核结构理论计算中把质子或中子视为没有大小的点粒子,计算出来的质子分布半径(point-proton radius)不完全等同于我们所测量的电荷分布半径(charge radius),两者之间的关系可由考虑质子及中子本身的电荷分布半径后,以简单的公式求得.如图6所示,氦-6及氦-8的质子分布半径明显小于总的核子分布半径(matter radius),说明质子分布靠中心,中子分布相对比较分散.结果证实了氦-6与氦-8核里的中子晕的结构.此结果与各种核理论模型的预测比较,可让我们对丰中子核的结构及核作用力有更进一步的了解.

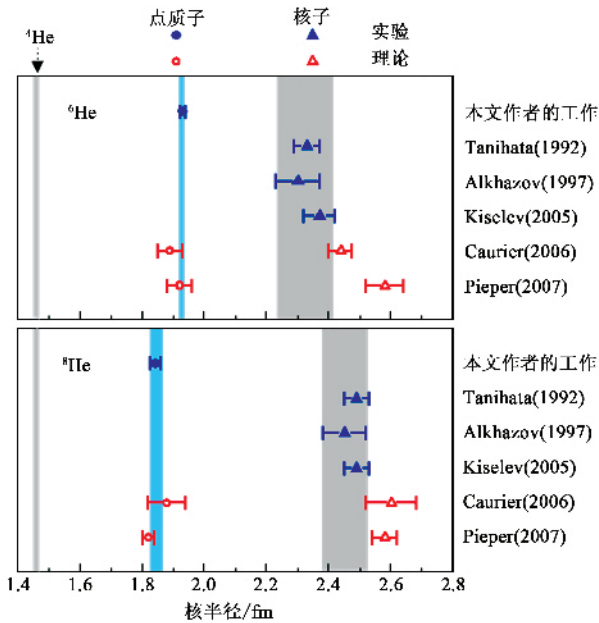


图6 氦-6及氦-8的实验结果以及各种理论预测

实验结果显示,氦-6及氦-8内的质子分布半径都远大于氦-4.氦-6的两个价中子有强烈的空间相关性,因此更容易处于 α 粒子的同一边,而非位于 α 粒子的不同两侧(见图7).这造成了 α 粒子有较大的绕质心运动,分散了 α 粒子和其中两个质子的分布范围.因为这个原因,氦-6的质子分布半径大于氦-4.氦-8有4个价中子,其质量分布半径大于氦-6,但其质子分布半径却反而比氦-6小.原因在于氦-8的价中子分布跟氦-6相比,更

近似于各向均匀分布,它们对 α 粒子质心位置的影响反而变小.这些观察到的现象与核结构理论模型推测结果相符^[10,11],使我们对现今核作用力的了解更具信心.即使在中子丰度极高的环境里,我们对核相互作用力的理解也是可靠的.

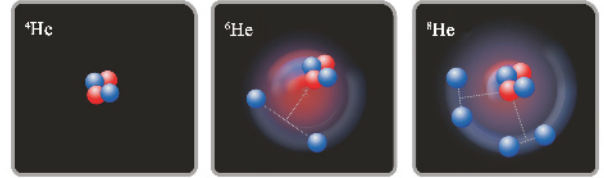


图7 氦-4、氦-6及氦-8原子核中价中子与 α 粒子的示意图.(核的质子分布半径会因为 α 粒子绕质心运动而增大)

致谢 此实验参与人员还包括:氦-6团队中的 Bailey K, Greene J P, Henderson D, Holt R J, Janssens R V F, Jiang C L, O'Connor T P, Pardo R C, Rehm K E, Schiffer J P, Tang X D;氦-8团队中的 Sulai I A, Villari A C C, Alcantara - Nunez J A, Alves - Conde R, Bailey K, Drake G W F, Dubois M, Eleon C, Gaubert G, Holt R J, Janssens R V F, Lecesne N, O'Connor T P, Saint - Laurent M G, Thomas J C.

作者感谢胡水明、丁昀、朱少飞对本文的建议与指正.

参考文献

- [1] Tanihata I *et al.* Phys. Lett. B, 1985, 160 380
- [2] Alkhazov G D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997, 78 2313
- [3] Meng J *et al.* Prog. Part. Nucl. Phys. , 2006, 57 #70
- [4] Pieper S, Wiringa R B. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. , 2001, 51 53
- [5] Drake G W F. Long-Range Casimir Forces : Theory and Recent Experiments on Atomic Systems. New York : Plenum Press , 1993. 107 217
- [6] Yan Z C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2008, 100 243002
- [7] Wang L B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004, 93 142501
- [8] 杜旭, 卢征天. 物理, 2005, 34(6) #408 [Du X, Lu Z T. Wuli (physics) 2005, 34(6) #408(in Chinese)]
- [9] Mueller P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2007, 99 252501
- [10] Pieper S C. Argonne National Laboratory, unpublished, 2007, arXiv 0711. 1500 [nucl-th]
- [11] Caurier E, Navratil P. Phys. Rev. C, 2006, 73 021302(R)