

539.186

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ

Я. Ф. Веролайнен, А. Я. Николаич

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	305
2. Теоретические соотношения	307
3. Обзор экспериментальных и теоретических значений времен жизни возбужденных состояний атомов I группы	308
а) Водород (308). б) Щелочные металлы (подгруппа Li I) (310). 1) 2P -состояния (310); 2) Уровни, не связанные с основным состоянием оптическими переходами (315); 3) Автоионизационные состояния (320). в) Медь, серебро, золото (322).	
4. Закономерности в радиационных временах жизни возбужденных состояний атомов I группы	324
5. Таблица рекомендуемых значений радиационных времен жизни возбужденных состояний атомов I группы	331
6. Заключение	334
Цитированная литература	335

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие фундаментальных и прикладных исследований в области квантовой электроники, физики плазмы, астрофизики, физики верхних слоев атмосферы, квантовой химии требует знания радиационных атомных констант — средних времен жизни возбужденных состояний (τ_k), вероятностей спонтанных переходов (A_{ik}), сил осцилляторов (f_{ki}).

Интерес к определению радиационных времен жизни, связанный с потребностями в знании абсолютных вероятностей переходов, а также потребностями физики элементарных процессов с участием возбужденных атомов и ионов, привел к развитию новых эффективных экспериментальных методов измерения τ_k , таких, как метод задержанных совпадений и метод пучок — фольга, а также к усовершенствованию старых, классических методов Ханле и сдвига фаз. С другой стороны, появление современных быстродействующих электронно-вычислительных машин способствовало развитию и применению к конкретным атомным системам теоретических методов определения радиационных времен жизни. Однако, ввиду приближенного характера расчетов атомных структур, квантовомеханические методы не всегда с большой точностью позволяют вычислить времена жизни возбужденных состояний. Особенно это относится к тяжелым атомам, имеющим сложные электронные оболочки. Следует также отметить, что теоретические методы не обладают внутренними надежными критериями точности расчетов. Но и экспериментальные методы не свободны от источников случайных и систематических ошибок. В этой связи представляется совершенно необходимым для выявления наиболее достоверного значения радиационного времени жизни сопоставление результатов, полученных различными методами, как экспериментальными, так и теоретическими.

В результате интенсивного развития и применения различных методов определения радиационных времен жизни, наблюдающихся в последние 15 лет (рис. 1), к настоящему времени накоплена обширная информация о τ_k возбужденных состояний атомов и ионов. Однако полнота данных и их достоверность для разных атомов и разных возбужденных состояний далеко неравнозначны. Есть атомные состояния, исследованию которых посвящены десятки работ (нижние состояния ртути, неона, гелия и некоторые другие), а есть атомы, времена жизни возбужденных состояний

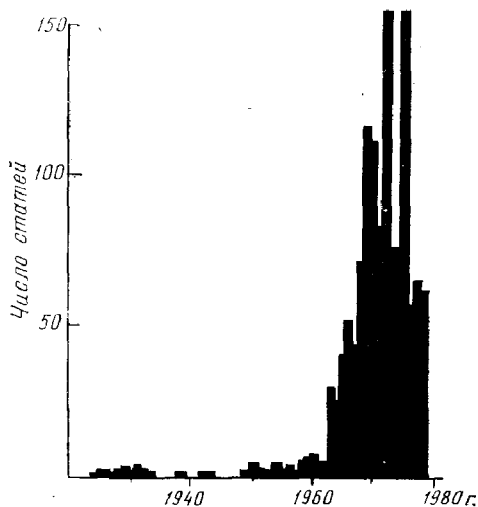


Рис. 1. Распределение работ по определению времен жизни возбужденных состояний атомов по годам.

которых почти не изучены (подгруппы меди, фтора, скандия, титана и др). С другой стороны, работы, выполненные разными методами и в разное время, зачастую дают значительно различающиеся данные о времени жизни. Сведения о радиационных временах жизни публикуются в десятках различных журналов, докладах конференций, препринтах и т. д., часто труднодоступных и остающихся вне поля зрения большинства «потребителей». Однако в литературе до сих пор нет полного обзора всех работ по определению τ_k , который бы систематически охватывал все возбужденные состояния атомов всех групп Периодической системы. Имеющиеся обзоры посвящены отдельным наиболее интересным с точки зрения практики атомам и состояниям. Только для атомов группы лантаноидов име-

ется полная сводка опубликованных до 1978 г. значений радиационных времен жизни¹⁻². Обзор экспериментальных результатов по определению времен жизни некоторых возбужденных состояний отдельных атомов третьего и четвертого периодов (NaI, MgI, AlI, ArI, FeI, NiI, ZnI) дан в³. Полная сводка всех экспериментальных и теоретических значений τ_k атома гелия до 1975 г. приведена в⁴. Времена жизни автоионизационных состояний гелия рассмотрены в⁵.

Более систематизированы и полны имеющиеся обзоры вероятностей переходов A_{ki} и сил осцилляторов f_{ik} ⁶⁻⁸. Однако обзоры⁶⁻⁸ не дают возможности определения необходимого значения τ_k с достаточной точностью по нескольким причинам. Во-первых, они не всегда содержат сведения по всем возможным переходам с данного возбужденного состояния, необходимые для пересчета радиационного времени жизни. Во-вторых, обзоры⁶⁻⁸ в известной степени уже устарели: обзор⁶, посвященный вероятностям переходов первых десяти элементов, включает работы до 1963 г., обзор⁷ — элементов с 11 по 20 доведен до 1969 г., обзор⁸ вероятностей переходов и сил осцилляторов 70 элементов выполнен в 1968 г. Поэтому основная масса результатов, вошедших в эти обзоры, получена несовершенными с современной точки зрения методиками, содержащими скрытые источники возможных систематических ошибок. Особенно сильное расхождение, как неоднократно отмечалось в литературе, наблюдается между данными, полученными современными методами, и данными⁸. Так, например, последние измерения τ_k возбужденных состояний FeI и CoI методом временного анализа с селективным лазерным возбуждением⁹ дали результаты, от 3 до 20 раз отличающиеся от значений, полученных из данных⁸.

Исходя из вышеперечисленных аспектов, нам кажется своевременным и необходимым создание обзора всех данных по радиационным временам жизни возбужденных состояний атомов с целью: во-первых, выяснить, что к настоящему времени уже сделано и что необходимо еще сделать; во-вторых, найти общие закономерности, связывающие времена жизни уровней внутри атома и аналогичных уровней атомов внутри подгруппы Периодической системы элементов; в-третьих, на основе анализа и соответствующей статистической обработки имеющихся данных, анализа условий эксперимента, в которых они были получены, а также закономерностей изменения τ_k , получить наиболее вероятные значения радиационных времен жизни, которые можно рекомендовать для использования. Сознавая, что создание обзора по всем атомам — дело трудоемкое и требующее большой затраты времени, мы приняли решение создавать обзор по группам Периодической системы элементов. Такое решение, во-первых, ускоряет выход отдельной законченной части работы, во-вторых, обзор работ, посвященных сходным атомам, облегчается, с одной стороны, общностью экспериментального подхода, а с другой, — общностью закономерностей изменения τ_k в атомах с аналогичной системой уровней.

Данный обзор посвящен радиационным временам жизни возбужденных состояний атомов первой группы Периодической системы элементов. Обзор доведен до июня 1981 г.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Радиационное время жизни возбужденного состояния атома τ_k есть время, за которое число N_k атомов, находящихся в возбужденном состоянии k , уменьшится за счет спонтанных переходов до $1/e$ части своего первоначального значения ($e = 2,71828$). Спонтанный переход атома из состояния k в нижнее состояние i , сопровождающийся излучением фотона, характеризуется атомной константой — вероятностью перехода A_{ki} . Понятие вероятности перехода впервые ввел Эйнштейн¹⁰, который рассматривал радиационный процесс по аналогии с процессом радиоактивного распада. Число спонтанных переходов в единицу времени для N_k атомов будет $N_k A_{ki}$. А скорость спонтанного распада N_k атомов из состояния k во все нижние состояния i

$$\frac{dN_k}{dt} = -N_k \sum_i A_{ki}. \quad (1)$$

Отсюда, по определению, радиационное время жизни τ_k вводится как

$$\tau_k = \frac{1}{\sum_i A_{ki}}. \quad (2)$$

В случае, когда имеется лишь один переход из состояния k на основное состояние i (резонансный переход), время жизни τ_k однозначно связано с силой осциллятора f_{ik} и с силой линии s_{ki} :

$$\tau_k = 1,499 \cdot 10^{-16} \lambda^3 \frac{q_k}{q_i} \frac{1}{f_{ik}}, \quad (3)$$

$$\tau_k = 4,935 \cdot 10^{-19} q_k \lambda^3 \frac{1}{s_{ki}}, \quad (4)$$

где q_k и q_i — статистические веса верхнего и нижнего состояний, λ — длина волны перехода в ангстремах.

Радиационные времена жизни возбужденных состояний атомов обычно находятся в диапазоне $10^{-6} - 10^{-9}$ с, исключения составляют метастабильные состояния, для которых времена жизни могут достигать секунды и больше, и автоионизационные состояния, времена жизни которых могут быть $\ll 10^{-9}$ с.

Соотношения (1), (2) справедливы при отсутствии абсорбции, индуцированного излучения, эффектов столкновений и т. д. При применении же экспериментальных методов определения τ_h все эти эффекты в той или иной степени могут присутствовать. Поэтому при анализе экспериментальных результатов важно обращать внимание на условия эксперимента и специфические особенности применяемого метода.

3. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЗНАЧЕНИЙ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ I ГРУППЫ

Здесь мы не преследуем цели дать подробный обзор всех существующих работ по определению значений τ_h атомов I группы, а также методов, которыми они были выполнены; это заняло бы слишком много места, а, кроме того, в литературе имеется много хороших критических обзоров методов определения радиационных времен жизни. Поэтому мы приводим лишь полную сводку всех известных к настоящему времени экспериментальных и теоретических результатов с кратким комментарием по каждому из атомов, более подробно рассматривая случаи значительных расхождений данных, полученных в разных работах.

При исследовании τ_h атомов I группы использовались все известные в настоящее время экспериментальные и теоретические методы определения τ_h . В литературе имеется несколько общих обзоров экспериментальных методов ^{11,12}, а также подробные обзоры отдельных наиболее плодотворных методов, таких, как метод задержанных совпадений (ЗС) ¹³, метод пучок — фольга (пучок — газ) (ПФ, ПГ) ¹⁴, метод Ханле или пересечения уровней (Х, ПУ) ^{15,16}, метод сдвига фаз (СФ) ¹⁷. Теоретические методы (T) рассмотрены в ^{18,19}. Отдельные работы выполнены методами электронно-оптического хронографирования (ЭОХ), оптического двойного резонанса (ОДР), и прямого осциллографирования (О). В таблицах после сокращенного названия методов в некоторых случаях добавляется буква Л, это означает, что данная работа выполнена при лазерном возбуждении исследуемого состояния.

а) В о д о р о д

Обзор радиационных времен жизни возбужденных состояний атомов I группы логично начать с атома водорода (H), как атома с одним валентным электроном.

Первые исследования времен жизни возбужденных состояний атома водорода провел Вин ²⁰. Он исследовал затухание спектральных линий H_α , H_β и H_γ , испускаемых пучком возбужденных атомов водорода при движении в вакууме («каналовые лучи»). Однако несовершенная экспериментальная техника (вакуум 10^{-3} Торр, неоднородный по скоростям пучок атомов, косвенный метод определения скорости атомов, фотографическая методика регистрации) не позволила получить достоверных результатов.

Первой работой, в которой были приведены теоретические значения радиационных времен жизни возбужденных состояний атома водорода, является монография Бете ²¹, излагающая теорию одно- и двухэлектронных атомов. Все последующие экспериментальные определения ²²⁻²⁸ и вычисления ²⁹ лишь подтвердили приведенные в ²¹ значения времен жизни (табл. I).

Таблица 1

Радиационные времена жизни возбужденных состояний атома водорода (нс)

Состоя- ние	Время жизни, нс	Метод	Литера- тура	Состоя- ние	Время жизни, нс	Метод	Литера- тура
3 S	160	T	21	5 d	69,5	T	29
3 S	135(14)	ПФ	22	6 d	126	T	21
3 S	160	ПГ	23	6 d	119	T	29
3 S	148(11)	ПФ	24	7 d	187	T	29
3 S	159	T	29	8 d	277	T	29
4 S	230	T	21	9 d	394	T	29
4 S	186(27)	ПФ	22	10 d	537	T	29
4 S	230(17)	ПФ	24	11 d	712	T	29
4 S	227	T	29	12 d	923	T	29
5 S	360	T	21	4 f	73	T	21
5 S	378(38)	ПФ	24	4 f	72,5	T	29
5 S	352	T	29	5 f	140	T	21
6 S	570	T	21	5 f	140	T	29
6 S	534	T	29	6 f	243	T	21
7 S	782	T	29	6 f	240	T	29
8 S	1103	T	29	7 f	378	T	29
9 S	1511	T	29	8 f	559	T	29
10 S	2009	T	29	9 f	791	T	29
11 S	2610	T	29	10 f	1 079	T	29
12 S	3334	T	29	11 f	1 426	T	29
2 p	1,6	T	21	12 f	1 849	T	29
2 p	1,600(4)	ПГ	25	5 g	235	T	21
2 p	1,60(1)	ПФ	26	5 g	235	T	29
2 p	1,592(25)	ПФ	27	6 g	405	T	21
2 p	1,6	T	29	6 g	403	T	29
3 p	5,4	T	21	7 g	635	T	29
3 p	5,4	ПГ	23	8 g	938	T	29
3 p	5,58(13)	ПГ	25	9 g	1 328	T	29
3 p	5,5(2)	ПФ	26	10 g	1 810	T	29
3 p	5,41(18)	ПФ	28	11 g	2 393	T	29
3 p	5,8(3)	ПФ	24	12 g	3 099	T	29
3 p	5,2	T	29	6 h	610	T	21
4 p	12,4	T	21	6 h	608	T	29
4 p	14,6(25)	ПФ	22	7 h	960	T	29
4 p	11,25(78)	ПФ	28	8 h	1 425	T	29
4 p	12,4(6)	ПФ	24	9 h	2 017	T	29
4 p	12,7	T	29	10 h	2 750	T	29
5 p	24	T	21	11 h	3 634	T	29
5 p	21,9(30)	ПФ	28	12 h	4 699	T	29
5 p	23,8(30)	ПФ	24	7 i	1 350	T	29
5 p	23,8	T	29	8 i	2 006	T	29
6 p	41	T	21	9 i	2 836	T	29
6 p	40,7	T	29	10 i	3 872	T	29
7 p	64,4	T	29	11 i	5 118	T	29
8 p	95,6	T	29	12 i	6 612	T	29
9 p	136	T	29	8 k	2 683	T	29
10 p	186	T	29	9 k	3 813	T	29
11 p	247	T	29	10 k	5 211	T	29
12 p	321	T	29	11 k	6 890	T	29
3 d	15,6	T	21	12 k	8 894	T	29
3 d	16,1(6)	ПФ	22	9 l	4 909	T	29
3 d	15,6	ПГ	23	10 l	6 708	T	29
3 d	15,8(6)	ПФ	24	11 l	8 914	T	29
3 d	15,5	T	29	12 l	11 526	T	29
4 d	36,5	T	21	10 m	8 419	T	29
4 d	37,7(55)	ПФ	22	11 m	11 179	T	29
4 d	36,9(15)	ПФ	24	12 m	14 432	T	29
4 d	36	T	29	11 n	13 684	T	29
5 d	70	T	21	12 n	17 772	T	29
5 d	69,8(70)	ПФ	24	12 o	21 310	T	29

В табл. I (и во всех последующих таблицах) обозначения возбужденных состояний приводятся без индексов мультиплетности и тонкой структуры (за исключением некоторых состояний тяжелых атомов, для которых имеются результаты измерений раздельно по составляющим тонкой структуры). Значения времен жизни приводятся в нс (10^{-9} с), в скобках приводится погрешность измерения в последних значащих цифрах результата. Так, запись 1,600 (4) означает $(1,6 \pm 0,004) \cdot 10^{-9}$ с. В третьей колонке приводится сокращенное название метода, которым получен результат. В четвертой колонке — литературный источник по списку литературы.

Исчерпывающей по полноте сведений для настоящего времени является работа ²⁹, выполненная методом численного кулоновского приближения. Сравнение данных работы ²⁹ с данными предыдущих как теоретических, так и экспериментальных работ показывает хорошее согласие (см. табл. I). Следует отметить высокую точность вычисленных Бете ²¹ в 1933 г. значений времен жизни уровней водорода, что подтверждается данными всех последующих работ.

б) Щелочные металлы (подгруппа Li I)

Наиболее ранние исследования радиационных атомных констант щелочных металлов связаны с измерениями относительных и абсолютных сил осцилляторов. Работы Рождественского ³⁰, Прокофьева ³¹, Филиппова ³², Кватера ³³, Пенкина ³⁴, выполненные в Ленинградском университете методом крюков Д. С. Рождественского, стали в настоящее время классическими и дали ценную информацию как о вероятностях переходов вдоль главных серий спектральных линий, так и об отношениях вероятностей переходов отдельных составляющих дублетов, что оказалось полезным при последующих прямых измерениях радиационных времен жизни.

Обзор работ по определению радиационных времен жизни возбужденных состояний атомов щелочных металлов целесообразно разбить на две части: ²P-состояния и состояния, не связанные прямыми оптическими переходами с основным состоянием, так как работы по каждой из этих групп уровней объединяются общностью методик их возбуждения и регистрации.

1) ²P-состояния. Большинство работ по определению времен жизни возбужденных состояний атомов щелочных металлов посвящено ²P-состояниям. Это объясняется не только потребностями практики, но и тем, что методы, основанные на оптическом возбуждении (ПУ, ОДР, СФ), наиболее просто реализуются для уровней, связанных с основным состоянием. При исследовании времен жизни ²P-состояний были использованы различные экспериментальные методы, измерения производились как в паронаполненных ячейках, так и в атомных пучках. Чтобы свести к минимуму эффект пленения излучения, измерения в большинстве случаев выполнялись при очень низком давлении паров и снималась зависимость τ_k от давления. Особенно тщательно эффекты давления при измерении ²P-состояний исследовались в ^{36,51}. В табл. II приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований ²P-состояний атомов подгруппы лития.

Литий. Исследованию времен жизни P-состояний атома лития, так же как и калия, посвящено значительно меньше работ по сравнению с другими щелочными металлами, что объясняется, по-видимому, малой интенсивностью спектральных переходов и химической активностью этих элементов. Из экспериментальных данных по τ_k Li I результаты работы ³⁶ отличаются в сторону больших значений, что связано, по-видимому,

Таблица II

Времена жизни 2P -состояний атомов щелочных металлов (нс)

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литера- тура	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литера- тура
Л и т и й (Li I)				5P	345(43)	ЗСЛ	68
2P	31,9(19)	ПГ	36	5P	342	Т	29
2P	27,2(4)	ПУ	37	5P	402,9	Т	158
2P	25(1)	ПФ	38	5P	330	Т	66
2P	26,2(10)	ПФ	39	6P	890(90)	ЗСЛ	68
2P	27(3)	ОЛ	40	6P	837	Т	29
2P	27,3	Т	29	6P	991,7	Т	158
2P	26,17	Т	158	6P	770	Т	66
2P	27,9(10)	ЗСЛ	41	7P	1450(100)	ЗСЛ	68
3P	235(12)	ПГ	36	7P	1676	Т	29
3P	182(6)	ПУ	42	7P	2073	Т	158
3P	216	Т	29	7P	1500	Т	66
3P	223,3	Т	158	8P	3041	Т	158
4P	479(24)	ПГ	36	8P	2600	Т	66
4P	403	Т	29	9P	4100	Т	66
4P	446,2	Т	158	10P	6000	Т	66
5P	863,5(432)	ПГ	36	11P	8600	Т	66
5P	628	Т	29	12P	12000	Т	66
5P	706,2	Т	158	13P	15000	Т	66
6P	940	Т	29	17P	11400 ⁺⁵⁰⁰⁰ -1400	ЗСЛ	69
6P	1058	Т	158	18P	13900 ⁺⁸⁰⁰⁰ -2900	ЗСЛ	69
7P	1359	Т	29				
7P	1528	Т	158				
8P	2176	Т	158				
Н а т р и й (Na I)				К а л и й (K I)			
3P	15,9(1)	СФ	43	4P _{3/2}	26,0(5)	ПУ	70
3P	15,9(4)	ПУ	44	4P _{3/2}	28(2)	ПУ	71
3P	15,9	СФ	45	4P _{3/2}	27,8(5)	СФ	48
3P	15,9(4)	ПУ	46	4P _{3/2}	27,6(8)	ЗС	72
3P	16,3(5)	О	47	4P _{3/2}	26,3(10)	Х	166
3P _{3/2}	14,0(2)	СФ	48	4P _{1/2}	27,8(8)	ЗС	72
3P	16,1(3)	ПУ	49	4P _{1/2}	25,0(3)	Х	166
3P	16,1(7)	СФ	50	4P _{1/2}	27,3(3)	Х	167
3P	16,2	ЗС	51	4P	26,6	Т	29
3P	16,3(4)	ЗС	52	5P _{3/2}	140,8(10)	ПУ	70
3P	16,1(10)	ЗС	53	5P _{3/2}	120(4)	ПУ	71
3P	16,6(2)	ПУ	54	5P _{3/2}	133(3)	ПУ	73
3P	16,0(3)	ПУ	55	5P	121	Т	29
3P	15,9(4)	СФ	56	6P _{3/2}	310(15)	ПУ	73
3P	16,6(4)	ПУ	57	6P	299	Т	29
3P _{3/2}	16,11(5)	ПУ	58	7P	572	Т	29
3P	16,5(5)	ПУ	59	8P	957	Т	29
3P	15,6	ПФ	60				
3P	17(2)	ПФ	61	Р у б и д и й (Rb I)			
3P	17,3(10)	ЗС	62	5P _{3/2}	28,2(9)	ПУ	74
3P	16,0	ЗС	63	5P _{3/2}	27,0(5)	СФ	48
3P _{3/2}	16,4(6)	ПФ	64	5P _{3/2}	27,1(14)	ПУ	75
3P _{1/2}	16,1(2)	ПФ	64	5P _{3/2}	25,5(5)	ПУ	58
3P _{1/2}	16,30(16)	Х	65	5P _{3/2}	25,8(8)	ПУ	76
3P	16,0(2)	Т	29	5P _{3/2}	27,0(5)	ПУ	77
3P	16,5	Т	158	5P _{3/2}	26,0(18)	Х	78
3P	18,17	Т	66	5P _{1/2}	30(3)	ПУ	75
4P	17	ПУ	67	5P _{1/2}	28,5(11)	ПУ	79
4P _{3/2}	90	ПУ	58	5P _{1/2}	29,4(7)	ПУ	77
4P	95(4)	ЗСЛ	68	5P	26,5	Т	29
4P	125(12)	Т	29	6P _{3/2}	100	ПУ	80
4P	102	Т	158	6P _{3/2}	114(6)	ПУ	81
4P	100	Т	66	6P _{3/2}	118(4)	ПУ	58
				6P _{3/2}	109(7)	ПУ	79

Таблица II (продолжение)

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литература	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литература
Рубидий (Rb I)							
6P _{3/2}	111(3)	ПУ	78	6P _{3/2}	29,7(2)	ПУ	90
6P _{3/2}	112(8)	ПУ	82	6P _{3/2}	30,8(15)	СФ	91
6P _{3/2}	97(3)	ПУ	83	6P _{3/2}	32,7(15)	ПУ	58
6P _{1/2}	131(5)	ПУ	79	6P _{3/2}	31(1)	ПУ	92
6P _{1/2}	114(13)	ПУ	82	6P _{1/2}	34	ПУ	93
6P	99,3	Т	29	6P _{1/2}	35,0(15)	СФ	91
7P _{3/2}	240(20)	ПУ	84	6P	30,7	Т	29
7P _{3/2}	233(10)	ПУ	76	7P _{3/2}	160	ПУ	94
7P	221	Т	29	7P _{3/2}	118	ПУ	95
8P _{3/2}	400(80)	ПУ	85	7P _{3/2}	122(2)	ПУ	88
8P	404	Т	29	7P _{3/2}	111(6)	ЗСЛ	52
9P	659	Т	29	7P _{3/2}	135(1)	ПУ	90
10P	1190	Т	86	7P _{3/2}	134,5(28)	ПУ	58
11P	1710	Т	86	7P _{3/2}	135(1)	ПУ	96
12P _{3/2}	1550(200)	ЗСЛ	87	7P _{3/2}	136(4)	ЗСЛ	97
12P	2400	Т	86	7P _{3/2}	134(3)	ЗСЛ	98
13P	3230	Т	86	7P _{3/2}	135(3)	ЗСЛ	99
14P _{3/2}	2600(400)	ЗСЛ	87	7P _{3/2}	136(4)	ЗСЛ	100
14P	4230	Т	86	7P _{1/2}	155(5)	ПУ	79
15P	5410	Т	86	7P _{1/2}	158(5)	ЗСЛ	97
16P	6800	Т	86	7P _{1/2}	158(5)	ЗСЛ	98
17P _{3/2}	6400(1300)	ЗСЛ	87	7P _{1/2}	158(3)	ЗСЛ	99
17P	8410	Т	86	7P _{1/2}	165(6)	ЗСЛ	100
18P	10200	Т	86	7P	113	Т	29
19P	12300	Т	86	8P _{3/2}	240(20)	ПУ	101
20P	14700	Т	86	8P _{3/2}	310(15)	ПУ	90
21P	18000	Т	86	8P _{3/2}	300(15)	ПУ	96
22P _{3/2}	14000(5000)	ЗСЛ	87	8P _{3/2}	274(12)	ЗСЛ	98
22P	21100	Т	86	8P _{3/2}	330(30)	ПУ	102
23P	24500	Т	86	8P _{1/2}	330(30)	ПУ	102
24P	28300	Т	86	8P _{1/2}	307(14)	ЗСЛ	98
25P	32500	Т	86	8P	265	Т	29
26P	37000	Т	86	9P _{3/2}	390(30)	ПУ	96
27P	41900	Т	86	9P _{3/2}	502(22)	ЗСЛ	98
28P	47200	Т	86	9P _{1/2}	575(35)	ЗСЛ	98
Цезий (Cs I)				9P	498	Т	29
6P _{3/2}	30,5(7)	СФ	48	10P	826	Т	29
6P _{3/2}	28(2)	ПУ	88	10P _{3/2}	900(40)	ЗСЛ	103
6P _{3/2}	29,4(26)	ПУ	89	10P _{1/2}	920(50)	ЗСЛ	103

с недостаточно точным учетом потери скорости ионов пучка в газовой мишени, в качестве которой были использованы азот и неон при давлении 10^{-3} Торр. Такое же завышение результатов³⁶ наблюдается и для S- и D-уровней Li I (см. табл. IV), что указывает на общую для всех уровней систематическую ошибку, вызванную неточностью определения скорости ионного пучка.

Натрий. Примерно треть всех работ по временам жизни щелочных металлов относится к исследованию Р-состояний атома натрия. Состояние 3P исследовалось в 27 работах^{29,23-68,158} всеми известными в настоящее время экспериментальными и теоретическими методами. Многие исследователи, принимая значение времени жизни этого уровня за эталонное, апробировали на нем вновь созданные установки и методики. Результаты всех экспериментальных работ⁴³⁻⁶⁸ согласуются в пределах ошибок измерений. Результаты трех теоретических определений^{29,66,158} расходятся

Таблица III

Радиационные времена жизни 2P -состояний Na I

Состояние	Теория			Эксперимент 43-68		
	По ¹⁵⁸	По ²⁹	По ⁶⁶			
	Вариационный метод Хартри-Фока	Метод численного кулоновского приближения	Кулоновское приближение на основе ПМЭОП*)	$\frac{158-66}{66}, \%$	$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \tau_i$	Число работ
	1977 г.	1977 г.	1980 г.		1962-1977 гг.	
3P	18,17	16,5	17	9	16,06	25
4P	116,5	102	100	16	103,3	3
5P	402,9	342	330	22	345	1
6P	991,7	837	770	29	890	1
7P	2073	1676	1500	38	1450	1

*) ПМЭОП — полуэмпирический метод на основе эффективного орбитального параметра.

между собой и превышают среднее значение всех экспериментальных результатов (табл. III).

Как видно из табл. III, теоретические результаты, полученные методом кулоновского приближения ^{29,66}, близки экспериментальным значениям, в то время как вариационный метод ¹⁵⁸ дал значения, расходящиеся с экспериментальными, расхождение растет с увеличением главного квантового числа. Среднее значение 25 экспериментальных определений τ_k 3P-состояния Na I следует считать одним из наиболее достоверных значений времен жизни возбужденного состояния атома. Такое хорошее согласие экспериментальных результатов, полученных с 1962 г. по 1978 г. в разных лабораториях, позволяет сделать вывод, что все современные экспериментальные методы определения радиационных времен жизни возбужденных состояний в своей принципиальной основе не обладают источниками больших систематических ошибок. Различие же некоторых результатов для уровней с большими главными квантовыми числами объясняется случайными ошибками или неконтролируемыми условиями эксперимента. Так, экспериментально измеренные значения τ_k 17P и 18P Na I (см. табл. II) оказались в три раза короче теоретически рассчитанных значений ⁶⁹ (48,4 и 58,4 мсек соответственно). Такое расхождение было объяснено авторами ⁶⁹ влиянием теплового излучения, соответствующего комнатной температуре на время жизни высоколежащих состояний. Поле теплового излучения вызывает индуцированное излучение с исследуемого возбужденного состояния переходов с $h\nu \ll kT$, что приводит к перераспределению заселенности и уменьшению наблюдаемого времени жизни τ^* относительно теоретического рассчитанного τ_k при $T = 0$ К. Наблюдаемое в эксперименте τ^* связано с τ_k соотношением ⁶⁹

$$\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau_k} + \frac{1}{\tau_T}. \quad (5)$$

Добавка, соответствующая влиянию теплового излучения τ_T , связана с вероятностью перехода A_{ki} соотношением

$$\frac{1}{\tau_T} = \sum_i A_{ki}^* (\bar{n}), \quad (6)$$

где

$$A_{ki}^* = A_{ki} \quad \text{для } k > i, \\ A_{ki}^* = g_i A_{ki} / g_k \quad \text{для } k < i; \quad \bar{n} = (\exp^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

Оценка τ_k^T для 17Р и 18Р NaI, сделанная авторами ⁶⁹, дала 22,7 и 25,6 мкс соответственно. Найденные значения τ_k^T и наблюдаемые значения τ^* (см. табл. II) позволяют определить исправленные на эффект теплового

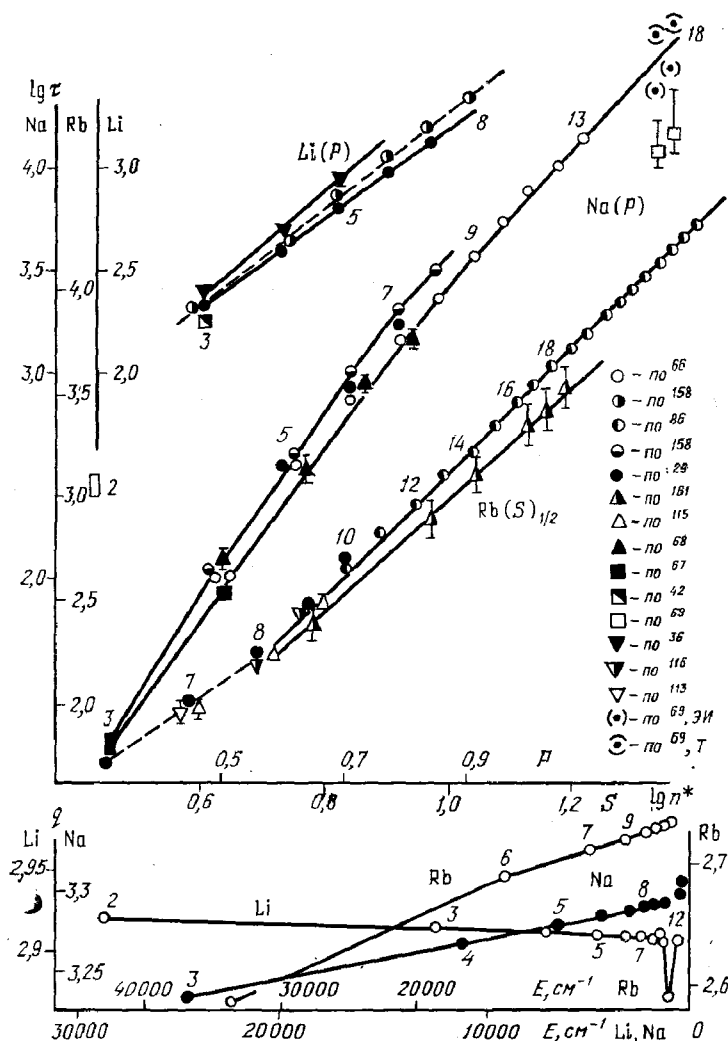


Рис. 2. Графики зависимости радиационного времени жизни от эффективного главного квантового числа $\tau(n^*)$ и эффективного орбитального параметра от энергии $q(E)$. ЭИ — экспериментальные значения, исправленные на эффект теплового излучения, Т — теоретически рассчитанные значения.

излучения экспериментальные значения τ_k , они оказались равными 23 и 30 мс соответственно, т. е. ближе к теоретическим значениям, однако расхождение сохранилось. На рис. 2 приведены графики зависимости τ_k от эффективного главного квантового числа n^* и эффективного орбитального параметра q от энергии состояния E . Такие зависимости помогают при анализе закономерностей изменения радиационных времен жизни в спектральных сериях (подробнее см. гл. 4). Из графика $\tau_k(n^*)$ для NaI

видно, что теоретически рассчитанные значения τ_k 17P и 18P состояний соответствуют экстраполяции значений τ_k нижних состояний, в то время $\tau_k^{\text{эксп}}$ и τ_k^n оказываются за пределами экстраполяции, что указывает на возможное присутствие в результатах ⁶⁹ еще одного эффекта, приводящего к уменьшению измеряемого времени жизни. О наличии скрытых источников систематических ошибок в отдельных как экспериментальных, так и теоретических работах говорит сдвиг графиков рис. 2 относительно друг друга, который особенно хорошо виден в случае LiI и RbI.

Рубидий. Наиболее полно P-состояния исследованы в рубидии (до $n = 28$). Широкое дублетное расщепление позволило произвести непосредственное измерение τ_k по слабым составляющим дублетов. Времена жизни (5; 6) $P_{3/2}$ -состояний оказались на $\sim 10\%$ короче τ_k (5; 6) $P_{1/2}$ -состояний. Результаты теоретического расчета ²⁹ ближе к τ_k $P_{3/2}$ -состояний. Обращает на себя внимание значительное (до 40%) систематическое расхождение результатов экспериментального определения τ_k (12, 14, 17, 22) $P_{3/2}$ -состояний ⁸⁷ и данных теоретического расчета методом кулоновского приближения ⁸⁶. В работе ⁸⁷ применялся метод ЗС с лазерным возбуждением атомов в паронаполненной ячейке. Радиационные времена жизни получались экстраполяцией зависимости эффективных времен жизни от давления паров рубидия к нулевому давлению, при этом проверялось влияние эффектов поляризации излучения, ухода возбужденных атомов из объема наблюдения, ширины линии лазерного излучения и энергии возбуждающего импульса. Авторы ⁸⁷, сравнивая свои результаты с данными, полученными из сил осцилляторов ¹⁰⁴, и отмечая значительное расхождение, предполагают, что более точные вычисления с учетом спин-орбитального взаимодействия и поляризации ядра дадут результаты, лучше согласующиеся с экспериментом. Однако, на наш взгляд, причиной заниженных значений времен жизни ⁸⁷ мог быть эффект быстрого перераспределения заселенности высоких ридберговских состояний, вызываемого полем теплового излучения ⁶⁹. Предположение о заниженном значении экспериментальных данных ⁸⁷ подтверждается хорошим согласием данных теоретического расчета ⁸⁶ с экстраполяцией всех экспериментальных и теоретических значений времен жизни для нижних (5—9) P-состояний Rb I (см. рис. 4,5), правомерность экстраполяции на $n = 12—22$ подтверждается видом графика зависимости q от E (см. гл. 4).

Цезий. Экспериментальные исследования τ_k P-состояний Cs I проделаны всеми основными современными методами и так же, как и в случае 3P Na I, результаты всех методов согласуются между собой. Различие в τ_k $P_{3/2}$ и τ_k $P_{1/2}$ Cs I существенно больше, чем для Rb I и достигает 15—20% ($\tau_k P_{1/2} > \tau_k P_{3/2}$). Данные теоретического расчета ²⁹ ближе к значениям $\tau_k P_{3/2}$.

2) Уровни, не связанные с основным состоянием оптическими переходами. В отличие от ²P-состояний времена жизни ²S-, ²D- и ²F-возбужденных состояний атомов щелочных металлов до недавнего времени практически были не исследованы. До 1975 г. для лития и цезия существовало по три экспериментальные работы, посвященные средним временам жизни уровней, не связанных оптически с основным состоянием, две работы были выполнены для натрия и одна для рубидия. Это было связано с тем, что классические методы (ОДР, СФ, Х), основанные на оптическом возбуждении, были неприменимы к уровням, не связанным с основным состоянием, и лишь с развитием новых методов (ЗС, ПФ) и особенно с появлением перестраиваемых по частоте лазеров число работ по τ_k S-, D- и F-состояний стало возрастать. Однако многие уровни исследованы еще недостаточно. Результаты

Таблица IV (продолжение)

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- ратура	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- ратура
8D	490	T	66	7S	160	T	29
9D	643(47)	ЗСЛ	108	8S	269	T	29
9D	720(67)	ЗСЛ	109	9S	423	T	29
9D	665	T	29	3D	41,6	T	114
9D	710	T	66	3D _{5/2}	42(3)	ЗСЛ	114
10D	971(35)	ЗСЛ	109	3D _{3/2}	42(3)	ЗСЛ	29
10D	915	T	29	4D	284	T	29
10D	980	T	66	5D	720	T	29
10D	920	T	86	6D	1066	T	29
11D	1218	T	29	7D	1416	T	29
11D	1300	T	66	4F	62,9	T	29
12D	1650(150)	ЗСЛ	109	5F	114	T	29
12D	1572	T	29	6F	187	T	29
12D	1590	T	86	7F	287	T	29
13D	2120(400)	ЗСЛ	109	5G	233	T	29
13D	2020	T	86	6G	397	T	29
4F	71,6	T	29	7G	624	T	29
4F	72,22	T	158	Рубидий (Rb I)			
4F	71	T	66	6S	51,5	T	29
5F	137	T	29	7S	95(9)	ЗС	115
5F	132,9	T	158	7S	91(11)	ПУ	113
5F	140	T	66	7S	97,7	T	29
6F	234	T	29	8S	169(10)	ЗС	115
6F	238,6	T	158	8S	153(8)	ЗСЛ	116
6F	230	T	66	8S	178	T	29
7F	367	T	29	9S	288(15)	ЗС	115
7F	376,1	T	158	9S	258(13)	ЗСЛ	116
7F	370	T	66	9S	300	T	29
8F	558,2	T	158	9S	245(50)	ЗСЛ	161
8F	540	T	66	10S	471	T	29
9F	760	T	66	10S	427	T	86
10F	1030	T	66	11S	628	T	86
13F	2270(400)	ЗСЛ	112	12S	887	T	86
13F	2260	T	86	12S	770(150)	ЗСЛ	161
14F	2640(450)	ЗСЛ	112	13S	1210	T	86
14F	2810	T	86	14S	1600	T	86
15F	3540(500)	ЗСЛ	112	14S	1260(250)	ЗСЛ	161
15F	3540	T	86	15S	2070	T	86
5G	235	T	29	16S	2620	T	86
5G	235	T	66	16S	2190(500)	ЗСЛ	161
6G	402	T	29	17S	3260	T	86
6G	402	T	66	17S	2600(600)	ЗСЛ	161
7G	634	T	29	18S	4000	T	86
7G	633	T	66	18S	3300(700)	ЗСЛ	161
8G	940	T	66	19S	4850	T	86
9G	1320	T	66	20S	5810	T	86
6H	608	T	66	21S	6880	T	86
7H	960	T	66	22S	8080	T	86
8H	1420	T	66	23S	9410	T	86
9H	2020	T	66	24S	10900	T	86
10H	2750	T	66	25S	12500	T	86
7I	1350	T	66	26S	14200	T	86
8I	2000	T	66	27S	16200	T	86
9I	2840	T	66	28S	18300	T	86
10I	3880	T	66	4D	85	T	29
11I	5130	T	66	4D _{5/2}	94(6)	ЗСЛ	114
Калий (K I)				4D _{3/2}	86(6)	ЗСЛ	114
5S	46,4	T	29	5D _{3/2, 5/2}	240	ПУ	117
6S	68(9)	ПУ	113	5D _{3/2, 5/2}	242(23)	ЗС	115
6S	87,8	T	29	5D _{3/2}	205(40)	ПУ	118

Т а б л и ц а IV (продолжение)

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- ратура	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- ратура
9F _{7/2}	473(30)	ЗСЛ	124	14F _{7/2}	1625(35)	ЗСЛ	126
10F _{7/2}	646(35)	ЗСЛ	124	15F _{7/2}	1950(40)	ЗСЛ	126
11F _{7/2}	830(15)	ЗСЛ	126	16F _{7/2}	2340(50)	ЗСЛ	126
11F _{7/2}	846(40)	ЗСЛ	124	5G	230	Т	29
12F _{7/2}	1060(25)	ЗСЛ	126	6G	389	Т	29
13F _{7/2}	1320(35)	ЗСЛ	126				

экспериментальных и теоретических исследований радиационных времен жизни возбужденных состояний, не связанных с основными оптическими переходами, представлены в табл. IV.

Литий. Заметные (до 20%) расхождения между данными ³⁶ по τ_h ²S- и ²D-уровней Li I и другими экспериментальными ^{106,107} и теоретическими ^{29,158} данными вызваны, очевидно, теми же методическими трудностями, характерными для метода ПГ ³⁶, которые были рассмотрены выше (см. раздел п. 1) раздела б), литий).

Натрий. Состояния ²S, ²D и ²F, Na I достаточно полно исследованы экспериментально методом задержанных совпадений с возбуждением исследуемого уровня ступенчато двумя синхронизированными лазерами с перестраиваемой длиной волны ^{108,109,111,112}. Один из лазеров возбуждал атомы натрия из основного 3S- в 3P-состояние, и второй лазер — синхронизированный с первым посредством общей накачки — перекачивал атомы из 3P-состояния в исследуемое S-, D- или F-состояния. В этих работах впервые были продемонстрированы все преимущества импульсной накачки двумя синхронизированными лазерами, позволяющей селективно возбудить практически любой уровень, что избавляет от влияния каскадных переходов на кривую распада возбужденного уровня, тем самым исключаются возможные ошибки в определении радиационных времен жизни из-за неоднозначности разложения многоэкспоненциальной кривой распада на составляющие экспоненты. Полученные методом ЗСЛ результаты ^{108,109,111,112} в пределах ошибок измерений совпадают с данными теоретического расчета ^{29,66,86,158} как для нижних, так и для верхних уровней, что подтверждает преимущества и широкие возможности метода ЗСЛ.

Калий. Времена жизни нерезонансных возбужденных состояний K I исследовались по существу лишь в одной теоретической работе ²⁹ методом численного кулоновского приближения. Только для 6S- и 3D-уровней имеется по одной экспериментальной работе ^{113, 114}, причем данные ¹¹⁴ показывают хорошее согласие с теорией ²⁹, а результат ¹¹³ для τ_h 6S-состояния заметно расходится с результатом теоретического расчета.

Рубидий. При исследовании времен жизни ²S-, ²D- и ²F-состояний Rb I широко использовался метод ЗСЛ. Анализ полученных этим методом результатов показывает, что, если для F-состояний и нижних S- и D-состояний данные ЗСЛ ^{114,116,119} согласуются в пределах ошибок эксперимента с экспериментальными данными, полученными другими методами ^{113,115} и теоретическим расчетом ^{29,86}, то для верхних ($n > 8$) S- и D-состояний наблюдается систематическое расхождение (до 35%) экспериментальных ¹⁶¹ и теоретических значений ^{29,86}. Уменьшение наблюдаемого времени жизни вызвано, по-видимому, эффектом «суперизлучения», возникающего при мощном лазерном возбуждении исследуемого состояния. Впервые искажение кривой распада при увеличении мощности возбуждающей лазерной накачки наблюдалось при исследовании S-состояний цезия ¹²².

Цезий. Анализ экспериментальных и теоретических значений времен жизни ^2S -, ^2D - и ^2F -состояний Cs I (табл. IV) показывает, что, так же как и в случае Rb I, экспериментальные данные, полученные методами ЗС 92,121 и ПУ 113,118 , согласуются с расчетными значениями 29 в пределах ошибок эксперимента, в то время как результаты метода ЗСЛ 99,116,122,124 для S- и D-уровней меньше соответствующих экспериментальных данных других методов и теоретического расчета на 15—30%. Значение τ_h $9\text{D}_{5/2}$, полученное в 125 , — явный промах, что следует из сравнения с данными других работ, а также из анализа зависимости $q(E)$ для nD-серии Cs I (см. гл. 4).

При исследовании времен жизни S-состояния Cs I было замечено 122 , что наблюдаемое на эксперименте время распада возбужденного состояния после окончания импульса возбуждения зависит от мощности возбуждающего лазерного импульса. При фокусировке лазерного луча внутрь объема возбуждения с парами цезия кривая распада становилась короче, и, наоборот, при расфокусировке время распада приближалось к радиационному времени жизни исследуемого состояния. Уменьшение наблюдаемого времени жизни в методе ЗСЛ, очевидно, обусловлено возникновением коллективной спонтанной эмиссии (сверхизлучения) с исследуемого уровня, которая вызывает появление добавочной «быстрой» экспоненты и искажение кривой распада 127 . Участок быстрого спада возникает через время t_D 127 :

$$t_D \sim \frac{8\pi}{N l \lambda^2 A}, \quad (7)$$

где N — концентрация на исследуемом уровне, l — длина объема возбуждения, λ — длина волны исследуемого перехода, A — вероятность перехода.

Амплитуда «быстрой» экспоненты пропорциональна квадрату концентрации на исследуемом уровне 127 . Величина искажения кривой распада зависит от многих факторов и в первую очередь от концентрации возбужденных атомов, т. е. от мощности возбуждающего импульса. Для исключения влияния эффектов, связанных с большой мощностью накачки, на получаемые методом ЗСЛ значения времен жизни возбужденных состояний следует, очевидно, исследовать каждый раз зависимость наблюдаемого времени жизни от мощности возбуждающего лазерного импульса; однако в работах, выполненных методом ЗСЛ по определению времен жизни S-, D- и F-состояний Cs I и Rb I, таких зависимостей не приводится. Расхождения в данных по τ_h Rb I и Cs I, полученных методом ЗСЛ, с данными других экспериментальных методов и теоретического расчета показывают, что применение такого точного и универсального метода измерения времени жизни возбужденных состояний, как метод ЗСЛ, требует большой осторожности и так же, как и другие экспериментальные методы, — тщательного учета всех условий эксперимента.

3) Автоионизационные состояния. Исследование автоионизационных состояний атомов и ионов является одной из актуальных задач современной атомной физики. Сведения об автоионизационных состояниях имеют важное значение для развития представлений о внутриатомных процессах, при возбуждении нескольких электронов. Кроме того, константы автоионизационных состояний имеют и практическое значение, ибо имеющиеся экспериментальные и теоретические исследования указывают на значительную роль этих состояний в процессах с участием возбужденных атомов и ионов, в частности в схемах селективной фотоионизации атомов лазерным излучением, используемых для детектирования единичных атомов и разделения изотопов.

Таблица V

Радиационные времена жизни автоионизационных состояний атомов
щелочных металлов в нс

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- рату- ра	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- рату- ра
Л и т и й (LiI)							
1s 2s 3s ⁴ S	9,7(7)	ПФ	129	1s 2p 3p ⁴ P	0,8(3)	ПФ	169
1s 2s 3s ⁴ S	6,72(2)	Т	168	1s 2p 3p ⁴ P	30(3)	Т	170
1s 2s 3s ⁴ S	7,7(10)	ПФ	169	1s 2p 4p ⁴ P	7,1(30)	ПФ	133
1s 2s 4s ⁴ S	10,4(20)	ПФ	133	1s 2p 4p ⁴ P	3,5(10)	ПФ	169
1s 2s 4s ⁴ S	15,4(5)	ПФ	169	1s 2p 5p ⁴ P	42(4)	Т	170
1s 2s 2p ⁴ P _{5/2}	5800(1200)	ВП	128	1s 2p 3d ⁴ D	2,3(4)	ПФ	130
1s 2s 2p ⁴ P _{3/2}	460(100)	ВП	128	1s 2p 3d ⁴ D	3,0(8)	ПФ	132
1s 2s 2p ⁴ P _{1/2}	140(70)	ВП	128	1s 2p 3d ⁴ D	4,47(6)	Т	168
1s 2s 3p ⁴ P	270(30)	Т	170	1s 2p 3d ⁴ D	1,5(4)	ПФ	169
1s 2s 4p ⁴ P	300(30)	Т	170	1s 2p 4d ⁴ D	2,3(5)	ПФ	133
1s 2s 5p ⁴ P	500	Т	170	1s 2p 4d ⁴ D	1,11(15)	ПФ	169
1s 2s 3d ⁴ D	4,5(4)	ПФ	129	1s 2p 5d ⁴ D	2,5(10)	ПФ	169
1s 2s 3d ⁴ D	5,3(12)	ПФ	130	1s 2p 4f ⁴ F	23,0(7)	Т	168
1s 2s 3d ⁴ D	4,15(4)	Т	168	1s 2p(³ P) 3d ² D	1,45(10)	ПФ	133
1s 2s 3d ⁴ D	4,3(1)	ПФ	169	1s 2p(³ P) 4d ² D	0,24(10)	ПФ	133
1s 2s 4d ⁴ D	5,9(10)	ПФ	133	1s 2p(¹ P) 3d ² D	0,063(50)	ПФ	133
1s 2s 4d ⁴ D	9,6(6)	ПФ	169	1s 2p ² ² D	0,177	Т	134
1s 2s 4f ⁴ F ⁰	60,6 (23)	Т	168	1s 2p ² ² P	0,015(10)	ПФ	135
1s 2p 3s ⁴ P ⁰	11,8(2)	ПФ	130	1s 2p ² ² P	0,054	Т	134
1s 2p 3s ⁴ P ⁰	12,4(5)	ПФ	132	1s 2p ² ² P	0,041	Т	136
1s 2p ² ⁴ P	6,4(3)	ПФ	129	1s(2s 2p' P) ² P	0,00075(10)	ПФ	137
1s 2p ² ⁴ P	5,8(7)	ПФ	130	К а л и й (KI)			
1s 2p ² ⁴ P	7(2)	ПФ	131	3p ⁵ 4s 3d ⁴ F	90000(20000)	ВП	138
1s 2p ² ⁴ P	6,5(3)	ПФ	132	Р у б и д и й (RbI)			
1s 2p ² ⁴ P	5,76(5)	Т	168	4p ⁵ 5s 4d ⁴ F	75000(20000)	ВП	138
1s 2p 3p ⁴ P	2,9(3)	ПФ	132				

Таблица VI

Радиационные времена жизни возбужденных состояний CuI, AgI и AuI в нс

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- рату- ра	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Лите- рату- ра
М е д ь (CuI)							
3d ¹⁰ 5s ² S _{1/2}	21,0(42)	ЭОХ	139	4p ² P ⁰ _{3/2}	5,97	Т	140
5s ² S _{1/2}	23,5	Т	140	4p ² P ⁰ _{3/2}	7,0(9)	ЗС	174
6s ² S _{1/2}	86,0(71)	ЭОХ	139	5p ² P ⁰ _{1/2}	38,8	Т	140
6s ² S _{1/2}	52,8	Т	140	5p ² P _{1/2} ³ /2	12(2)	ПФ	145
6s ² S _{1/2}	49,3(25)	ЗС	171	5p ² P ⁰ _{3/2}	34(5)	ЭОХ	139
7s ² S _{1/2}	101	Т	140	5p ² P ⁰ _{3/2}	38,8	Т	140
7s ² S _{1/2}	86,1(83)	ЗС	171	5p ² P ⁰ _{3/2}	27,9(42)	ЗС	171
8s ² S _{1/2}	181	Т	140	6p ² P _{1/2} ⁰	185	Т	140
9s ² S _{1/2}	306	Т	140	6p ² P _{1/2} ⁰	23(5)	ЗС	164
4p ² P _{1/2} ⁰	7,1(6)	ЭОХ	139	6p ² P _{3/2} ⁰	19,1(30)	ЭОХ	139
4p ² P _{1/2} ⁰	6,11	Т	140	6p ² P _{3/2} ⁰	353	Т	140
4p ² P _{1/2} ⁰	7,0(9)	ЗС	174	6p ² P _{3/2} ⁰	6,2(6)	ЗС	164
4p ² P _{3/2} ⁰	7,0(2)	ПУ	141	7p ² P _{1/2} ⁰	338	Т	140
4p ² P _{3/2} ⁰	7,2(3)	СФ	142	7p ² P _{1/2} ⁰	5,8(6)	ЗС	164
4p ² P _{3/2} ⁰	7,4(7)	ПФ	143	7p ² P _{3/2} ⁰	118	Т	140
4p ² P _{3/2} ⁰	7,24(15)	ПУ	144	7p ² P _{3/2} ⁰	17,0(45)	ЗС	164
4p ² P _{3/2} ⁰	7,6(7)	ПФ	145	8p ² P _{1/2} ⁰	165	Т	140
4p ² P _{3/2} ⁰	7,2(10)	ЭОХ	139				

Таблица VI (продолжение)

Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литература	Состояние	Время жизни, нс	Метод	Литература
$8p^2 P_{3/2}^o$	220	Т	140	$4p'^4 P_{3/2}^o$	320(10)	ПУ	144
$9p^2 P_{1/2}^o$	343	Т	140	$4p'^4 D_{3/2}$	361(54)	ПУ	144
$9p^2 P_{3/2}^o$	407	Т	140	$4p'^4 D_{5/2}$	376(28)	ЗС	171
$4d^2 D_{5/2} \cdot 3/2$	11(2)	ПФ	145	$4p'^2 F_{7/2}^o$	424(10)	ЗС	171
$4d^2 D_{3/2}$	66,2(34)	ЭОХ	139	$4d'^4 F_{9/2}$	377(28)	ЗС	171
$4d^2 D_{3/2}$	12,2	Т	140	$4d'^2 G_{9/2}$	61(9)	ЗС	171
$4d^2 D_{3/2}$	14,5(6)	ЗС	171	$4d'^4 G_{5/2}$	4,8(6)	ПФ	145
$4d^2 D_{5/2}$	45,0(42)	ЭОХ	139	$4d'^4 G_{7/2}$	97,9(57)	ЗС	171
$4d^2 D_{5/2}$	12,3	Т	140	$4d'^4 G_{9/2}$	98,9(38)	ЗС	171
$4d^2 D_{5/2}$	14,2(13)	ЗС	171	Серебро (AgI)			
$5d^2 D_{3/2}$	54,8(51)	ЭОХ	139				
$5d^2 D_{3/2}$	26,8	Т	140	$5p^2 P_{3/2}$	6,3(6)	ПУ	147
$5d^2 D_{3/2}$	30,9(17)	ЗС	171	$5p^2 P_{3/2}$	6,5(6)	ЗС	148
$5d^2 D_{5/2}$	47,2(43)	ЭОХ	139	$5p^2 P_{3/2}$	7,3(4)	О	149
$5d^2 D_{5/2}$	27,1	Т	140	$5p^2 P_{1/2}$	7,5(7)	ЗС	174
$5d^2 D_{5/2}$	29,8(27)	ЗС	171	$5p^2 P_{3/2}$	7,5(7)	ЗС	174
$6d^2 D_{3/2}$	51,1	Т	140	$7s^2 S_{1/2}$	41,5(32)	ЗС	175
$6d^2 D_{5/2}$	71,5(91)	ЭОХ	139	$8s^2 S_{1/2}$	139(13)	ЗС	175
$6d^2 D_{5/2}$	52,7	Т	140	$5d^2 D_{3/2}$	12,9(8)	ЗС	175
$6d^2 D_{5/2}$	55,6(35)	ЗС	171	$5d^2 D_{5/2}$	13,4(12)	ЗС	175
$7d^2 D_{3/2}$	88,3	Т	140	$6d^2 D_{3/2}$	30,2(33)	ЗС	175
$7d^2 D_{5/2}$	87,9	Т	140	$7d^2 D_{3/2}$	61,6(56)	ЗС	175
$8d^2 D_{3/2}$	137	Т	140	$7d^2 D_{5/2}$	60,6(43)	ЗС	175
$8d^2 D_{5/2}$	137	Т	140	$8d^2 D_{5/2}$	106(7)	ЗС	175
$4f^2 F_{5/2}^o$	70,2	Т	140	$5p''^2 P_{3/2}^o$	3,0(2)	ЗС	175
$4f^2 F_{7/2}^o$	70,4	Т	140	$6s' \ ^1D_{3/2}$	5,1(9)	ЗС	175
$5f^2 F_{5/2}^o$	136	Т	140	$5p' \ ^1D_{7/2}$	3,9(10)	ЗС	175
$5f^2 F_{7/2}^o$	136	Т	140	Золото (AuI)			
$3d^9 4p'^2 P_{3/2}^o$	10,7(4)	ПУ	144				
$4p'^2 P_{3/2}^o$	13,2(6)	ЗС	171	$5d^{10} 6p^2 P_{3/2}$	4,6	ПУ	150
$4p'^2 D_{3/2}$	19(2)	ПУ	144	$5d^{10} 6p^2 P_{3/2}$	4,6(3)	ПУ	151
$4p'^2 D_{3/2}$	20,0(23)	ЗС	171	$5d^{10} 6p^2 P_{1/2}$	7,4(7)	ЗС	174
$4p'^4 P_{3/2}^o$	318(16)	ОДР	146	$5d^{10} 6p^2 P_{3/2}$	5,6(8)	ЗС	174

Исследования времен жизни автоионизационных состояний только начинаются, данных по τ_k отдельных состояний крайне мало, систематических исследований нет. Однако мы сочли полезным привести таблицу имеющихся к настоящему времени экспериментальных и теоретических значений времени жизни автоионизационных состояний атомов щелочных металлов (табл. V).

в) Медь, серебро, золото

Исследованию времен жизни возбужденных состояний атомов подгруппы меди (Cu I, Ag I, Au I) в отличие от атомов щелочных металлов до недавнего времени не уделялось должного внимания. До 1975 года было лишь несколько экспериментальных работ, выполненных методами пересечения уровней и сдвига фаз, авторы которых исследовали времена жизни резонансных 2P -уровней. Это объясняется как известными трудностями получения паров атомов этих элементов, так и отсутствием острой необходимости в радиационных константах возбужденных состояний этих атомов. Однако бурное развитие в последние годы квантовой электроники и термоядерных исследований потребовало данных о силах осцилляторов,

вероятностях переходов и временах жизни в атомах Iб-подгруппы и, в первую очередь, атома и ионов изоэлектронной последовательности Cu I. Этим вызвано появление в последнее время теоретической¹⁴⁰ и экспериментальных^{139,171,172} работ, в которых кроме τ_h резонансных состояний исследуются и времена жизни и более высоких возбужденных состояний Cu I. Все имеющиеся в настоящее время в литературе данные непосредственных определений τ_h Cu I, Ag I и Au I приведены в табл. VI.

Анализ табл. VI показывает, что: 1) до сих пор времена жизни атомов подгруппы меди исследованы явно недостаточно. Достаточно много противоречивых данных имеется только для $4p^2P_{3/2}$ уровня Cu I, для остальных уровней Cu I данные экспериментальных исследований^{139,145,164,171} расходятся между собой и с данными теоретического расчета¹⁴⁰. Особенно сильно расходятся экспериментальные^{139,164} значения τ_h $6p_{3/2}$ и $7p_{3/2}$ состояний с теоретическими данными¹⁴⁰. Метод численного кулоновского приближения, использованный в¹⁴⁰, подразумевает применимость одноконфигурационного приближения к исследуемым состояниям. В случае возмущенных состояний одноконфигурационное приближение может оказаться слишком грубым. Как известно¹⁷², серия термов $3d^{10}pr^2P_j^o$ Cu I возмущена, причем особенно сильно возмущены состояния $6p_j$, $7p_j$ и $8p_j$, для которых наблюдается очень большое расхождение в теоретических и экспериментальных значениях τ_h (см. табл. VI). Известно¹⁶⁰, что для применимости одноэлектронного приближения необходимо, чтобы орбитальный параметр q монотонно изменялся с ростом энергии возбуждения.

На рис. 3 приведена зависимость $q(n^*)$ для $n^2P_j^o$ -серий Cu I (график 3). Сильно выраженная немонотонность этой зависимости свидетельствует о наличии значительного возмущения $6^2P_j^o$, $7^2P_j^o$ и $8^2P_j^o$ -состояний. Для сильно возмущенных состояний $6^2P_j^o$ и $7^2P_j^o$ одноэлектронное приближение неправомерно, а метод кулоновского приближения для расчета τ_h неприменим, этим объясняется сильное расхождение данных по τ_h , полученных в эксперименте и теоретически для этих состояний. Состояния $4^2P_j^o$ и $5^2P_j^o$ также возмущены, однако их возмущение слабое¹⁷² и одноконфигурационное приближение удовлетворительно их описывает, поэтому теоретические результаты¹⁴⁰ для этих состояний незначительно (по сравнению с $6^2P_j^o$ и $7^2P_j^o$) отличаются от экспериментальных данных (см. табл. VI).

Как известно^{153,156}, зависимости $\tau_h(n^*)$ и $q(E)$ коррелируют между собой как в случае тех серий, где применимо одноэлектронное приближение, так и в случае возмущенных состояний. Здесь в случае сильного возмущения также наблюдается корреляция в ходе зависимостей $\tau_h^{\text{эксп}}(n^*)$ и $q(n^*)$ для $3d^{10} = pr^2P_j^o$ -состояний Cu I (см. рис. 3, 2 и 3). Отметим, что зависимость $\tau_h^{\text{теор}}(n^*)$ не коррелирует с зависимостью $q(n^*)$, что является еще одним признаком ошибочности расчетных данных¹⁴⁰ для $n^2P_j^o$ -состояний Cu I.

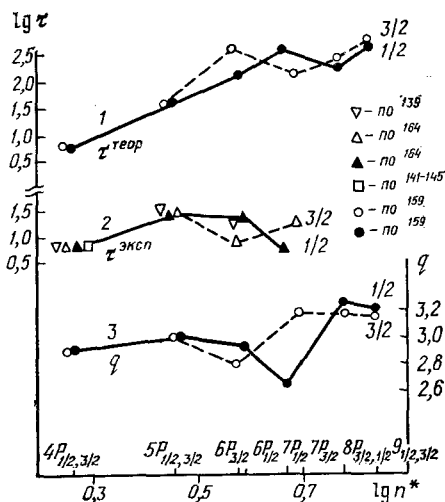


Рис. 3. Графики зависимостей радиационного времени жизни τ и эффективного орбитального параметра q от эффективного главного квантового числа n^* для n^2P_j -состояний Cu I.

Анализ значений τ_h для nD -состояний Cu I с использованием зависимостей $\Delta n (n^*)$ приводит к выводу (см. разд. гл. 4, рис. 7), что экспериментальные данные ¹³⁹ отягощены случайными ошибками, что подтверждается также хорошим согласием недавних экспериментальных результатов ¹⁷¹ с теоретическими данными ¹⁴⁰ для тех же состояний.

Данные по определению τ_h верхних возбужденных состояний Ag I и Au I отсутствуют в литературе. В связи с этим, а также с фактом сильного разброса данных разных определений τ_h Cu I представляется необходимым постановка новых экспериментальных и теоретических исследований времен жизни возбужденных состояний атомов и ионов подгруппы меди.

4. ЗАКОНОМЕРНОСТИ В РАДИАЦИОННЫХ ВРЕМЕНАХ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ I ГРУППЫ

Закономерности в радиационных временах жизни возбужденных состояний одной спектральной серии (здесь и далее под спектральной серией понимается набор возбужденных состояний с одинаковыми орбитальными и спиновыми моментами) атомов и ионов тяжелее водорода находятся в последнее время в центре внимания исследователей, занимающихся расчетом или экспериментальным определением времен жизни ^{66, 153-156}. Выявленные закономерности изменения времен жизни возбужденных состояний в зависимости от главного и азимутального квантовых чисел, а также закономерности изменения τ_h аналогичных состояний атомов одной подгруппы и ионов изоэлектронной последовательности позволяют глубже понять физику возбужденных состояний. Кроме того, константы степенных закономерностей $\tau_h (n^*)$ для конкретных спектральных серий вместе с зависимостями $q(E)$ позволяют достоверно оценивать времена жизни состояний, остающихся по тем или иным причинам неисследованными ^{153, 156}.

Степенная зависимость изменения радиационных времен жизни возбужденных уровней атома водорода вытекает из квантовой механики. Как было показано Г. Бете еще в 1933 г. в первом издании монографии ¹⁵², радиационные времена жизни возбужденных состояний атома водорода увеличиваются с возрастанием главного квантового числа как в том случае, когда азимутальное квантовое число l остается постоянным, так и в том случае, когда по l производится усреднение. При постоянном l для водорода ¹⁵²

$$\tau_{n, l} \sim n^3, \quad (7)$$

а среднее время жизни n -го состояния

$$\tau_n = \left(\sum_l \frac{2l+1}{n^2} \frac{1}{\tau_{n, l}} \right)^{-1} \sim n^{4,5}. \quad (8)$$

В 1975 г. одновременно и независимо в трех работах ¹⁵³⁻¹⁵⁵ было показано, что и для тяжелых атомов (Ne I, Hg I и Na I) для некоторых серий выполняется степенной закон изменения времени жизни с изменением n :

$$\tau_h = \tau_0 n^\alpha, \quad (9)$$

где τ_0 и α — константы для данной серии. Причем показатель α может достигать шести ¹⁵⁴. В дальнейшем было показано ^{155, 156}, что большее число серий тяжелых атомов подчиняются зависимости

$$\tau_h = \tau_0 n^{*\alpha}, \quad (10)$$

где n^* — эффективное главное квантовое число, α близко, хотя и не равно 3 (см. ниже табл. VIII). Это и понятно, т. к. зависимость от n^* более «водородоподобна». Для большого числа серий тяжелых атомов были определены постоянные τ_0 и α ¹⁵⁶. Однако для атома водорода до сих пор зависимости (8) и (9) не конкретизированы (не определены постоянные τ_0 и не показано, насколько строго $\alpha = 3$). Кроме того, для понимания закономерностей в радиационных временах жизни сложных атомов необходимо выяснить все закономерности, связывающие радиационные времена жизни в наиболее простом атоме, водороде.

Используя все имеющиеся в литературе данные по экспериментальному и теоретическому определению радиационных времен жизни возбужденных состояний атома водорода, мы построили графики зависимости времен жизни от главного квантового числа для всех серий (рис. 4) и проанализировали их ход методом наименьших квадратов с целью определения постоянных τ_0 и α . Анализ показал, что в противоречие установившемуся в литературе ^{152, 157} представлению, что радиационные времена жизни всех серий атома водорода изменяются как n^3 , s-серия не подчиняется этой закономерности (см. рис. 4). Времена жизни уровней s-серии изменяются с изменением главного квантового числа по сложной кривой с постепенно меняющимся коэффициентом наклона α (от 1,42 для $n=3$; 4 до 2,81 для $n=11$; 12).

Времена жизни S-состояний атома водорода ведут себя подобно временам жизни возмущенных состояний сложных атомов ^{152, 156}. «Возмущение» скажется на S-состояниях вплоть до $n=12$, в то время как другие возбужденные состояния атома водорода с квантовым числом l , отличным от 0, не подвержены «возмущению». Возмущение серии возбужденных состояний в сложных атомах вызывается взаимодействием электрона, находящегося на возбужденном уровне, с полем электронов атомного остова. Подобное возмущение отсутствует в водороде, поэтому природа «аномального» поведения времен жизни S-состояний — очевидно, одно из проявлений специфики взаимодействия S-электрона с ядром.

Все остальные серии атома водорода подчиняются степенной зависимости (9) с константами τ_0 и α , представленными в табл. VII (с вероятностью 0,95).

При проверке соотношения (8) подстановкой конкретных данных по τ_h из работ ²¹⁻²⁹ установлено, что показатель степени равен 4,50 (5) только для $n \geq 9$, для n от 3 до 8 показатель степени колеблется от 4,15 для $n=5$ до 4,75 для $n=3$.

Зависимость (10) может быть использована путем экстраполяции для оценки времен уровней, значения времен жизни которых отсутствуют

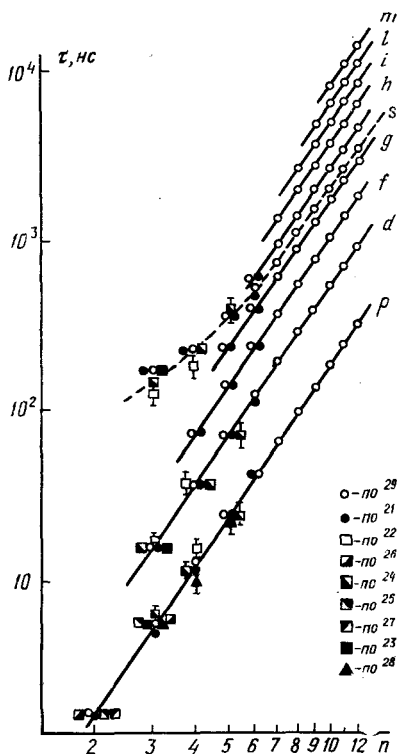


Рис. 4. Графики зависимости радиационных времен жизни τ от главного квантового числа n возбужденных состояний атома водорода.

Таблица VII

Значения постоянных τ_0 (нс) и α для спектральных серий атома водорода

Серия	p	d	f	g	h
τ_0	0,209(1)	0,627(2)	1,235(1)	2,068(1)	3,113(1)
α	2,948(8)	2,932(6)	2,941(2)	2,942(1)	2,945(1)
Серия	i	k	l	m	
τ_0	4,372(5)	5,766(18)	7,212(14)	9,313(82)	
α	2,946(2)	2,954(6)	2,968(6)	2,956(11)	

в литературе ^{66,153,156}. Однако для обоснованности экстраполяции необходимо иметь критерий выполнимости зависимости (10) в области интересных нас уровней. Как было показано выше, степенная зависимость выполняется для всех серий атома водорода, кроме s-серии, поэтому можно предположить, что и для серий других атомов и ионов, для которых справедливо одноэлектронное приближение, будет выполняться соотношение (10). Как показано в ¹⁶⁰, критерием применимости одноэлектронного приближения является поведение эффективного орбитального параметра q в зависимости от энергии состояния — E . Параметр q связан с энергией уровня E соотношением ¹⁶⁰

$$q = Z^* \sqrt{\frac{2}{|E|}} - 2p - 1, \quad (11)$$

где Z^* — эффективный заряд, равный единице для нейтрального атома, E — экспериментальное значение энергии данного состояния в атомных единицах, p — радиальное квантовое число.

Для выполнимости одноэлектронного приближения (т. е. «водородоподобности» серии) орбитальный параметр для данной серии должен линейно увеличиваться с увеличением n , если в атомном остове существуют электроны с тем же орбитальным моментом, или линейно уменьшаться, если таких электронов нет ¹⁵³. Как показано в ¹⁵⁶, существует корреляция между поведением q и τ_h ; там, где выполняется приближение (одноэлектронное), наблюдается степенная зависимость для времен жизни и наоборот. Наличие такой корреляции дает возможность использовать зависимость q от E для обоснования экстраполяции степенной зависимости τ_h от n^* на уровни, экспериментальное исследование которых в настоящее время невозможно, и оценки на этой основе величин τ_h этих уровней. Такие оценки, полученные экстраполяцией зависимости $\tau_h(n^*)$, построенной на достоверных данных по τ_h нижних, хорошо исследованных разными методами состояний, во многих случаях могут оказаться достовернее данных единичных, как экспериментальных, так и теоретических определений (см., например, рис. 2).

Для иллюстрации корреляции зависимостей $\tau_h(n^*)$ и $q(E)$ в спектральных сериях атомов I группы, а также для получения количественных параметров зависимостей $\tau_h(n^*)$ (константы α и τ_0) с целью их дальнейшего использования для оценок времен жизни неисследованных состояний, нами все данные по τ_h по сериям возбужденных состояний были нанесены на графики $\lg \tau_h$ от $\lg n^*$, подобные графикам рис. 2, 5, 6.

Там же построены графики q от E для соответствующих серий. Анализ построенных графиков показал, что для всех исследованных серий атомов I группы наблюдается корреляция хода графиков $\tau(n^*)$ и $q(E)$; там, где график $q(E)$ показывает наличие «водородоподобной» серии

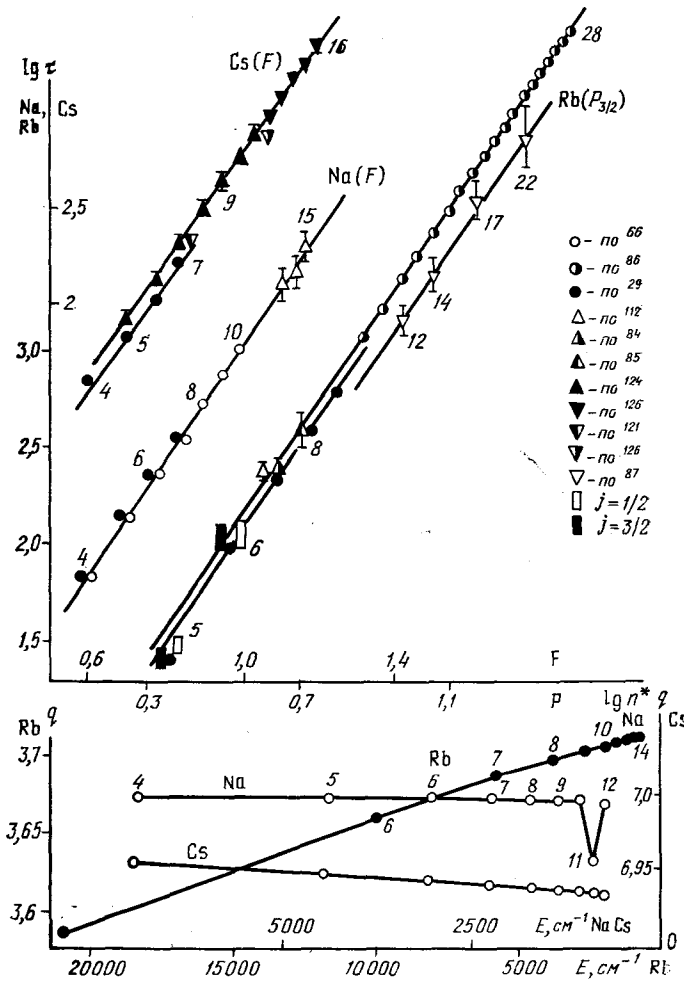


Рис. 5. Графики зависимостей $\tau(n^*)$ и $q(E)$ для F-состояний Na I и Cs I и P-состояний Rb I.

состояний, наблюдается степенная зависимость (10) для значений τ_h и наоборот (см. рис. 2, 5, 6). Зависимости $\tau_h(n^*)$ для «водородоподобных» серий были аппроксимированы методом наименьших квадратов степенной зависимостью (10), и определены константы α и τ_0 , представленные в табл. VIII.

Имеющиеся в литературе значения времен жизни нижних S-состояний всех атомов щелочных металлов не подчиняются степенной зависимости (10). Приведенные в табл. VIII постоянные α и τ_0 для Na I получены по экспериментальным и теоретическим значениям времен жизни S-состояний, начиная с $n = 7$. График зависимости τ_S от n^* для Rb I представляет пологую кривую с постоянно меняющимся коэффициентом наклона и только для $\tau_h^{\text{теор}}$, начиная с $n = 20$, выполняется степенная зависимость

с $\alpha = 2,95$ и $\tau_0 = 1,44$. Для S-состояний Cs I константы α и τ_0 получены по экспериментальным значениям τ_h , начиная с $n = 8$.

Для имеющих в литературе τ_h P-состояний Li I степенная зависимость от n^* наблюдается для данных как экспериментальных, так и теоретических определений (см. рис. 2), но результаты отдельных работ дают зависимости с существенно разными τ_0 и α ($\alpha_{\text{теор}} = 2,12$ (9), $\alpha_{\text{эксп}} = 2,75$ (6)). Значение $\alpha = 2,75$ нам представляется предпочтительней для

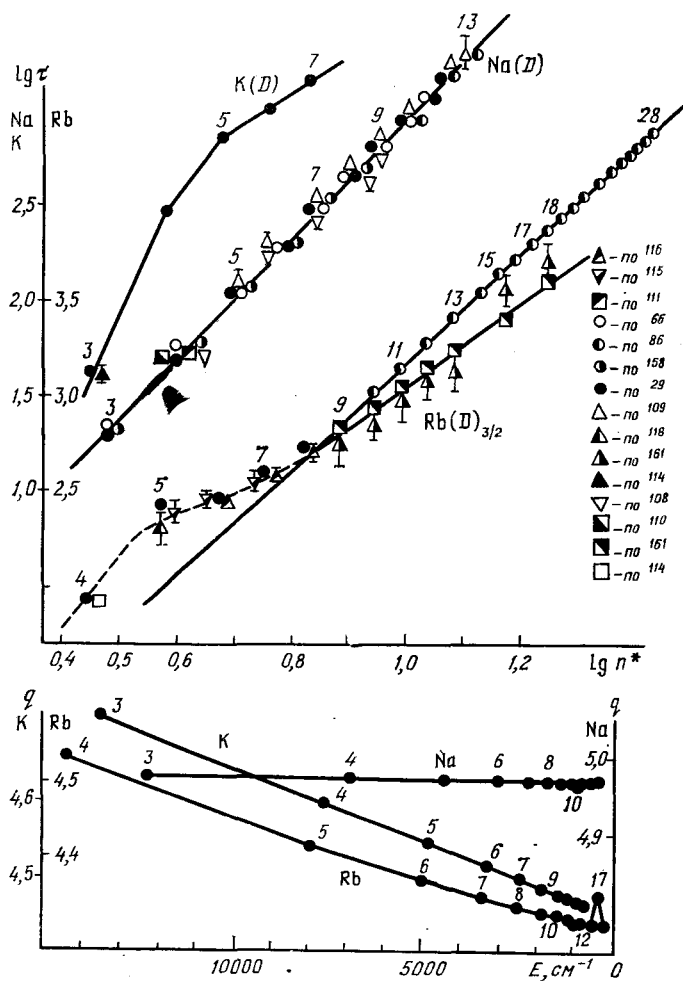


Рис. 6. Графики зависимостей $\tau(n^*)$ и $q(E)$ для D-состояний Na I, K I и Rb I.

серии, где выполняется одноэлектронное приближение, однако для уточнения констант для P-серии Li I необходимы новые теоретические и экспериментальные исследования τ_h этой серии. Для τ_h P-состояний Na I степенная зависимость не наблюдается даже для высоких значений n (см. рис. 2). Константы τ_0 и α для K I получены по экспериментальным и теоретическим значениям τ_h , а для Rb I и Cs I использованы только теоретические значения τ_h . Экспериментальные результаты, особенно для Cs I, имеют очень большой разброс. Данные ⁸⁷ для (12, 14, 17 и 22) P-состояний Rb I (см. рис. 5), по-видимому, отягощены систематической ошибкой, вызванной эффектом теплового излучения на верхние уровни.

Таблица VIII

Значения постоянных α и τ_0 (нс) для спектральных серий атомов щелочных металлов

Атом	Константы	S	P	D	F	G
LiI	α τ_0			2,96(11) 0,74(16)	2,94(3) 1,22(5)	2,95(9) 2,00(8)
NdI	α τ_0	2,89(3) 1,80(7)		3,06(8) 0,94(4)	2,93(7) 1,20(4)	2,94(4) 2,05(8)
KI	α τ_0		3,06(4) 3,47(11)		2,70(5) 1,48(5)	2,92(7) 2,09(4)
RbI	α τ_0	2,95 1,44	3,03(9) 2,57(7)		2,86(7) 0,97(6)	2,90(6) 2,15(8)
CsI	α τ_0	2,60(11) 3,11(13)	3,13(6) 2,47(5)		2,76(4) 1,01(6)	2,85(4) 2,33(6)

Графики зависимости τ_h от n^* для D-состояний атомов щелочных металлов удивительно разнообразны (см. рис. 6). Степенные зависимости (10) наблюдаются только для Li I и Na I, константы зависимостей, приведенные в табл. VIII, получены по теоретическим результатам для Li I, по экспериментальным и теоретическим — для Na I. Особенно хорошо зависимость (10) прослеживается для D-состояний Na I (см. рис. 6). Времена жизни D-состояний K I, Rb I, Cs I изменяются в зависимости от n^* по сложным кривым, показывающим наличие сильного возмущения.

Радиационные времена жизни F- и G-состояний всех атомов подгруппы Li I показывают наличие степенной зависимости от эффективного главного квантового числа. Для Rb I и Cs I зависимость (10) выполняется начиная с 5F и 6F соответственно, для Li I, K I и Na I степенной зависимости подчиняются все F- и G-состояния, особенно хорошо степенная зависимость наблюдается для F-состояний Na I (см. рис. 5). Константы α и τ_0 для F-серий Rb I получены по теоретическим значениям τ_h . Константы для G-серий Cs I получены по экспериментальным τ_h для F_{7/2} состояний. Для G-состояний приведенные в табл. VIII константы α и τ_0 получены по теоретическим значениям τ_h .

Степенные зависимости (10) не выполняются для S-серий Li I и K I, P-серий Na I, D-серий K I, Rb I, Cs I. Зависимости $q(E)$ для тех же серий показывают наличие возмущения этих серий и отступление от «водородоподобности».

Как известно^{172,173}, S- и P-электроны связаны в атомах всех щелочных металлов гораздо прочнее, чем в атоме водорода (сильно проникающие орбиты), а прочность связи убывает от Li к Cs. Поэтому степенные зависимости для τ_h в S- и P-сериях выполняются только для верхних состояний и для тяжелых атомов. Для D-электрона прочность связи возрастает от Li к Cs, а эффект проникающих орбит нарушает «водородоподобность» D-серии у K, Rb и Cs. Поэтому степенная зависимость $\tau_h(n^*)$ для D-состояний наблюдается только для Li I и Na I.

F- и G-электроны во всех щелочных атомах связаны практически так же, как в атоме водорода, и τ_h этих состояний хорошо подчиняются степенной зависимости (10) с показателем степени α , близким к водородному.

Анализ зависимостей $q(E)$ для всех серий атомов щелочных металлов показал, что на зависимостях $\tau(n^*)$ для определенных n должны быть особенности (τ_k этих состояний должно выпадать за график $\tau_k(n^*)$, при условии, что данные ¹⁵⁹ по энергиям состояний верны). Такие особенности должны наблюдаться для следующих состояний: 10S, 11P, 11D, LiI; 13S, 14D, 11F Na I; 13S K I; 17D Rb I. К сожалению, только для 13S Na I и 17D Rb I имеются данные по τ_k . Для τ_k 13S Na I особенность (τ_k меньше значения, определяемого по экстраполяции) наблюдается для теоретически полученного значения τ_k ⁶⁶, экспериментальные же данные имеют большой разброс. Расчетное ⁸⁷ значение τ_k 17D Rb I не показывает заметной особенности на графике (см. рис. 6), что, по-видимому, говорит о нечувствительности использованного метода к индивидуальным свойствам отдельных состояний.

Возможность отклонения от степенной зависимости (10) для отдель-

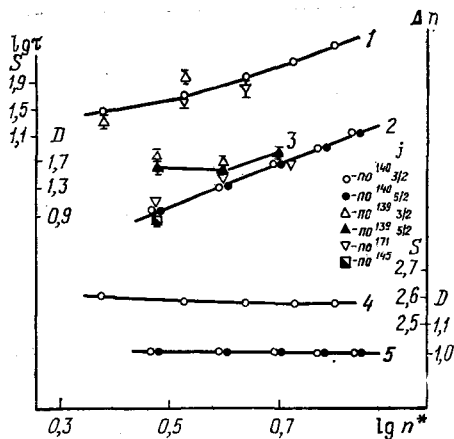


Рис. 7. Графики зависимостей радиационного времени жизни τ и квантового дефекта Δn от эффективного главного квантового числа для S- и D-состояний Cu I.

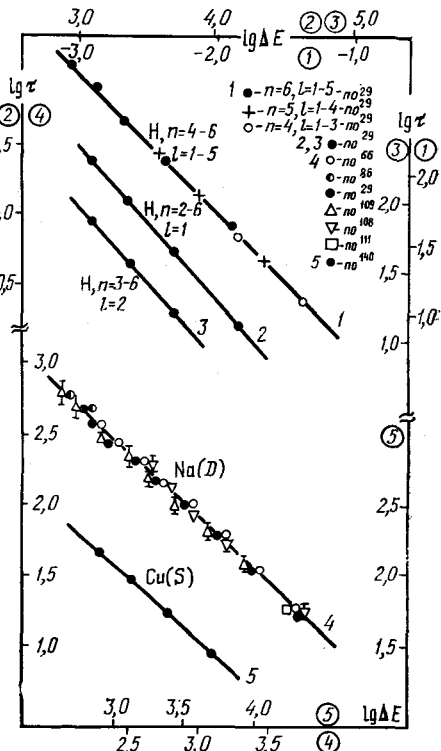


Рис. 8. Графики зависимостей радиационного времени жизни τ от энергетических расстояний между уровнями ΔE для атомов водорода (D-состояния), натрия (D-состояния) и меди (S-состояния).

ных состояний требует использовать константы, приведенные в таблице VIII для оценок τ_k неисследованных состояний только в совокупности с зависимостями (11) для тех же состояний.

Для атомов подгруппы Cu I закономерности изменения τ_k можно проследить только для S-, P- и D-состояний меди. Построенные нами графики зависимости τ_k от n^* для этих серий представлены на рис. 3 и 7. Зависимости $\tau_k(n^*)$ для P-серий Cu I обсуждены выше. Графики зависимости $\tau_k(n^*)$ для S- и D-серий Cu I представлены на рис. 7. Ход графика 3, построенного по данным ¹³⁹, характерен для возмущенной серии (см. рис. 3), в то время как результаты других, как теоретических ¹⁴⁰, так и экспериментальных ^{145, 171} определений хорошо аппроксимируются линейной зависимостью (график 2). Известно ¹⁶², что для возмущенной серии график зависимости квантового дефекта Δn от главного квантового числа должен иметь немонотонный ход. На рис. 7 представлены графики

$\Delta n (n^*)$ для S- и D-серий Cu I (графики 4 и 5), которые не имеют экстремумов. Ход графиков $\Delta n (n^*)$ характерен для невозмущенных серий, для которых графики $\tau_h (n^*)$ должны иметь вид графиков 1 и 2, что и наблюдается для всех имеющихся данных по τ_h , кроме данных ¹⁵⁹, которые, по-видимому, ошибочны. Графики рис. 7 показывают, что для подтверждения обоснованности экстраполяции зависимости (10) можно использовать зависимости $\Delta n (n^*)$.

В монографии ¹⁵² отмечается, что время жизни всех подуровней $n l$ n -го квантового состояния в атоме водорода (исключая S-состояния) плавно меняется при изменении орбитальных квантовых чисел этих уровней. Действительно, из рис. 4 видно, что при фиксированном n время жизни уровней с разным l увеличивается с увеличением l по какому-то вполне определенному закону. Из анализа изменения значений радиационных времен жизни возбужденных состояний атома водорода обнаружилось, что радиационные времена жизни τ обратно пропорциональны энергетическим расстояниям между соседними состояниями ΔE :

$$\tau_{n,l} = A (\Delta E)^{-\beta}, \quad (12)$$

где A и β — характерные константы для серии возбужденных состояний с одинаковым n .

На рис. 8 представлены графики зависимости времен жизни τ_h возбужденных состояний от расстояний между соседними состояниями ΔE (см⁻¹) ¹⁵⁹. Для серий, представленных на рис. 8, константа β принимает следующие значения: 1,0 (график 1); 1,12 (графики 2, 3); 0,92 (график 4); 0,89 (график 5). Графики 4 и 5 рис. 8 показывают, что соотношение (12) выполняется не только для атома водорода, но и для атомов натрия и меди. Следует отметить, что соотношение (12) вместе с зависимостями $q(E)$ или $\Delta n(n)$ также может быть использовано для оценок времен жизни неисследованных состояний.

5. ТАБЛИЦА РЕКОМЕНДУЕМЫХ ЗНАЧЕНИЙ РАДИАЦИОННЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ I ГРУППЫ

Значения времен жизни возбужденных состояний атомов, полученные разными методами, как об этом можно судить по приведенным выше таблицам, часто расходятся между собой, иногда эти расхождения весьма существенны и достигают порядка величин и более (Cu I). Это объясняется как трудностью экспериментального определения времен жизни отдельных состояний, так и неполным учетом условий эксперимента, особенно при работе новыми методами. Поэтому мы, наряду с полной систематизацией данных по τ_h , имеющихся в литературе на данный момент, для облегчения их практического использования, провели критический анализ с целью рекомендации наиболее достоверных значений.

Значения $\tau^{\text{рек}}$, приведенные в табл. IX, рассчитывались следующим образом:

$$\tau^{\text{рек}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \tau_i, \quad (13)$$

где n — число учитываемых работ. При этом не учитывались результаты работ, если они отличались от полученного среднего на величину, большую, чем 2σ (σ — стандартное средне-квадратичное отклонение). Не учитывались также экспериментальные результаты без погрешности и ранние результаты тех же авторов. Дополнительным к средне-квадратичному отклонению, критерием отбрасывания результатов некоторых работ

Таблица IX

Рекомендуемые значения радиационных времен жизни
возбужденных состояний атомов I группы в нс

Атом	Состояние	Время жизни, нс	По- греш- ность	Атом	Состояние	Время жизни, нс	По- греш- ность	
H	3s	156,7	B		7P	1542		
	4s	229,1	B		3D	20,4	C	
	5s	363,3	C		4D	53,9	A	
	6s - 12s см. табл. I				5D	110,5	C	
	2p	1,59	A		6D	197,7	C	
	3p	5,51	A		7D	319,6	B	
	4p	12,2	B		8D	481,9	C	
	5p	23,8	A		9D	698	C	
	6p - 12p см. табл. I				10D	946,5	B	
	3d	15,6	A		11D	1254		
	4d	36,4	B		12D	1604	C	
	5d	69,7	A		13D	2070		
	6d - 12d, f, g, h см. табл. I				4F	71,6	B	
	LiI	3s	30		B	5F	136,6	C
		4s	56,2			6F	234,2	C
5s		103	7F	371		B		
6s		173	8F	549				
7s		272	9F	760				
8s		405	10F	1030				
2P		26,9	12F	1741				
3P		224	13F	2265				
3D		14,7	14F	2725				
4D		33,5	C	15F		3540		
LiI	5D	64	A	5G - 9G см. табл. IV				
	6D	108,3		10G	1785			
	7D	169		11G	2362			
	8D	251		12G	3051			
	4F - 7F см. табл. IV				4P	26,9	C	
	8F	551		4P _{3/2}	27,2			
	9F	779		4P _{1/2}	26,7			
	10F	1062		5P	128,7	C		
	11F	1406		5P _{3/2}	131,2			
	12F	1816			6P - 8P см. табл. II			
NaI	5G - 7G см. табл. IV			RbI	9P	1511		
	8G	922	10P		2241			
	9G	1306	11P		5333			
	10G	1782	12P		6960			
	11G	2361	7s		94,5	C		
	12G	3052	8s		166			
	4s	38,7	9s		273			
	5s	80,2	10s		449			
	6s	154,8	11s		628			
	7s	267,6	12s		887			
NaI	8s	430,1	C		5P _{3/2}	26,7	A	
	9s	662	A		5P _{1/2}	29,3	C	
	10s	937,6	C		6P _{3/2}	111,5	A	
	11s	1261			6P _{1/2}	122		
	12s	1795			7P _{3/2}	236		
	13s	2250	B		8P - 28P см. табл. II			
	3P	16,2	C		4D _{3/2}	90		
	4P	99	A		5D	249		
	5P	354,9	C		6D _{3/2}	289		
	6P	863			7D _{3/2}	379		
					8D _{3/2}	515		

Т а б л и ц а IX (продолжение)

Атом	Состояние	Время жизни, нс	По- греш- ность	Атом	Состояние	Время жизни, нс	По- греш- ность
CsI	4F - 12F см. табл. IV			3d ⁹	8s ² S _{1/2} , 9s ² S _{1/2} см. табл. VI		
	8s	100,3	C		4p ² P _{1/2} ^o	7	B
	9s	189,2	C		4p ² P _{3/2} ^o	7	
	10s	283			5p ² P _{1/2} ^o	38,8	
	11s	417			5p ² P _{3/2} ^o	33,5	
	6P _{3/2}	30,2	A		6p ² P _{1/2} ^o	23	
	6P _{1/2}	34			6p ² P _{3/2} ^o	6,2	
	7P _{3/2}	135	A		7p ² P _{1/2} ^o	5,8	
	7P _{1/2}	157,2	A		7p ² P _{3/2} ^o	17	
	8P _{3/2}	294,6			4d ² D _{3/2}	13	
	8P _{1/2}	318			4d ² D _{5/2}	13	
	9P _{3/2}	502			5d ² D _{3/2}	28	
	9P _{1/2}	575			5d ² D _{5/2}	28	
	6D _{5/2}	62			6d ² D _{3/2}	52	
	6D _{3/2}	58			6d ² D _{5/2}	54	
7D _{5/2}	90		7 ² D _j , 8 ² D _j см. табл. VI				
7D _{3/2}	94		AgI	4p' ² D _{3/2} ^o	20		
8D _{3/2}	153			4p' ⁴ P _{3/2} ^o	319		
CuI 3d ¹⁰	9D _{3/2} - 14D _{3/2} см. табл. IV				4p' ⁴ D _{3/2} ^o		368
	5F _{7/2} - 13F _{7/2} см. табл. IV				4d ¹⁰ 5p ² P _{3/2}		6,7
	5s ² S _{1/2}	22					
	6s ² S _{1/2}	50					
	7s ² S _{1/2}	93					

являлось их несоответствие зависимости (10), полученной по данным других работ, справедливость которой для данной серии подтверждается ходом зависимости $q(E)$ (см. гл. 4). Все остальные результаты как экспериментальные, так и теоретические рассматривались как равноточные и распределенные по нормальному закону относительно истинного значения. Следует отметить, что совместное рассмотрение экспериментальных и теоретических значений возможно только для водорода и атомов легких щелочных металлов (Li, Na, K), где расщепление на составляющие тонкой структуры мало. Как показал анализ сводных таблиц по τ_h , теоретические и экспериментальные значения радиационных времен жизни возбужденных состояний этих атомов совпадают в пределах ошибок эксперимента за исключением ошибочных данных отдельных работ. Для Rb I и Cs I заметно отличие экспериментальных значений τ_h для составляющих тонкой структуры, которые в свою очередь отличаются от теоретических значений. Теоретические значения, как правило, даются для центра тяжести состояния и, как показывают сводные таблицы, ближе к экспериментальному значению τ_h состояний с большим статистическим весом. Для Rb I и Cs I мы приводим рекомендуемые значения τ для составляющих тонкой структуры и там, где нет экспериментальных значений, теоретические значения для центра тяжести состояния.

Кроме усредненных по (13) значений нескольких определений τ_h в таблицу 9 включены и результаты единичных определений, соответствующих зависимости (10), построенной по усредненным τ_h остальных состояний этой серии, а также оценки τ_h неисследованных состояний, полученные также из зависимости (10). В таблицу включены результаты единичных определений и оценки τ_h , достоверность которых подтверждается ходом графика зависимости $q(E)$ (см. гл. 4).

Мы не могли распределить данные отдельных работ по статистическим весам, т. к. из-за трудности анализа условий проведения эксперимента каждой оригинальной работы было невозможно ввести объективную шкалу весов по годам или методам, введение статистического веса по приводимым погрешностям неправомерно потому, что расхождение результатов часто значительно превышает приводимые для них погрешности, что говорит о том, что последние не отражают реальную точность результатов.

Погрешности рекомендуемых в табл. IX значений рассчитывались с использованием коэффициента Стьюдента $t_{\alpha, n-1}$ для доверительного интервала $\alpha = 0,95$ ¹⁶³:

$$\Delta \tau^{\text{рек}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\tau^{\text{рек}} - \tau_i)^2 t_{\alpha, n-1}} \quad (14)$$

Погрешность рекомендуемых значений, рассчитанная по (14), дается в процентах и обозначена буквами: A ($< 5\%$), B ($< 10\%$), C ($< 30\%$). Для экономии места рекомендуемые значения отдельных работ в табл. IX не приводятся (ссылки на предыдущие таблицы). Предсказываемые значения являются оценочными, поэтому приводятся без погрешности.

В табл. 9 не включены результаты единичных определений τ_h , если ни для одного из состояний данной серии нет нескольких определений разными методами. Также не включены предсказываемые значения τ_h состояний, для которых нет данных по энергиям в ¹⁵⁹.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современный уровень фундаментальных и прикладных исследований требует знания истинных величин атомных констант, в том числе радиационных времен жизни, с точностью 5–10% ¹⁶⁵. Если истинной величиной считать согласующийся результат, полученный различными экспериментальными и теоретическими методами, то следует признать, что проблема определения истинных значений радиационных времен жизни возбужденных состояний атомов I группы с необходимой в настоящее время точностью и полнотой далека от завершения. Удовлетворительным следует признать положение с определением времен жизни возбужденных состояний атома водорода и нижних (до $n = 10$) состояний атомов щелочных металлов (за исключением Li I и K I). Для верхних состояний атомов щелочных металлов и всех возбужденных состояний (кроме резонансных) атомов подгруппы меди данные о радиационных временах жизни либо отсутствуют, либо имеют большие расхождения. Времена жизни автоионизационных состояний исследованы практически только для Li I.

Необходимы новые, более точные данные и для нижних состояний, которые позволили бы определить и уточнить константы степенных зависимостей (10), что в свою очередь позволило бы оценивать время жизни верхних состояний с большой точностью. Особый интерес представляют достоверные данные с τ_h возбужденных состояний, для которых поведение квантового дефекта предсказывает «особенность» на зависимости τ_h (n^*). Наблюдающийся в последнее время во многих странах устойчивый интерес к определению радиационных времен жизни возбужденных состояний атомов и ионов позволяет надеяться, что необходимые сведения будут получены в ближайшие годы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Пенкин Н. П., Комаровский В. А.— J. Quantit. Spectr. and Rad. transfer., 1976, v. 16, p. 217.
2. Penkin N. P.— In.: 6th Intern. Conference on Atomic Physics: Proceedings.— Riga, 1978.— P. 33.
3. Head M. E. M., Head C. E., Lawrence T. N.— Beam-Foil Spectroscopy (N.-Y., Lnd.), 1976.— V. 1, p. 147.
4. Thompson R. T., Fowler R. G.— J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer, 1975, v. 15, p. 1017.
5. Sheares-Izumi W.— Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1977, v. 20, p. 531.
6. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M.— Atomic Transition Probabilities, NBS (U. S.) 4, 1966, v. 1.
7. Wiese W. L., Smith M. W., Miles B. M.— Ibid., NBS (U.S) 22, 1969, v. 2.
8. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов.— М.: Мир, 1968.
9. Figger H., Heldt J., Siomos K., Walther H.— Astron. and Astrophys., 1975, v. 43, p. 389.
10. Einstein A.— Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1916, S. 318.
11. Corney A.— Adv. Electron. and Electron. Phys. 1970, v. 29, p. 115.
12. Imhof R. E., Read F. H.— Rept. Progr. Phys. 1977, v. 40, p. 2.
13. Ошерович А. Л., Веролайнен Я. Ф.— В кн.: Проблемы атмосферной оптики.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1979, с. 80.
14. Berry H. G.— Rept. Progr. Phys., 1977, v. 40, p. 155.
15. Чайка М. П.— В кн.: Интерференция вырожденных атомных состояний.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975, С. 64.
16. Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И.— УФН, 1974, т. 113, с. 596.
17. Armstrong L. J.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 546.
18. Crossley R. J. S.— Adv. Atom. and Mol. Phys., 1969, v. 5, p. 237.
19. Груздев П. Ф.— В кн.: Физика вакуумного ультрафиолета.— Киев: Наукова думка, 1974.— С. 76.
20. Wien W.— Ann. d. Phys., 1919, Bd. 60, S. 39; 1921, Bd. 66, S. 16; 1924, Bd. 23, S. 32; 1927, Bd. 83, S. 1.
21. Bethe H. In: Handbuch der Physik.— 2te Aufl. —1933.— Bd. 24, S. 444.
22. Goodman A. S., Donahue D. J.— Phys. Rev., 1965, v. 141, p. 1.
23. Hughes R. H., Dowson H. R., Doughity B. M.— JOSA, 1966, v. 56, p. 830.
24. Schurmann D., Schlagheck W., Heckmann P. H., Bukow H. H., Buttlar H.— Zs. Phys., 1971, Bd. 246, S. 239.
25. Bickel W. S., Goodman A. S.— Phys. Rev., 1966, v. 148, p. 1.
26. Chupp E. L., Dotchin L. W., Pegg D. J.— Ibid., 1968, v. 175, p. 44.
27. Bukow H. H., Buttlar H., Haas D., Heckmann P. H., Hollm., Schlagheck W., Schurmann D., Tielert R., Woodruff R.— Nucl. Instr. and Meth., 1973, v. 110, p. 89.
28. Etherton R. C., Beyer L. M., Maddox W. E., Bridwell L. B.— Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 2, p. 2177.
29. Lingard A., Nielsen S. E.— Atom. Data and Nucl. Data Tables, 1977, v. 19, p. 534.
30. Рождественский Д. С. Простые соотношения в спектрах щелочных металлов.— Пг., 1915.
31. Прокофьев В. К.— ЖЭТФ, 1931, т. 1, с. 1231; 1934, т. 4, с. 359.
32. Филиппов А. Н.— ЖЭТФ, 1933, т. 3, с. 520.
33. Кватер Г. С.— ЖЭТФ, 1942, т. 12, с. 374; Вестн. Ленингр. ун-та, 1947, № 2, с. 135.
34. Кватер Г. С., Мейстер Т. Г.— Ibid., 1952, № 9, с. 137.
35. Островский Ю. И., Пенкин Н. П.— Опт. и спектр., 1961, т. II, с. 3; Мазинг М. А., Пенкин Н. П.— Ibid., 1966, т. 21, с. 749.
36. Машинский А. Л., Чайка М. П.— Ibid., 1970, т. 28, с. 1093.
37. Buchet J. P., Denis A.— C.R. Ser. B, 1967, t. 265B, p. 471.
38. Brog K. C., Eck T. G., Wieder H.— Phys. Rev., 1967, v. 153, p. 91.
39. Bickel W. S., Martinson J.— JOSA, 1969, v. 59, p. 830.
40. Andersen T., Jessen K. A., Sorensen G.— Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 29, p. 384.
41. Карлов Н. В.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 716.
42. Held J., Leuchs G.— Zs. Phys. Ser. A, 1979, Bd. 291, S. 11.
43. Isler R. C., Marcus S., Novick R.— Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 76.

43. Demtröder W.—Zs. Phys., 1962, Bd. 166, S. 42.
44. Агарбигану Н., Кукурезяну Н., Попеску Н., Василиу В.—Опт. и спектр., 1963, т. 14, с. 18.
45. Hulpke E., Paul E., Paul W.—Zs. Phys., 1964, Bd. 177, S. 257.
46. Маркова Г., Чайка М.—Опт. и спектр., 1964, т. 17, с. 319.
47. Karstensen F.—Zs. Phys., 1965, Bd. 187, S. 165.
48. Link I. K.—JOSA, 1966, v. 56, p. 1195.
49. Ackermann H.—Zs. Phys., 1966, Bd. 195, S. 253.
50. Cunningham P. T., Link I. K.—JOSA, 1967, v. 57, p. 1000.
51. Kibble B., Copley G., Krause L.—Phys. Rev. 1967, v. 153, p. 9.
52. Wolff R. I., Davis S. P.—JOSA, 1968, v. 58, p. 490.
53. Habib E. E., Kibble B. P., Copley G.—Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 673.
54. Schönberger D., Zimmerman D., Goldman A.—Zs. Phys., 1968, Bd. 216, S. 172.
55. Baumann H.—Zs. Naturforsch., 1969, Bd. 24a, S. 1049.
56. Bästlein C., Baumgartner G., Brosa B.—Zs. Phys., 1969, Bd. 218, S. 319.
57. Машинский А. Л.—Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 3.
58. Schmieder R. W., Lurio A., Harper W., Khadjavi A.—Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 2, p. 1216.
59. Tudorache S. T.—Rev. Rom. Phys., 1970, v. 15, p. 269.
60. Bromander J., Berry H. G., Buchta R.—Nucl. Instr. and Meth., 1970, v. 90, p. 55.
61. Andersen T., Desesquelles I., Jessen K. A., Sorensen G.—JOSA, 1970, v. 60, p. 1199.
62. Brus L. E.—J. Chem. Phys., 1970, v. 52, p. 1716.
63. Erdmann T. A., Figger H., Walther H.—Opt. Comm., 1972, v. 6, p. 166.
64. Harde H.—Beam-Foil Spectroscopy, 1975, v. 2, p. 859.
65. Burgmans A. L.—Phys. Lett. Ser. A, 1977, v. 60, p. 453.
66. Груздев П. Ф., Афанасьева Н. В.—Опт. и спектр., 1980, т. 49, с. 625.
67. Kruger H., Scheffler K.—J. Phys. et Radium, 1958, t. 19, p. 854.
68. Gallagher T. F., Edelstein S. A., Hill R. M.—Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14A, p. 2360.
69. Gallagher T. F., Cooke W. E.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 835.
70. Schmieder R. W., Lurio A., Harper W.—Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 76.
71. Ney J.—Zs. Phys., 1969, Bd. 223, S. 126.
72. Copley G., Krause L.—Can. J. Phys., 1969, v. 47, p. 533.
73. Svanberg S.—Phys. Scr., 1971, v. 4, p. 275.
74. Schussler H. A.—Zs. Phys., 1965, Bd. 182, S. 289.
75. Feichter J. D., Gallagher J. H., Mizushima M.—Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 44.
76. Belin G., Svanberg S.—Phys. Scr., 1971, v. 4, p. 269.
77. Gallagher A., Lewis E.—Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 231.
78. Lupascu A., Popescu J., Tudorache S.—Rev. Rom. Phys., 1977, v. 22, p. 923.
79. Альтман Э. Л., Казанцев С. А.—Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 805.
80. Meyer-Berkhout U.—Zs. Phys., 1955, Bd. 141, S. 185.
81. Bucka H., Grosswendt B., Schüssler H.—Ibid., 1966, Bd. 194, S. 193.
82. Feiertag D., Putlitz C.—Zs. Phys., 1973, Bd. 261, S. 1.
83. Григорьева В. Н.—Вестник Ленингр. ун-та, 1973, № 16, с. 44.
84. Bucka H., Putlitz G., Rabold R.—Zs. Phys., 1968, Bd. 213, S. 101.
85. Putlitz G., Venkataramu K. V.—Ibid., 1968, Bd. 209, S. 470.
86. Gounand F.—J. de Phys., 1979, t. 40, p. 457.
87. Gounand F., Fornier P. R., Cuvello J.—Phys. Lett. Ser. [A, 1976, v. 59, p. 23.
88. Маркова Г., Хвостенко Г., Чайка М.—Опт. и спектр. 1967, т. 23, с. 835.
89. Violino P.—Can. J. Phys., 1969, v. 47, p. 2095.
90. Svandberg S., Rydberg S.—Zs. Phys., 1969, Bd. 227, S. 216.
91. Dodd J. N., Enemark E., Gallagher A.—J. Chem. Phys., 1969, v. 50, p. 4838.
92. Zimmerman P.—Opt. Comm., 1974, v. 12, p. 98.
93. Gallagher A.—Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 68.
94. Althoff K.—Zs. Phys., 1955, Bd. 141, S. 33.
95. Bucka H., Kopfermann H., Otten E. W.—Ann. d. Phys., 1959, Bd. 4, S. 39.

144. Krellmann H., Siefert E., Weihreter E.—J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2608.
145. Curtis L. J., Engman B., Martinson J.—Phys. Scr. 1976, v. 13, p. 109.
146. Kowalski J., Putlitz G.—Zs. Phys., 1968, Bd. 208, S. 459.
147. Bucka H., Einfeld D., New J., Wilken J.—Zs. Naturforsch., 1971, Bd. 26, S. 1016.
148. Klose J.—Astrophys. J., 1975, v. 198, p. 229.
149. Selter K. P., Kunze H.—Ibid., 1978, v. 221, p. 713.
150. Bucka H., Ney J.—Zs. Phys., 1966, Bd. 194, S. 208.
151. Einfeld D., Ney J., Wilken J.—Zs. Naturforsch., 1971, Bd. 26, S. 668.
152. Бете Г., Солпигер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами.—М.: Физматгиз, 1960.—С. 421.
153. Груздев П. Ф., Афанасьева Н. В.—Опт. и спектр., 1975, т. 38, с. 378, 1978, т. 45, с. 631.
154. Ошерович А. Л., Борисов Е. Н., Бурштейн М. Л., Веролайнен Я. Ф.—Ibid., 1975, т. 39, с. 820.
155. Gallagher T. F., Edelstein S. A., Hill R. M.—Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 11, p. 1504.
156. Ошерович А. Л., Веролайнен Я. Ф., Привалов В. И., Пулькин С. А.—ДАН СССР, 1979, т. 248, с. 614.
157. Gallagher T. F., Edelstein S. A., Hill R. M.—Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, p. 1948.
158. Biemont E.—Physica, Ser. C, 1977, v. 85, p. 393.
159. Moore C. E.—In: Atomic Energy Levels.—Washington: NBS.—1949.—V. 1, p. 2.
160. Груздев П. Ф., Шерстюк А. П.—Опт. и спектр., 1976, т. 40, с. 617.
161. Gounand F., Hugon M., Fournier P. R.—J. de Phys., 1980, t. 41, p. 119.
162. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов.—М.: Физматгиз, 1963.—С. 217.
163. Худсон Д.—Статистика для физиков.—М.: Мир, 1967.
164. Веролайнен Я. Ф., Плехоткина Г. Л., Привалов В. И.—Опт. и спектр., 1982, т. 53.
165. Navey M. D., Balling L. C., Wright J. J.—Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, N 6, p. 2332.
166. Lewis E. L., Wheeler C. S., Wilson A. D.—J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 2619.
167. Zimmermann D.—Zs. Phys. Ser. A, 1975, Bd. 275, S. 5.
168. Bunge A. V.—Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 17, p. 822.
169. Mannervik S.—Phys. Scr., 1980, v. 22, p. 575.
170. Bunge C. F.—J. Phys. Ser. B, 1981, v. 14, p. 1.
171. Ошерович А. Л., Плехоткина Г. Л., Обидин В. Р.—Опт. и спектр. 1981, т. 50, с. 1046.
172. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.—М.: Физматгиз, 1963.
173. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия.—М.: Физматгиз, 1962.
174. Безуглов Н. Н., Горшков В. Н., Ошерович А. Л., Плехоткина Г. Л.—Деп. ВИНТИ, № 838—81 от 23.02.1981.
175. Плехоткина Г. Л.—Опт. и спектр., 1981, т. 51, с. 194.