

## Исследование схемы селективной фотоионизации $^{177}\text{Lu}$

© А.Б. Дьячков, А.А. Горкунов, А.В. Лабозин, С.М. Миронов,  
Г.О. Цветков, В.Я. Панченко, В.А. Фирсов

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

e-mail: Tsvetkov\_GO@nrcki.ru

Поступила в редакцию 19.07.2018 г.

Методом лазерной фотоионизационной спектроскопии исследована сверхтонкая структура переходов трехступенчатой схемы ионизации лютеция  $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4\ ^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4\ ^4D_{3/2} - (53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$  для изотопов  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{177}\text{Lu}$ . В результате были определены значения констант магнитного дипольного ( $A$ ) и электрического квадрупольного ( $B$ ) взаимодействий, энергии, изотопические сдвиги, радиационные времена жизни уровней  $5d6s7s^4\ ^4D_{3/2}$  и  $(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$ .

DOI: 10.21883/OS.2019.02.47189.212-18

### Введение

Ядерно-физические характеристики радионуклида  $^{177}\text{Lu}$  (период полураспада 6.7 суток, низкая средняя энергия  $\beta$ -частиц 0.133 MeV, мягкое сопутствующее  $\gamma$ -излучение) делают его одним из наиболее перспективных  $\beta$ -излучателей для ядерной медицины. Радиофармпрепараты на основе  $^{177}\text{Lu}$  успешно применяются при диагностике онкологических заболеваний и являются высоко эффективными терапевтическими средствами при лечении рака печени, простаты, кожных покровов [1]. Лютеций в природе представлен двумя изотопами  $^{175}\text{Lu}$  (97.4%) и  $^{176}\text{Lu}$  (2.6%). Изотоп  $^{177}\text{Lu}$  получают искусственно путем нейтронного облучения в ядерном реакторе либо  $^{176}\text{Lu}$  (реакция нейтронного захвата  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma) \rightarrow ^{177}\text{Lu}$ ), либо  $^{176}\text{Yb}$  ( $^{176}\text{Yb}(n, \gamma) \rightarrow ^{177}\text{Yb} \rightarrow ^{177}\text{Lu}(e^-, \bar{\nu})$ ). В зависимости от длительности облучения и интенсивности нейтронного потока содержание радионуклида составляет 0.001–0.1%. Важно отметить, что около 1% атомов  $^{177}\text{Lu}$  представляют собой изомер  $^{177m}\text{Lu}$  с ядром, находящимся в возбужденном состоянии и периодом полураспада 160 суток. Особый интерес для современного метода радиоиммунотерапии представляет так называемый свободный от носителя химически чистый радионуклид  $^{177}\text{Lu}$  с концентрацией выше 20% [2] и минимальным содержанием долгоживущего изомера  $^{177m}\text{Lu}$ .

В ранних работах [3,4] нами была продемонстрирована возможность селективного выделения радиоизотопа  $^{177}\text{Lu}$  методом лазерной фотоионизации. В частности, была разработана и экспериментально опробована эффективная схема селективной фотоионизации лютеция ( $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4\ ^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4\ ^4D_{3/2} - (53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$ ), исследована сверхтонкая структура  $^{177}\text{Lu}$  перехода первой ступени, измерен изотопический сдвиг. В итоге был продемонстрирован уровень селективности процесса лазерной фотоионизации  $^{177}\text{Lu} \sim 10^5$ , что открыло возможность создания нового эффективного и экологичного метода получения

$^{177}\text{Lu}$  из облученного нейтронным потоком металлического лютеция с природным изотопическим составом.

С целью разработки такой технологии в настоящей работе проведено дальнейшее исследование схемы фотоионизации, а именно методом лазерной резонансной ионизационной спектроскопии исследована сверхтонкая структура высоколежащих (второго и третьего) уровней схемы для изотопов  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ , определены изотопические сдвиги и радиационные времена жизни данных уровней. Определение констант сверхтонкой структуры, изотопических сдвигов и времен жизни имеет самостоятельное значение для атомной спектроскопии, одновременно результаты исследований расширяют технологические возможности лазерного метода выделения  $^{177}\text{Lu}$ . Появляется возможность выбора схемы фотоионизации (по разным компонентам сверхтонкой структуры)  $^{177}\text{Lu}$ , при которой процесс может стать селективным не только по отношению к природным изотопам, но и к долгоживущему изомеру.

### Экспериментальная установка

Исследования проводились на установке, предназначенной для экспериментов по лазерной ионизационной спектроскопии в узких коллимированных атомных пучках с возможностью определения изотопного состава фотоионов. Установка состоит из вакуумной камеры с системой откачки, испарителем и квадрупольным масс-спектрометром. Атомный пучок, выходя из испарителя, попадает в источник ионов масс-спектрометра. Для резонансного возбуждения и ионизации атомов используется излучение трех импульсных одномодовых лазеров на красителях (ЛК), накачиваемых лазерами на парах меди. Лазерные лучи пересекают атомный пучок непосредственно в ионизационной камере источника ионов. Направления атомного, лазерного пучков и ионно-оптической оси масс-спектрометра взаимно ортогональны. Регистрация ионов в масс-спектрометре

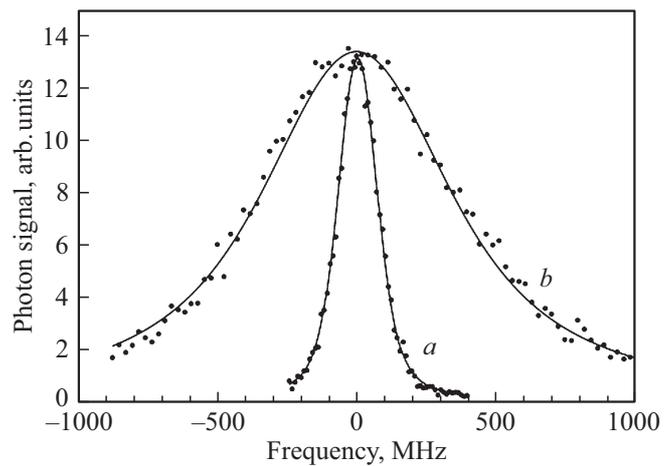
производится вторично-электронным умножителем. Для контроля длины волны генерации ЛК используются прецизионные измерители длины волны. Управление установкой и регистрация данных осуществляется в режиме on-line. Программное обеспечение, реализованное в среде LabView (National Instruments), выполняет необходимые действия: принимает данные от измерителей длин волн, сигналы с ВЭУ и с помощью блока сопряжения изменяет управляющее напряжение, перестраивая либо стабилизируя по длине волны генерации каждый ЛК. Технические параметры и особенности экспериментальной установки детально изложены в работе [3].

### Экспериментальные результаты

#### Сверхтонкая структура и изотопические сдвиги уровней

В ходе исследования сверхтонкой структуры второго перехода  $5d6s6p^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2}$  лазер первой ступени последовательно настраивался по длине волны на каждую из линий ( $F \rightarrow F$ ) сверхтонкой структуры перехода  $5d6s^2^2D_{3/2} - 5d6s6p^4F_{5/2}^o$  [3] и стабилизировался. Лазер второй ступени сканировался по длине волны в окрестности  $5305 \text{ \AA}$  и в резонансе с переходом переводил атомы на уровень  $5d6s7s^4D_{3/2}$ , лазер третьей ступени ( $6100 \text{ \AA}$ ) ионизировал атомы в континуум. В ходе каждого сканирования регистрировалось от одного до трех пиков фотоионизации (переходы с  $\Delta F = 0, \pm 1$ ). По равенству энергии квантов возбуждения с учетом сверхтонкого расщепления  $\Delta_F$  основного уровня  $5d6s^2^2D_{3/2}$  [5] были определены пики, соответствующие переходам на общие верхние подуровни  $F$ . Количество таких пиков, их расположение на спектрах позволило идентифицировать квантовые числа  $F$  нижнего и верхнего подуровней всех линий сверхтонкой структуры (СТС) второго перехода для изотопов  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{177}\text{Lu}$  (по 12 линий). В ходе исследования СТС третьего перехода  $5d6s7s^4D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$  лазеры первых двух ступеней стабилизировались на известных длинах волн, лазер третьей ступени сканировался вблизи автоионизационного перехода  $6180 \text{ \AA}$ . По той же методике были идентифицированы все линии СТС третьего перехода. На рис. 1 приведены записи фотоионных сигналов  $^{176}\text{Lu}$  на линиях  $(4.5 \rightarrow 5.5)$  и  $(5.5 \rightarrow 6.5)$  второго и третьего переходов соответственно. Для того чтобы избежать влияния двухфотонных процессов на точность измерения фотоионизационных максимумов, импульсы лазера второй ступени были задержаны относительно импульсов первой ступени, а импульсы третьей ступени в свою очередь задержаны относительно второй ступени на величину длительности импульса  $20 \text{ ns}$ .

Сверхтонкое расщепление атомных уровней (энергетическое смещение подуровней относительно центра тяжести  $\Delta_F$ ) описывается с помощью констант магнитного дипольного ( $A$ ) и электрического квадрупольного ( $B$ )



**Рис. 1.** Фотоионный сигнал  $^{176}\text{Lu}$  (●) при сканировании (a) частоты генерации лазера второй ступени вблизи перехода  $5d6s6p^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2}$  ( $4.5 \rightarrow 5.5$ ;  $5350 - 5760 \text{ \AA}$ ) и (b) лазера третьей ступени вблизи перехода  $5d6s7s^4D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$  ( $5.5 \rightarrow 6.5$ ;  $6180.0215 \text{ \AA}$ ). Сплошные линии — контуры Фойгта с ширинами  $150$  и  $900 \text{ MHz}$  (FWHM) соответственно.

взаимодействий и зависит от полного момента электронов  $J$ , спина ядра  $I$  и полного атомного момента  $F$  [6]:

$$\Delta_F = \frac{A}{2} K + \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{IJ(2I-1)(2J-1)},$$

где  $K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ .

Для каждой линии СТС конкретного перехода можно записать ,

$$\Delta E + \Delta_{F'} - \Delta_F - 1/\lambda_{FF'} = 0, \tag{1}$$

где  $\Delta E \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  — энергия между центрами тяжести уровней перехода,  $\lambda_{FF'} \text{ (cm)}$  — длина волны линии  $F \rightarrow F'$ .

Система (1) была решена относительно констант  $A$ ,  $B$  и  $\Delta E$  по всем СТС-линиям переходов  $5d6s6p^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2}$  и  $5d6s7s^4D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$  методом наименьших квадратов. Результаты расчета для  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{177}\text{Lu}$  приведены в табл. 1. Погрешность измерений констант и изотопических сдвигов уровней определялась погрешностью в определении длин волн СТС-линий относительно друг друга, которая во всех экспериментах не превысила значение  $\pm 0.0003 \text{ \AA}$ . Для точного нахождения „центра“ каждого перехода экспериментальные точки аппроксимировались контуром Фойгта с использованием метода наименьших квадратов (рис. 1). Погрешность в определении абсолютных значений энергии уровней включала абсолютную ошибку измерений длин волн прибором LM-007 (Laser 2000, GmbH):  $\pm 0.0005 \text{ \AA}$ .

Низкое содержание изомера ( $\leq 10^{-7}$ ) не позволило экспериментально исследовать его СТС. Константы

**Таблица 1.** Энергия, изотопические сдвиги и константы сверхтонкого расщепления уровней схемы фотоионизации для  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ ,  $^{177m}\text{Lu}$ . Символом \* отмечена расчетная оценка согласно [5]

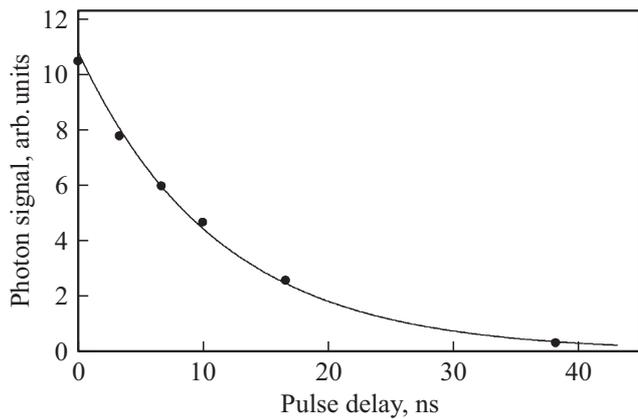
Уровень	Изотоп	Энергия, $\text{cm}^{-1}$	$A$ , MHz	$B$ , MHz	Изотопический сдвиг относительно $^{175}\text{Lu}$ , MHz	Ссылки
$5d6s^2\ ^2D_{3/2}$	175	0	194.4 (7)	1509 (6)	0	[5]
	176	0	137.6 (5)	2132 (11)	0	[5]
	177	0	194.9 (6)	1467(5)	0	[5]
	177m	0	61.2 (3)	2472 (11)	0	[5]
$5d6s6p^4F_{5/2}^o$	175	18504.5864 (21)	987.5 (2.2) 987.35 (12)	1103 (43) 1117.9 (2.0)	0	[7]
	176	18504.5733 (19)	697.8 (0.8) 698.25 (15)	1566 (29) 1572.2 (3.0)	-390 (14) -388.8 (11)	[7,8]
	177	18504.5463 (22)	988.8 (2.8)	1059 (55)	-1201(20)	
	177m	18504.5593 (69)*	310.6 (2.2)*	1822 (8)*	-815(160)*	
$5d6s7s^4D_{3/2}$	175	37194.0202 (26)	1105.2 (2.8)	74 (33)	0	
	176	37194.0149 (22)	781.0 (1.3)	78 (30)	-160 (30)	
	177	37194.0007 (27)	1107.6 (5.8)	48 (46)	-605 (46)	
	177m	—	348 (3)*	106 (37)*	—	
$(53375\ \text{cm}^{-1})_{1/2}^o$	175	53375.0494 (35)	1752 (18)	0	0	
	176	53375.0421 (27)	1240.5 (5.6)	0	-201 (55)	
	177	53375.0217 (41)	1764 (22)	0	-822 (81)	
	177m	—	553 (8)*	0	—	

сверхтонкого расщепления для  $^{177m}\text{Lu}$  были получены расчетным путем с учетом того факта, что отношения констант верхних и нижних уровней ( $A'/A$ ,  $B'/B$ ) переходов должны быть одинаковы для всех изотопов в пределах сверхтонкой магнитной аномалии [9]. В расчетах были использованы усредненные по изотопам  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{177}\text{Lu}$  значения  $A'/A$  для переходов первой, второй и третьей ступеней (5.076(11), 1.119(3), 1.59(1) соответственно) и  $B'/B$  (0.737(3), 0.06(2), 0).

Изотопический сдвиг на переходе первой ступени возбуждения  $5d6s^2 \rightarrow 5d6s6p$  определяется полевой составляющей (массовая составляющая мала и не превышает 20 MHz [10]). Полевой сдвиг обусловлен изменением размеров распределения заряда в ядрах  $\delta\langle r^2 \rangle$  соответствующих изотопов. Согласно [5], разность среднеквадратичных зарядовых радиусов  $\delta\langle r^2 \rangle$  для изотопов  $^{177m}\text{Lu}$  и  $^{175}\text{Lu}$  приблизительно в 2 раза больше, чем для  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{175}\text{Lu}$ , из чего следует, что изотопический сдвиг  $^{177m}\text{Lu}$  по отношению к  $^{175}\text{Lu}$  превышает сдвиг между  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{175}\text{Lu}$  также в два раза. Изотопический сдвиг уровня  $5d6s6p^4F_{5/2}^o$  для  $^{176}\text{Lu}$  известен -388.8 MHz [8], поэтому расчетная оценка изотопического сдвига  $^{177m}\text{Lu}$  составила -815(160) MHz.

#### Времена жизни уровней

Первое возбужденное состояние  $5d6s6p^4F_{5/2}^o$  является долгоживущим  $\tau = 472(24)\ \text{ns}$  [11], поскольку радиационный распад возможен только на уровни другой мультиплетности:  $5d6s^2\ ^2D_{3/2}$  ( $0\ \text{cm}^{-1}$ ) и  $5d6s^2\ ^2D_{5/2}$  ( $1993\ \text{cm}^{-1}$ ). Информации о времени жизни второго возбужденного состояния  $5d6s7s^4D_{3/2}$  в научной литературе не найдено. Согласно [12], в спектральном диапазоне 5057–7758 Å существует семь каналов быстрого дипольного распада данного уровня, поэтому время жизни должно быть коротким — порядка  $\sim 1-10\ \text{ns}$  [11]. Время жизни уровня  $5d6s7s^4D_{3/2}$  определялось в эксперименте. Лазерные импульсы первой и второй ступени возбуждения (совмещены во времени) при средней плотности мощности в лучах  $\sim 10\ \text{mW/cm}^2$  заметно заселяли данный уровень. По окончании импульсов возбуждения в рабочий объем поступал ионизирующий импульс (третья ступень). Величина фотоионного сигнала была пропорциональна заселенности уровня  $5d6s7s^4D_{3/2}$  на момент прихода импульса. Измерения фототока производились при разных временных задержках импульса ионизации, для чего в тракте луча использовалась пространственная линия задержки переменной длины (до 12 м или 40 ns). Для того чтобы снизить влияние неизбежных



**Рис. 2.** Зависимость фотоионного сигнала  $^{175}\text{Lu}$  от величины временной задержки импульса лазера третьей ступени и аппроксимирующая кривая  $y = 10.8 \exp(-x/11.5)$ .

вариаций плотности мощности луча ионизации, возникающих в ходе эксперимента (из-за расходимости луча и условий его пространственного сведения), средняя плотность мощности в луче ионизации была установлена на уровне насыщения соответствующего перехода ( $\sim 2.5 \text{ W/cm}^2$ ) [3]. На рис. 2 приведены значения фотоионного сигнала при разных задержках импульса ионизации. Экспериментальные точки хорошо легли на экспоненциальную кривую распада с временной постоянной  $\tau = 11.5(5) \text{ ns}$ .

Профиль перехода определяется естественной шириной нижнего и верхнего уровней исследуемого перехода, шириной лазерной линии, доплеровским уширением в атомном паре. Так как вклад доплеровского и лазерного уширения в профили обоих сигналов был приблизительно одинаков, а естественное уширение линии перехода  $5d6s6p^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2}$  (рис. 1, a) определяется короткоживущим верхним уровнем, зарегистрированное расширение профиля линии перехода  $5d6s7s^4D_{3/2} - \text{АИС} (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$  (рис. 1, b) на  $728 \text{ MHz}$  связано только с естественным уширением верхнего уровня и соответствует радиационному времени его жизни:  $\tau = 0.21(4) \text{ ns}$ .

### Обсуждение результатов

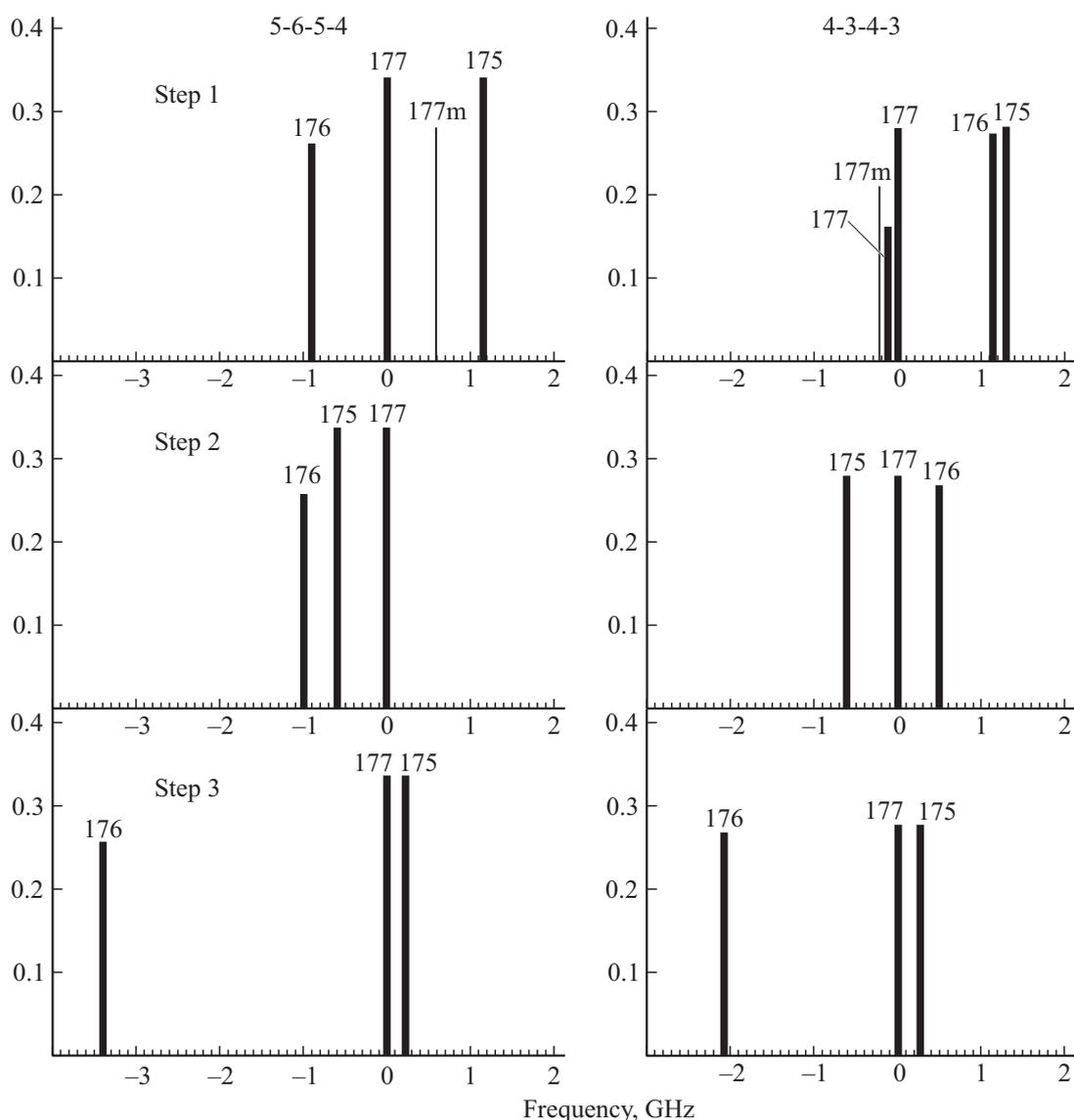
Селективность в случае лазерного метода разделения изотопов есть отношение вероятностей фотоионизации целевого и нецелевых изотопов. Очевидно, что для эффективного выделения изотопа с начальной концентрацией  $10^{-4} - 10^{-5}$  селективность процесса его ионизации должна превышать уровень  $10^5$ . Эксперименты по лазерной фотоионизации изотопов  $^{150}\text{Nd}$  и  $^{63}\text{Ni}$  [13,14], результаты лазерного выделения  $^{176}\text{Yb}$  и  $^{168}\text{Yb}$  [15] показывают, что для достижения уровня селективности  $10^5$  необходимо, чтобы возбуждение целевого изотопа было селективным на всех ступенях схемы фотоио-

**Таблица 2.** Селективные схемы фотоионизации  $^{177}\text{Lu}$  (по компонентам СТС). Для каждой схемы указаны ближайшие по частотам каналы возбуждения изотопов  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{177m}\text{Lu}$  и частотные расстояния до  $^{177}\text{Lu}$  на всех ступенях ионизации. Для  $^{177m}\text{Lu}$  приведена расчетная оценка для первой ступени с погрешностью  $\pm 160 \text{ MHz}$  [5].

Схема (канал ионизации) $F \rightarrow F$	Сдвиг частоты (относительно $^{177}\text{Lu}$ ) по ступеням возбуждения, МГц		
	$^{175}\text{Lu}$	$^{176}\text{Lu}$	$^{177m}\text{Lu}$
5-6-5-4	5-6-5-4 1192; -587; 212	7.5-8.5-7.5-6.5 -904; -1948; -3550	13-14 575
5-5-5-4	5-5-5-4 1192; -618; 212	6.5-7.5-7.5-6.5 257; -1446; -3550	12-12 -31
4-5-4-3	5-5-4-3 -873; -618; 267	8.5-8.5-7.5-6.5 1058; -1980; -2074	13-13 -10
4-3-4-3	4-3-4-3 1222; -618; 267	7.5-6.5-7.5-6.5 1048; 493; -2074	10-10 -226
3-4-3-4	4-4-3-4 863; -587; 212	8.5-7.5-6.5-7.5 -401; -2316; 1587	12-12 -514
2-3-4-3	2-3-4-3 1202; -618; 267	7.5-6.5-7.5-6.5 1171; 493; -2074	10-10 -103
2-1-2-3	2-1-2-3 1233; -629; 244	5.5-5.5-6.5-6.5 1685; 2232; -3935	13-14 1664

низации (изотопический сдвиг  $> 0.5 - 1 \text{ GHz}$  на всех переходах). Изотопы  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{177}\text{Lu}$  и  $^{177m}\text{Lu}$  имеют ненулевой спин ядра, поэтому селективность возбуждения наряду с величинами изотопических сдвигов определяется СТС переходов. Из-за сверхтонкого расщепления уровней трехступенчатой схемы  $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2} - (53375 \text{ cm}^{-1})_{1/2}^o$  ионизация любого изотопа может проходить по 37 собственным частотным каналам возбуждения. Очевидно, что существует вероятность наложения частот целевого и нецелевых изотопов на разных ступенях возбуждения, что неизбежно ведет к снижению селективности в данном канале ионизации. Наложение ряда линий целевого изотопа  $^{177}\text{Lu}$  с линиями  $^{175}\text{Lu}$  и  $^{176}\text{Lu}$  на первой ступени наглядно было продемонстрировано в работе [3]. На основе проведенных исследований СТС переходов всех ступеней схемы ионизации был определен ряд селективных каналов возбуждения  $^{177}\text{Lu}$  (табл. 2, рис. 3).

Наиболее селективными по отношению к  $^{175}\text{Lu}$  (содержание 97.4%) оказались пять каналов ионизации со схожими частотными сдвигами. Для каждого из этих каналов ближайшим являлся аналогичный канал ионизации  $^{175}\text{Lu}$ , а частотные расстояния до ближайших линий  $^{175}\text{Lu}$  по ступеням составляют в среднем 1.2,  $-0.6$  и  $0.2 \text{ GHz}$ , что объясняется подобием сверхтонких структур изотопов с одинаковыми ядерными спинами ( $I = 7/2$ ) и близкими значениями маг-



**Рис. 3.** Сдвиг частот ближайших линий изотопов  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{177m}\text{Lu}$  относительно  $^{177}\text{Lu}$  на всех ступенях в каналах ионизации 5-6-5-4 и 4-3-4-3. Высота меток соответствует относительной заселенности нижних подуровней.

нитных дипольных моментов:  $\mu^{177} = 2.2384(14)\mu_N$  [16],  $\mu^{175} = 2.2323(11)\mu_N$  [17]. Очевидно, что каналы ионизации 3-4-3-4 и 4-5-4-3 менее селективны из-за присутствия на первой ступени близкой линии возбуждения  $^{175}\text{Lu}$  на один с  $^{177}\text{Lu}$  подуровень (с другого нижнего подуровня). На переходах 2–2, 3–2, 4–4, 5–4 частотное расстояние до ближайших линий  $^{175}\text{Lu}$  и  $^{176}\text{Lu}$  оказалось мало ( $< 100$  MHz), поэтому соответствующие каналы ионизации не рассматривались.

СТС  $^{176}\text{Lu}$  (2.6%) отличается от структуры целевого изотопа  $^{177}\text{Lu}$  ( $I = 7$ ;  $\mu^{176} = 3.169(5)\mu_N$  [17]). В результате при относительно небольшом сдвиге частот на первом переходе (0.3–0.4 GHz) удалось найти каналы ионизации со сдвигами 2–3 GHz на последующих ступенях (5-5-5-4 и 3-4-3-4, табл. 2). По отношению к изомеру  $^{177m}\text{Lu}$  каналы 5-6-5-4, 3-4-3-4 и 2-1-2-3 селек-

тивны на первой ступени. Другие каналы из табл. 2 также могут оказаться достаточно селективными. Дело в том, что содержание изомера крайне мало, и соответственно требования к селективности фотоионизации  $^{177}\text{Lu}$  снижаются на несколько порядков. Из-за различий в СТС изотопов ( $I = 23/2$ ;  $\mu^{177m} = 2.337(13)\mu_N$  [18]) существует вероятность того, что переходы второй и/или третьей ступени окажутся селективными.

Следует особо отметить канал ионизации 4-3-4-3 (рис. 3), где рядом с линией  $4 \rightarrow 3$  на расстоянии 120 MHz находится линия  $2 \rightarrow 3$ . При настройке частоты генерации лазера первой ступени, например между линиями  $4 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 3$ , при спектральной ширине генерации 100–150 MHz (FWHM) и в режиме насыщения перехода возможен перевод атомов на подуровень  $F = 3$  одновременно с двух нижних подуровней  $F = 4$  и  $F = 2$ .

Относительные заселенности данных подуровней 0.28 и 0.16, поэтому доля атомов, участвующих в процессе фотоионизации, может быть увеличена до 44%.

## Заключение

Исследование СТС переходов для различных изотопов показывает, что разработанная схема фотоионизации лютеция  $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p\ ^4F_{5/2}^o - 5d6s7s^4D_{3/2} - (53375\text{ см}^{-1})_{1/2}^o$  предоставляет широкий спектр возможностей для разработки лазерного фотоионизационного метода получения радионуклида  $^{177}\text{Lu}$ . Здесь можно упомянуть и уже экспериментально опробованный канал 5-6-5-4, позволяющий получить селективность  $10^5$  [3,4], и перспективные каналы, потенциально позволяющие увеличить селективность и эффективность фотоионизации. Полученные данные позволяют делать выбор канала в зависимости от требований по селективности и эффективности фотоионизации, а также разрабатывать комбинированные каналы для конкретного технологического применения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-13-01180).

Авторы выражают благодарность С.С. Арзуманову, Ю.Н. Панину, Ю.В. Вязовецкому, Д.Ю. Чувилину и О.В. Михину за помощь в подготовке образца  $^{177}\text{Lu}$ .

## Список литературы

- [1] *Cutler C.S., Smith C.J., Ehrhardt G.J., Tyler T.T., Jurisson S.S.* // *Cancer Biotherapy Radiopharmaceuticals*. 2000. V. 15. P. 531.
- [2] *Breeman W.A., de Zanger R.A., Chan H.S., Blois E.* // *Curr. Radiopharm.* 2015. V. 8 (2). P. 119.
- [3] *D'yachkov A.B., Firsov V.A., Gorkunov A.A., Labozin A.V., Mironov S.M., Panchenko V.Y., Semenov A.N., Shatalova G.G., Tsvetkov G.O.* // *Appl. Phys. B*. 2015. V. 121. P. 425.
- [4] *Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Миронов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О.* // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46 (6). С. 574.
- [5] *Georg U., Borchers W., Keim M., Klein A., Lievens P., Neugart R., Neuroth M., Rao P.M., Schulz Ch. and the ISOLDE Collaboration.* // *Eur. Phys. J. A*. 1998. V. 3. P. 225.
- [6] *Woodgate G.K.* *Elementary Atomic Structure*. 2nd ed. Oxford University Press, 1989.
- [7] *Kuhnert A., Nunnemann A., Zimmermann D.* // *J. Phys. B*. 1983. V. 16. P. 4299. doi 10.1088/0022-3700/16/23/013.
- [8] *Jin W., Wakasugi M., Inamura T., Murayama T., Wakui T., Katsuragawa H., Ariga T., Ishizuka T., Koizumi M., Sugai I.* // *Phys.Rev. A*. 1994. V. 49. P. 762. doi 10.1103/PhysRevA.49.762.
- [9] *Persson J.R.* // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2013. V. 99. P. 62.
- [10] *Witte S., van Duijn E.J., Zinstok R., Hogervorst W.* // *Eur. Phys. J. D*. 2002. V. 20. P. 159. doi 10.1140/epjd/e2002-00118-y
- [11] *Fedchak J.A., Den Hartog E.A., Lawler J.E., Palmeri P., Quinet P., Biemont E.* // *Astrophys. J*. 2000. V. 542. P. 1109.
- [12] *Meggers W.F., Corliss C.H., Scribner, Bourdon F.* *Tables of Spectral-line Intensities Arranged by Elements*, NBS Monograph, 1975. Part 1.
- [13] *Бабичев А.П., Григорьев И.С., Григорьев А.И., Доровский А.П., Дьячков А.Б., Ковалевич С.К., Кочетов В.А., Кузнецов В.А., Лабозин В.П., Матрахов А.В., Цветков Г.О., Никулин С.А., Песня А.В., Тимофеев Н.И., Фирсов В.А., Шаталова Г.Г.* // *Квантовая электроника*. 2005. Т. 35 (10). С. 879.
- [14] *Цветков Г.О., Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Миронов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А.* // *Квантовая электроника*. 2017. Т. 47 (1). С. 48. doi 10.1070/QEL16241
- [15] *Park H., Kwon D.H., Cha Y.H., Kim T.S., Han J., Kon K.H., Jeong D.Y., Kim C.J.* // *J. Nucl. Sci. Techn.* 2008. Supp. 6. P. 111.
- [16] *Petersen F.R., Shugart H.A.* // *Phys. Rev.* 1962. V. 126. P. 252.
- [17] *Brenner T., Buettgenbach S., Rupprecht W., Traeber F.* // *Nucl. Phys. A*. 1985. V. 440. P. 407.
- [18] *Konig C., Hinfurtner B., Hang E., Zech E., Eder R.* // *Phys. Rev. C*. 1996. V. 54. P. 1027.
- [19] *Axner O., Gustafsson J., Omenetto N., Winefordner J.D.* // *Spectrochimica Acta B*. 2004. V. 59. P. 39.