

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НИЖНИХ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ПОДГРУППЫ МЕДИ (CuI, AgI, AuI)

Н. Н. Безуглов, В. Н. Горшков, А. Л. Ошеревич и Г. Л. Плехоткина

Измерены времена жизни шести нижних резонансных уровней CuI, AgI и AuI с корректной поправкой на явление пленения излучения в конечном объеме направленного пучка. Полученные результаты сравниваются с радиационными временами в условиях почти полного отсутствия пленения излучения.

1. При исследовании процессов, связанных с испусканием квантов света резонансными состояниями атома, необходимо учитывать явление пленения излучения. Корректный учет пленения позволяет, измерив эффективное время жизни $\tau_{\text{эфф}}$ резонансного уровня при известной концентрации нормальных атомов N_0 , определить его радиационное время жизни τ_k , что значительно расширяет область применения основных экспериментальных методов измерения τ_k . Анализ процесса увеличения продолжительности эффективного времени жизни при высвечивании возбужденных атомных состояний в условиях оптически плотного атомного пучка не может основываться на результатах теории переноса излучения, полученных для паронаполненной кюветы [1, 2]. Дело в том, что направленное движение поглощающих и излучающих частиц приводит к резкой зависимости спектральных характеристик излучения от ориентации относительно оси пучка испущенных атомами фотонов. Вследствие доплер-эффекта спектральная линия испускания сильно уширена вдоль направления движения атомов и сужена в направлении, ортогональном к оси пучка.

Ранее предпринимались попытки [3] приспособить результаты классической работы Холстейна [1] для теоретического описания увеличения эффективного времени жизни возбужденных состояний атома серебра в атомном пучке. Автор работы [3] допустил возможность перемещения многократно рассеянных фотонов в ортогональных к оси пучка направлениях, где доплеровский контур спектральной линии испускания имеет минимальную ширину, а вероятность поглощения квантов света максимальна. Такое предположение представляется неоправданным вследствие испускания фотонов во всех направлениях трехмерного пространства.

Цель настоящей работы заключается в следующем.

Показать на конкретных объектах исследования (резонансные уровни меди, серебра и золота) справедливость выводов теории пленения излучения [4] в конечном объеме направленного пучка. Сравнить результаты измерений τ_k резонансных уровней в условиях почти полного отсутствия пленения излучения со значениями τ_k , найденными путем введения поправки на пленение.

2. Измерение времен жизни резонансных уровней атомов меди, серебра и золота проводилось методом задержанных совпадений с использованием в качестве источника излучения скрещенных атомного и электронного пучков на установке, описанной в [5]. При этом геометрические параметры атомного пучка для всех трех элементов были одинаковыми и соответствовали указанным на рис. 1.

Для того чтобы использовать результаты теории пленения излучения, необходимо знание концентрации нормальных атомов N_0 исследуемых элементов

угловую апертуру пучка. Параметр k_0 есть обычно используемый в литературе доплеровский коэффициент поглощения в центре спектральной линии [4]; так что

$$\kappa_0 \equiv k_0 R = \frac{\lambda^3}{8\pi^{1.5} \tau_k} \frac{F^* N_0}{F_0 v_0} R, \quad (5)$$

где R — радиус пучка в зоне возбуждения атомов электронным ударом, $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ — тепловая скорость частиц газа в атомном источнике. Полученные в [4] аналитические представления Φ_i , G_i в виде однократных интегралов позволяют рассчитать функции g_1 и g_2 (2) для любых значений оптической толщины пучка $0 \leq \kappa_0 \leq \infty$. Результаты расчета для одиночной резонансной линии приведены на рис. 2 при угле коллимации $\beta = 0.3$ (рис. 1).

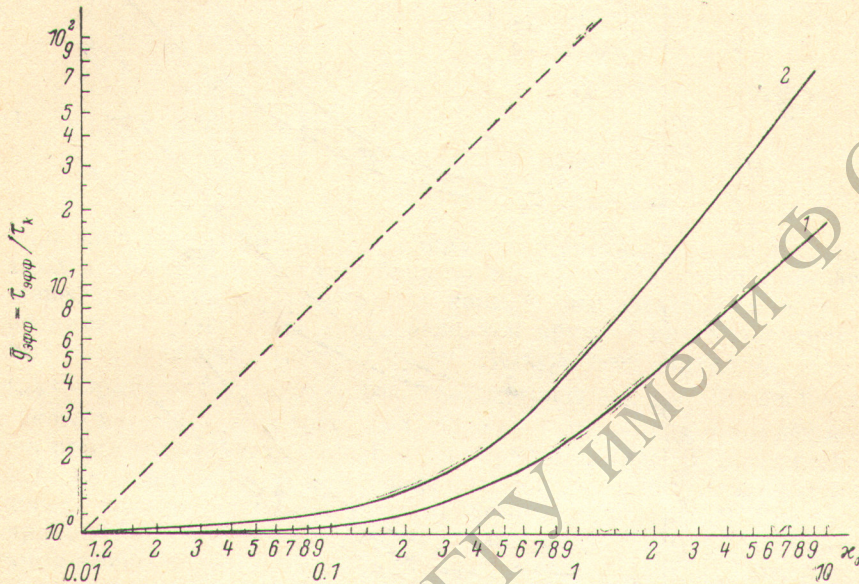


Рис. 2. Зависимость верхнего (g_2) и нижнего (g_1) граничных значений $\tau_{эфф}$ от оптической толщины κ_0 атомного пучка; $\beta=0,3$.

При больших величинах κ_0 (≥ 10) удается получить точное асимптотическое выражение непосредственно для $\tau_{эфф}$

$$\frac{\tau_k}{\tau_{эфф}} = \frac{3.2}{3\pi\kappa_0 \sqrt{\pi \ln(8\kappa_0)}} [1 + 2\beta \ln(8\kappa_0)]. \quad (6)$$

В формуле (6) опущены члены, пропорциональные β^2 . Если сравнить (6) для идеального пучка ($\beta=0$) с результатом Холстейна [1] для цилиндрической паронаполненной кюветы, то при одинаковых оптических толщинах κ_0 время $\tau_{эфф}$ в пучке в $1.5 \pi \approx 5$ раз больше, чем в кювете. Здесь же отметим, что метод Клозе [3], грубо говоря, получается из (6) пренебрежением единицей в сумме, стоящей в квадратных скобках. Для приведенных в [3] параметров атомного пучка такое пренебрежение недопустимо.

4. Приведенные выше соотношения справедливы при переносе излучения в частотах одиночной резонансной линии. Однако вследствие взаимодействия орбитального и ядерного магнитных моментов существует богатая СТС спектральных линий. В табл. 1 приведена необходимая информация о параметрах сверхтонкого расщепления рассматриваемых уровней, а также эффективная полуширина $\Delta\nu_D^{эфф}$ резонансных линий. Доплеровская полуширина линий $\Delta\nu_D$ в зависимости от угла между направлением испущенного кванта света и осью пучка меняется в пределах $\beta v_0/c < \Delta\nu_D < v_0/c$. Более точный анализ показывает, что в качестве характерного значения $\Delta\nu_D^{эфф}$ следует принять величину $v_0/2c$ (в нашем случае $\beta=0.3$). Как видно из табл. 1, СТС резонансных

линий, обусловленная расщеплением возбужденных состояний, оказывается под «шапкой» доплеровского уширения. По той же причине становится несущественным сдвиг $\Delta\nu$ линий двух изотопов друг относительно друга, для серебра $\Delta\nu \approx 120$ МГц, для меди $\Delta\nu \approx 240$ МГц. Наоборот, СТ расщепление основного состояния намного превосходит величину $\Delta\nu_D^{\text{эф}}$.

Таким образом, перенос излучения осуществляется в спектрально разнесенных компонентах резонансного дублета, имеющих общий верхний уровень ($n^2 p_{1/2, 3/2}^0$). В подобной ситуации не представляет труда видоизменить приведен-

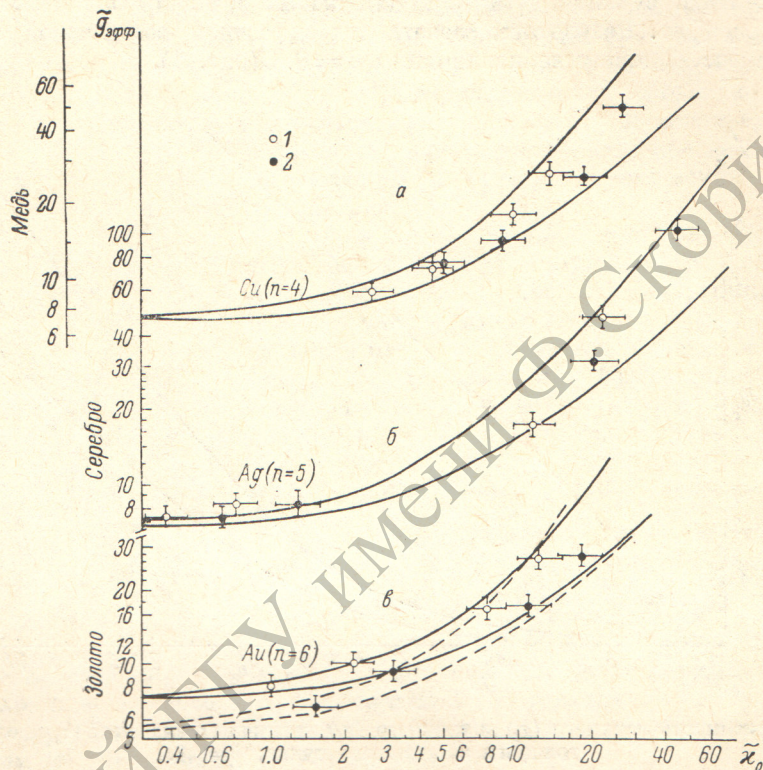


Рис. 3. Экспериментальная и теоретическая зависимости $\tilde{g}_{\text{эфф}}$ от величины оптической плотности \tilde{x}_0 (см. текст) атомного пучка.

Сплошные теоретические кривые получены из графиков рис. 2 путем пересчета функций (2) на наличие сверхтонкой структуры по соотношениям (7), (8).

ную выше теорию для одиночной линии. Относительные силы компонент дублета даются соотношениями $\alpha_i = F_i / (F_1 + F_2)$. Здесь F_i — стат. вес компоненты СТС основного состояния, на котором оканчивается i -линия дублета $\alpha_1 = 3/8$, $\alpha_2 = 5/8$ для Cu I; Au I; $\alpha_1 = 3/4$, $\alpha_2 = 1/4$ для Ag I. Оптические толщины $x_0^{(i)}$ согласно правилу Кирхгофа, распределяются между компонентами в соответствии с формулой $x_0^{(i)} = \alpha_i x_0$. Величина x_0 рассчитывается по (5) для одиночной резонансной линии. Окончательно пересчитанные на наличие СТС линий функции \tilde{g}_2 (3) и \tilde{g}_1 (4), имеют вид

$$\tilde{g}_2^{-1}(x_0) = \sum_{i=1,2} \alpha_i \tilde{g}_2^{-1}(\alpha_i x_0); \quad (7)$$

$$\tilde{g}_1^{-1}(x_0) = \sum_{i=1,2} \alpha_i \tilde{g}_1^{-1}(\alpha_i x_0). \quad (8)$$

Экспериментальные результаты по измерению $\tau_{\text{эфф}}$ возбужденных резонансных состояний $np^2 P_{3/2, 1/2}^0$ ($n=4, 5, 6$ для Cu I, Ag I и Au I соответственно) нанесены в виде точек на рис. 3 (а, б, в) в координатах: ось абсцисс — «оптическая толщина» \tilde{x}_0 (5), ось ординат — $\tilde{g}_{\text{эфф}} = \tau_{\text{эфф}} / \tau_k$ в предположении $\tau_k = 1$ нс. Дело в том, что значение τ_k является искомой, неизвестной нам величиной, которую

Таблица 1

Параметры сверхтонкого расщепления рассматриваемых уровней

Элемент	Уровни	Энергия, см ⁻¹	Константа СТС A, МгГц	Допплеровская полуши- рина $\Delta\nu_D^{\text{эфф}}$ перехода $n^2P_J \rightarrow n^2S_{1/2}$, МгГц	
Cu I	{	$4^2P_{3/2}^0$	30784	209	~1000
		$4^2P_{1/2}^0$	30535	—	~1000
		$4^2S_{1/2}^0$	0	~6000	—
Ag I	{	$5^2P_{3/2}^0$	30473	37	~710
		$5^2P_{1/2}^0$	29552	—	~700
		$5^2S_{1/2}^0$	0	~2000	—
Au I	{	$6^2P_{3/2}^0$	41174	14	760
		$6^2P_{1/2}^0$	37359	—	690
		$6^2S_{1/2}^0$	0	~3050	—

естественно находить из требования наилучшего согласия экспериментальных и расчетных данных. Для этого необходимо на рис. 2 (со значениями функций \bar{g}_1 и \bar{g}_2 , пересчитанными по (7) и (8) для конкретного элемента) нанести семейство экспериментальных точек, отличающихся друг от друга значением τ_k и полученных из оригинала (рис. 3) путем сжатия осей \bar{x}_0 ($\bar{x}_0 = \bar{x}_0/\tau_k$ — см. (5)) и $\bar{g}_{\text{эфф}}$ ($g_{\text{эфф}} = \tau_{\text{эфф}}/\tau_k = \bar{g}_{\text{эфф}}/\tau_k$) в τ_k раз, где τ_k измерено в нс. Для двойного логарифмического масштаба осей (рис. 2, 3) подобная процедура приведет к смещению точек оригинала (рис. 3) относительно графиков (рис. 2) на $\lg(\tau_k)$ единиц вниз и $\lg(\tau_k)$ единиц влево, т. е. к движению оригинала параллельно плоскости рис. 2 вниз по главной диагонали (штриховая прямая на рис. 2). Величина смещения при оптимальном расположении экспериментальных точек между теоретическими кривыми g_1 и g_2 позволяет определить значение τ_k . Смещения, приводящие к уходу эллипса ошибок какой-либо одной точки оригинала за пределы допустимой теорией области дают концевые значения интервала времени, в котором наиболее вероятно расположение величин τ_k .

Сплошные кривые (рис. 3) соответствуют обработке экспериментальных точек в результате выполнения описанной выше процедуры. Отметим, что в случае Cu I (рис. 3, а) и Ag I (рис. 3, б) радиационные времена жизни компонент тонкой структуры совпадают, и соответствующие им точки, обозначенные черными и белыми кружками, образуют единую кривую. Для более тяжелого элемента Au I (рис. 3, в) LS-связь оказывается нарушенной. Это выражается как в довольно сильном различии энергии тонких компонент (табл. 1), так и в явном несовпадении кривых, образованных черными ($\lambda = 2427.95 \text{ \AA}$) и белыми ($\lambda = 2675.95 \text{ \AA}$) кружками. Естественно, что τ_k для компонент тонкой структуры нижнего резонансного уровня Au I оказываются не равными друг другу (табл. 2).

Для исследованных нами резонансных уровней атомов меди и серебра были проведены измерения τ_k в условиях почти полного отсутствия пленения излучения. Для этого в камеру возбуждения вводился молекулярный пучок соединения меди CuS или серебра AgJ. Под действием электронного удара молекулы CuS и AgJ диссоциировали, и мы получали возбужденные состояния Cu I и Ag I. Так как время диссоциации мало ($10^{-14} \div 10^{-15}$ с), то оно не влияло на точность наших измерений.

Результаты измерений также представлены в табл. 2. Сравнение этих результатов со значениями τ_k для этих уровней, полученных при введении поправок к $\tau_{\text{эфф}}$ на пленение излучения в предыдущем эксперименте, показывает их хорошее согласие друг с другом. Это позволяет сделать вывод, что методика учета явления пленения излучения при измерении τ_k резонансных состояний вполне корректна.

Таблица 2
Радиационные времена жизни нижних резонансных состояний меди, серебра и золота

Элемент	Возбужденное состояние	τ_k , нс	Ссылка
Cu I	$4p \ ^2P_{1/2}^0$	7.2 ± 0.7	[7]
		7.2 ± 0.3	[8]
		7.1 ± 0.6	[9]
		5.0	[10]
		5.7	[11]
		7.0 ± 0.9	*
	$4p \ ^2P_{3/2}^0$	7.8 ± 0.6	**
		7.2 ± 0.7	[7]
		7.2 ± 0.3	[8]
		7.2 ± 1.0	[9]
		4.8	[10]
		5.6	[11]
Ag I	$5p \ ^2P_{1/2}^0$	7.4 ± 0.7	[12]
		7.0 ± 0.9	*
		7.5 ± 0.6	**
		7.3 ± 0.4	[8]
		7.0	[10]
		8.8	[11]
	$5p \ ^2P_{3/2}^0$	8.8 ± 0.5	[12]
		8.7 ± 1.0	[14]
		7.5 ± 0.7	*
		7.4 ± 0.7	[7]
		6.7 ± 0.4	[8]
		6.4	[10]
Au I	$6p \ ^2P_{1/2}^0$	7.9	[11]
		8.7 ± 0.4	[12]
		7.3 ± 0.4	[13]
		6.5 ± 0.6	[3]
		7.0 ± 0.8	[14]
		7.5 ± 0.7	*
	$6p \ ^2P_{3/2}^0$	7.4 ± 0.5	**
		5.6	[10]
		7.2	[11]
		7.4 ± 0.7	*
		4.3	[10]
		5.1	[11]
		5.6 ± 0.8	*

Примечание.

* — значения τ_k , полученные нами путем введения поправки к $\tau_{эфф}$ на плетение излучения (рис. 3).

** — значения τ_k , полученные нами при введении в зону возбуждения химических соединений меди (CuS) и серебра (AgI).

Авторы выражают глубокую благодарность Н. П. Пенкину за постоянный интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

Литература

- [1] T. Holstein. Phys. Rev., 72, 1212, 1947; 83, 1159, 1951.
- [2] Н. Н. Безуглов. Опт. и спектр., 52, 805, 1982.
- [3] J. Z. Klose. Astrophys. J., 198, 229, 1975.
- [4] Н. Н. Безуглов. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, 1980.
- [5] А. Л. Ошерович, Г. Л. Плехоткина, В. Р. Обидин. Опт. и спектр., 50, 1046, 1981.
- [6] В. В. Иванов. Перенос излучения и спектры небесных тел. «Наука», М., 1969.
- [7] L. A. Levin, B. Budick. Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 455, 1966.
- [8] P. T. Cunningham, L. K. Link. J. Opt. Soc. Am., 57, 1000, 1967.
- [9] Ю. И. Малахов. Опт. и спектр., 44, 214, 1978.
- [10] И. Ю.—Ю. Славенас. Автореф. канд. дисс., Л., 1964.
- [11] P. Hafner, W. H. E. Schwarz. J. Phys. B, 11, 2975, 1978.
- [12] T. Andersen, K. A. Jessen, G. Sorensen. Nucl. Instr. Methods, 90, 35, 1971.
- [13] K. P. Selter, H.—J. Kunze. Astrophys. J., 221, 713, 1978.
- [14] N. L. Moise. Astrophys. J., 144, 774, 1966.

Поступило в Редакцию 19 января 1981 г.