

УДК 539.144.3/4

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР Тi МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

*Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, В.И.Жеменик,
К.П.Маринава*, Б.Н.Марков, Л.М.Мельникова*

Представлены результаты измерений разностей зарядовых радиусов ядер Ti ($Z = 22$) в диапазоне массовых чисел 44—50. Использовался метод лазерной флуоресценции в параллельном пучке атомов. Значения разностей зарядовых радиусов получены из измерений изотопических сдвигов в оптическом переходе $3d^2 4s^2 a^3P \rightarrow 3d^3 4py^3D^0$ с длиной волны 586,6 нм. Проведено сравнение зависимостей от числа нейтронов значений зарядового радиуса ядер Ti и Ca. В отличие от ядер Ca в ядрах Ti наблюдается непрерывный рост зарядовых радиусов с уменьшением массового числа.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Measurement of Charge Radii for Ti Nuclei by Laser Resonance Fluorescence Method

Yu.P.Gangrsky et al.

The results are presented of the measurements of the charge radii difference for Ti nuclei ($Z = 22$) in the region of the mass number 44—50. The method of laser resonance fluorescence in the parallel atomic beam was used. The values of charge radii differences were obtained from the measurements of the optical shifts in the optical transition $3d^2 4s^2 a^3P \rightarrow 3d^3 4py^3D^0$ on the wave length of 586,6 nm. The comparison of charge radii dependence on neutron number was performed for Ti and Ca nuclei. In contrast to Ca nuclei the continuous raising of charge radii is observed for Ti nuclei at mass number decreasing.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Измерение зарядовых радиусов ядер является одним из направлений исследований их структуры. Эти исследования позволяют получить важные сведения о том, как меняются размеры и форма ядер с изменением в них нуклонного состава. Использование лазерного излучения в этих исследованиях позволяет достигнуть высокой точности измерений и проводить их с ультрамалыми количествами вещества. Поэтому для измерений становятся доступными ядра, лежащие близко к границе нуклонной стабильности и получающиеся в реакциях с низкими сечениями.

*Университет г.Софии, Болгария

В данной работе представлены результаты измерений зарядовых радиусов ядер в одной из интересных областей (между замкнутыми оболочками из 20 и 28 нейтронов) для цепочки изотопов Ti в диапазоне массовых чисел $A = 44-50$. Уже первые измерения в этой области, выполненные для изотопов Ca, показали необычные изменения зарядового радиуса [1]. С ростом числа нейтронов в ядре, начиная с $N = 20$, сначала происходит рост зарядового радиуса, а затем с $N = 44$ — его падение, и зарядовый радиус ядра ^{48}Ca ($N = 28$) становится практически таким же, как и у ^{40}Ca (рис.1). Хотя такое поведение зарядового радиуса и коррелирует с изменением квадрупольной деформации ядра [2], учет только этого эффекта позволяет лишь качественно описать наблюдаемую зависимость. Для правильного количественного описания, по-видимому, необходимо учитывать и другие факторы, такие, как деформации более высоких порядков, толщина и нуклонный состав поверхностного слоя.

Представляет интерес провести измерения зарядовых радиусов и для других ядер в этой области, в первую очередь для изотопов Ti ($Z = 22$), имеющих 2 протона сверх замкнутой оболочки. Кроме того, нейтронодефицитные изотопы Ti характеризуются малой энергией связи протонов, и это может приводить к более широкому пространственному распределению электрического заряда (протонное гало или обогащенный протонами поверхностный слой ядра).

Для определения зарядовых радиусов ядер Ti были проведены измерения изотопических сдвигов в атомных спектрах Ti методом резонансной лазерной флуоресценции. Этот метод основан на резонансном возбуждении атомных уровней лазерным излучением и на регистрации спонтанно испускаемых фотонов при их девозбуждении. Экспериментальная установка была аналогична используемой в наших предыдущих работах по измерениям изотопических сдвигов в атомах редкоземельных элементов [3], Zr [4], Hf [5]. Для возбуждения атомов использовался кольцевой лазер на красителе (380D Spectra Physics), накачиваемый ионным аргоновым лазером непрерывного действия (2030 Spectra Physics). Атомный пучок, формируемый системой коллиматоров, лазерный луч и направление регистрации резонансно-рассеянного излучения были взаимно ортогональными.

Титан относится к трудно испаряемым элементам, поэтому для получения достаточно интенсивного атомного пучка образцы облучались излучением импульсного лазера на иттрий — алюминиевом гранате (ЛТИПЧ-7), работающего в режиме модулированной добротности (длительность импульса составляла 10 нс и мощность излучения в импульсе достигала 5 МВт) [6]. При такой мощности излучения на поверхности образца образовывался высокотемпературный плазменный сгусток из нейтральных атомов, ионов и электронов. При оптимальных условиях облучения выход атомов Ti составлял $\approx 10^{13}$ на один импульс лазера.

Резонансно-рассеянное излучение фокусировалось системой линз на катод фотомножителя (ФЭУ-136), работающего в режиме счета одиночных фотонов. Зависимость от времени интенсивности рассеянных фотонов, синхронизированная со сканированием частоты лазерного излучения, записывалась в памяти персонального компьютера IBM AT286. В измерениях обычно использовался режим многократного сканирования в выбранном интервале частот. Программа накопления информации предусматривала блокировку входа во время скачков частоты лазерного излучения до воз-

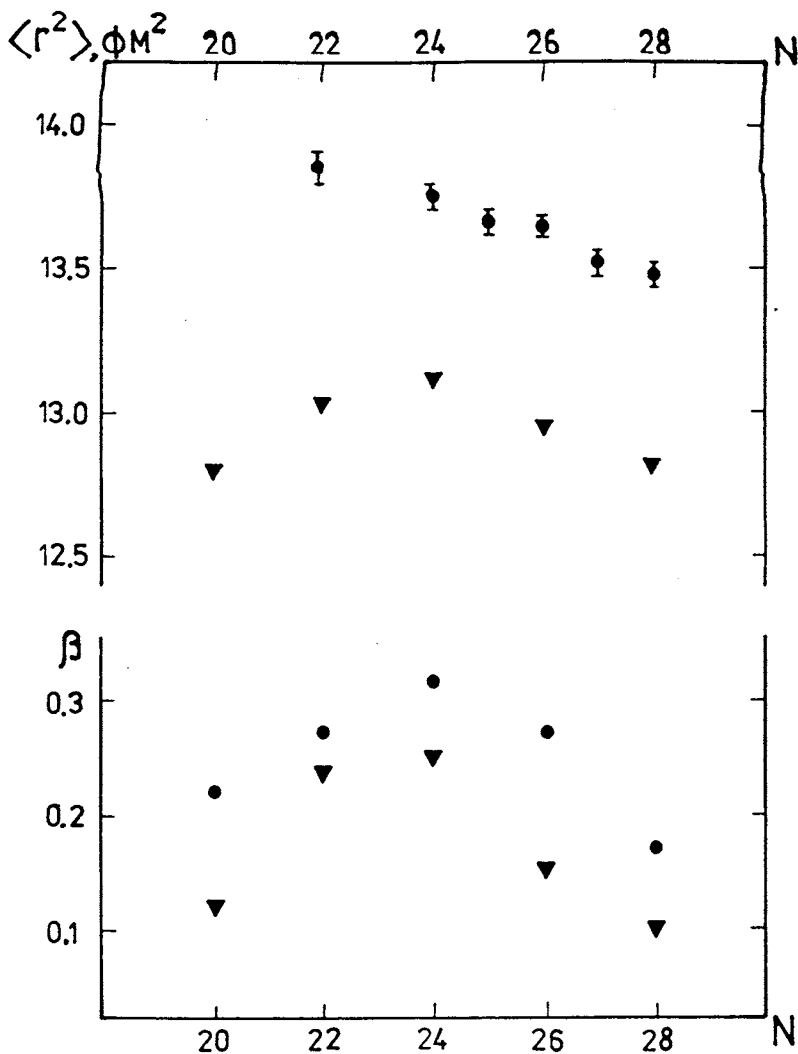


Рис.1. Зависимость среднеквадратичного зарядового радиуса (r^2) (вверху) и параметра квадрупольной деформации от числа нейтронов в ядре для изотопов Ti (○) и Ca (▽)

вращения ее к первоначальному уровню системой стабилизации, что позволяло избегать искажений спектра при сбоях работы лазера. Эффективность установки была такова, что одному импульсу с ФЭУ соответствовало $\approx 10^9$ атомов, вылетевших из изучаемого образца. Она включала долю атомов в выбранном квантовом состоянии и в доплеровском контуре в пределах ширины лазерной линии, потери атомов за счет коллимации, а также эффективность регистрации фотонов ФЭУ.

В измерениях оптических спектров Ti использовались образцы различного вида: пластинка металлического титана натурального изотопного состава, прессованные таб-

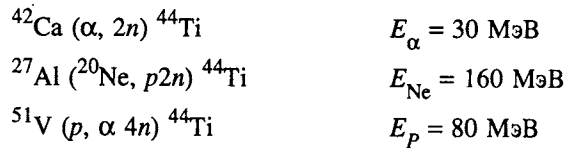
Таблица 1

Уровень	$E, \text{см}^{-1}$	J	Терм.	Конфигурация
нижний	8602	2	$a^3 p$	$3d^2 4s^2$
верхний	25644	3	$y^3 D^0$	$3d^3 4p$

Таблица 2

A, A'	44, 46	46, 48	47, 48	48, 49	48, 50
$\Delta v^{A, A'}, \text{МГц}$	2020(70)	1776(9)	851(11)	883(2)	1670(10)

летки из окислов титана, обогащенные одним из его изотопов и облученные заряженными частицами мишени, содержащие радиоактивный изотоп ^{44}Ti ($T_{1/2} = 47$ лет). Этот изотоп был получен в реакциях:



Используемые из указанных изотопов мишени содержали $\approx 10^{13}$ атомов ^{44}Ti (их концентрация в мишени составляла $\approx 10^{-7}$).

Из анализа проведенных нами ранее исследований оптических спектров Ti [7] для измерений изотопических сдвигов был выбран переход с длиной волны 586,6 нм между уровнями, характеристики которых представлены в табл.1.

На рис.2 дан один из примеров измеренных оптических спектров Ti. В спектрах наблюдаются линии, принадлежащие изотопам с четным массовым числом (^{44}Ti , ^{46}Ti , ^{48}Ti , ^{50}Ti) и компонентам сверхтонкой структуры нечетных изотопов (^{47}Ti , ^{49}Ti). Значения изотопических сдвигов (расстояния между линиями) приведены в табл. 2.

Известно, что величина изотопического сдвига определяется изменением массы ядра и его объема [8]:

$$\Delta v^{A, A'} = F \Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'} + M \frac{A' - A}{AA'}, \quad (1)$$

где $\Delta \langle r^2 \rangle$ — разность среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер с массовыми числами A и A' , F и M — соответственно константы объемного и массового сдвигов. Чтобы из измеренных значений $\Delta v^{A, A'}$ получить значения разностей зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}$, необходимо вычислить константы F и M . Однако в случае Ti, для атомных уровней которого характерны смеси конфигураций, эти вычисления связаны с большими неопределенностями. Поэтому нами применялся другой подход, в котором использовались известные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ для пар изотопов ^{46}Ti – ^{48}Ti и ^{48}Ti – ^{50}Ti ,

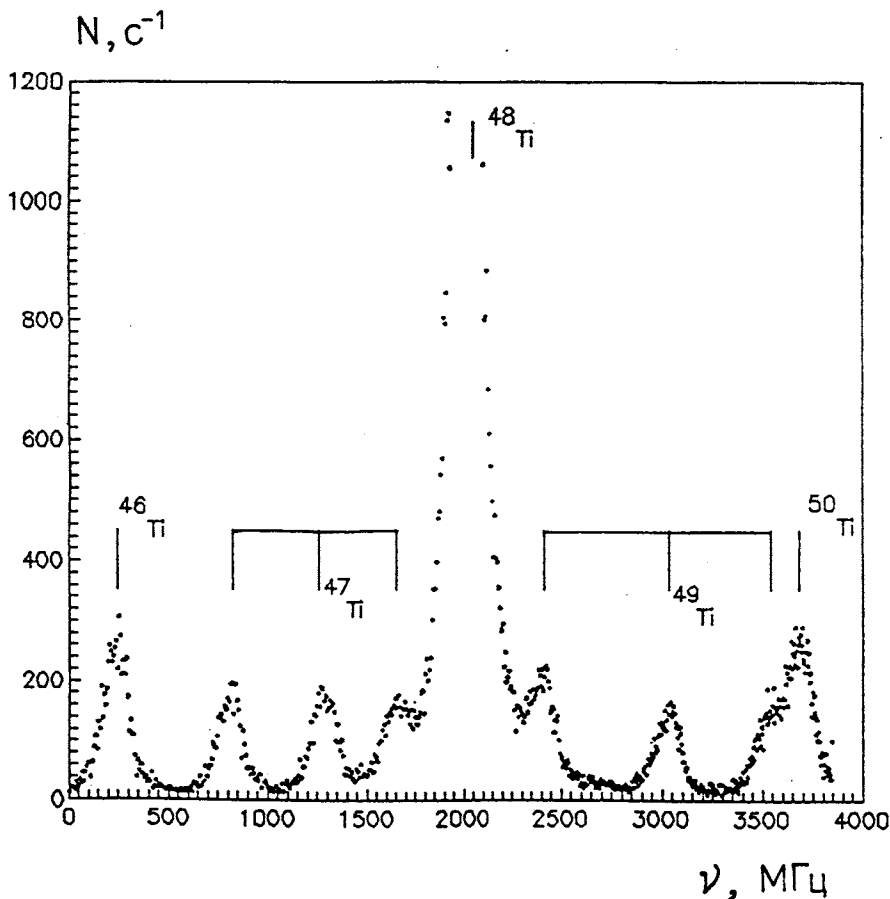


Рис.2. Зависимость интенсивности резонансного лазерного излучения (N) от его частоты (ν)

полученные из совместного анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов и по рентгеновским спектрам мезоатомов [8]. Эти значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ составляют

$$\Delta \langle r^2 \rangle^{46,48} = -0,109(6) \text{ фм}^2 \text{ и } \Delta \langle r^2 \rangle^{48,50} = -0,164(9) \text{ фм}^2. \quad (2)$$

Отрицательные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ означают уменьшение зарядовых радиусов с ростом числа нейтронов в ядре, как и в изотопах Са. Пользуясь этими значениями $\Delta \langle r^2 \rangle$ и измеренными значениями $\Delta \nu$ для пар изотопов ^{46}Ti - ^{48}Ti и ^{48}Ti - ^{50}Ti , можно определить значения констант F и M . Они оказались равными:

$$F = -0,54(11) \frac{\text{ГГц}}{\text{фм}^2}, \quad M = 1895(200) \text{ ГГц}. \quad (3)$$

Эти значения констант позволяют получить величины разностей зарядовых радиусов для всех приведенных в табл.2 пар изотопов.

Поскольку для ядер ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti известны и абсолютные значения зарядовых радиусов [9], то полученные величины $\Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}$ дают возможность определить значения $\langle r^2 \rangle$ для всех ядер Ti в диапазоне $A = 44-50$ и наблюдать их изменение с ростом числа нейтронов в ядре. Такая зависимость наряду с рассмотренной выше для изотопов Ca представлена на рис.2 Видно, что при $N > 24$ эти зависимости подобны — уменьшение зарядовых радиусов с ростом N и с приближением к замкнутой нейтронной оболочке с $N = 28$, что вызывается, очевидно, уменьшением квадрупольной деформации ядра. В то же время при $N < 24$ поведение зависимостей $\langle r^2 \rangle$ от N для Ti и Ca становится различным. Для изотопов Ca значения $\langle r^2 \rangle$ начинают падать с уменьшением N , а для изотопов Ti продолжают расти, хотя для обоих элементов характер изменения квадрупольной деформации одинаков (уменьшение с приближением к замкнутой оболочке с $N = 20$). Возможно, что причиной такого различия являются более низкие значения энергии связи протонов и α -частиц в ядрах Ti по сравнению с ядрами Ca с тем же числом нейтронов. Например, при $N = 22$:

$$\begin{array}{lll} ^{42}\text{Ca} & B_{2p} = 18,1 \text{ МэВ} & B_{\alpha} = 6,8 \text{ МэВ} \\ ^{44}\text{Ti} & B_{2p} = 13,6 \text{ МэВ} & B_{\alpha} = 4,8 \text{ МэВ}. \end{array}$$

Более низкие значения B_{2p} и B_{α} могут приводить к более широкому распределению протонов в ядре, что отражается на значениях их зарядовых радиусов. Представляет большой интерес распространить эти измерения на более легкие изотопы Ti, где этот эффект может проявиться более резко.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжквичу за постоянный интерес к работе, В.А.Халкину и Н.Т.Зайцевой за предоставление облученного образца ванадия и эксплуатационной группе циклотрона У-200 за облучение образцов.

Работа выполнена при фининсовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-06476-а).

Литература

1. Andl A. et al. — Phys. Rev. C, 1982, vol.26, p.2194.
2. Raman S. et al. — ADNDT, 1987, vol.36, p.1.
3. Борисов С.К. и др. — ЖЭТФ, 1987, т.93, с.1545.
4. Гангрский Ю.П. и др. — ЖЭТФ, 1988, т.94, с.9.
5. Анастасов А. и др. — ЖЭТФ, 1994, т.105, с.250.
6. Гангрский Ю.П. и др. — ПТЭ, 1990, т.1, с.168.
7. Anastassov A. et al. — Z. Phys. D, 1994, vol.30, p.275.
8. Heulig K., Steudel A. — ADNDT, 1974, vol.14, p.613.
9. Wohlfart H.D. et al. — Phys. Rev. C, 1981, vol.23, p.533.