правлениях интенсивность электромагнитного излучения изменяется от нуля до того же максимального значения, что и для излучения вперед. Направления нулевого излучения определяются как направлением первичного поля, так и поляризацией гравитационной волны. Если эта волна не поляризована, угловое распределение электромагнитного излучения (независимо от направления первичного электрического или магнитного поля) таково: оно максимально в направлении распространения гравитационной волны, и интенсивность этого вторичного излучения постепенно уменьшается в 2 раза в перпендикулярном направлении.

Вторичные электромагнитные волны имеют комбинированные частоты $\omega+\Omega$ и $\omega-\Omega$. Если ω и Ω близки по величине, то преобладает излучение суммарной частоты, в случаях же $\omega\gg\Omega$ или $\omega\ll\Omega$ вклад волн обеих комбинированных частот примерно одинаков. Порождающиеся в постоянных электрических или магнитных полях электромагнитные волны имеют ту же частоту, что и гравитационные.

Появление настоящей работы в значительной мере обязано В. Б. Брагинскому, которому я рад принести здесь мою признательность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Брагинский В. Б., Грищук Л. П. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1729. [2] Грищук Л. П. УФН, 1977, 121, № 4, с. 629. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973. [4] Coe M. J. et al. Nature, 1977, 258, p. 508. [5] Lensen R., Trumper J. Nature, 1978, 271, p. 216. [6] Пайнс Д. УФН, 1980, 131, № 3, с. 479.

Поступила в редакцию
15.10.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 621.373.826.038.823

МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ Ar II

Н. А. Главатских, Л. Е. Гринь, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

Методы нелинейной лазерной спектроскопии в трехуровневых системах позволяют исследовать структуру атомных и молекулярных уровней, обычно скрытую доплеровским и естественным уширениями линий [1—3]. В частности, возможно исследование эффектов Зеемана и Штарка в значительно более слабых полях, чем при использовании методов линейной спектроскопии. Это позволяет измерять с высокой точностью g-факторы уровней [4], электрические дипольные моменты молекул в основном и возбужденном состояниях [5] и проводить другие тонкие исследования в магнитных и электрических полях.

Характерной особенностью взаимодействия трехуровневой системы с мощным монохроматическим полем, совпадающим по частоте с одним из переходов, является наличие узкого нелинейного резонанса на другом, смежном переходе. Ширина этого резонанса при определенных условиях может быть меньше естественной ширины каждого из переходов в отдельности. Расщепление узкого резонанса в магнитном поле в общем случае может иметь весьма сложный вид.

В работе магнитное расщепление узкого нелинейного резонанса исследуется на примере переходов в Ar II с использованием аргонового лазера. Основные линии генерации $\lambda=488$ и 514,5 нм аргонового лазера соответствуют переходам $4p^2D_{5/2}$—$4s^2P_{3/2}$ и $4p^4D_{5/2}$—$4s^2P_{3/2}$ с общим нижним уровнем $4s^2P_{3/2}$ (рис. 1). Исследования данной системы переходов, проведенные в [6], показали, что в продольном магнитном поле резонансный провал расщепляется на четыре компоненты. В настоящей работе проводится подробное изучение магнитного расщепления нелинейного резонанса в данной схеме уровней при разрешении ~ 10 МГц.

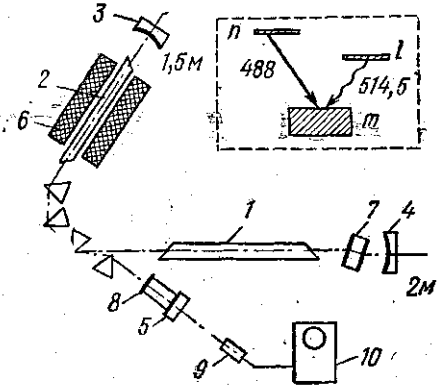

Рис. 1. Трехуровневая система и схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка (см. рис. 1) содержала две кварцевые аргоновые разрядные трубки: *1* — с капилляром диаметром 4,5 мм, длиной 70 см и *2* — с капилляром диаметром 2 мм, длиной 18 см. Трубки *1* и *2* создавали насыщающее поле на длине волны $\lambda=488$ нм в дисперсионном резонаторе с зеркалами *3* и *4*. Слабым зондирующим сигналом служило лазерное излучение на длине волны $\lambda=514{,}5$ нм в дисперсионном резонаторе, образованном зеркалом *3* и плоским зеркалом *5*. Областью взаимодействия полей была активная среда трубки *2*. Магнитное поле в области взаимодействия создавалось соленоидом *6*. Селектором частоты насыщающего поля служил наклонный эталон Фабри — Перо *7* ($d=12$ мм, $R=50\%$). Плавное сканирование по частоте зондирующего сигнала $\lambda=514{,}5$ нм в пределах 1500 МГц осуществлялось согласованным перемещением пленки Троицкого *8* и зеркала *5* с помощью пьезоэлементов. Селекция частот и сканирование контролировались интерферометром Фабри — Перо (расстояние между зеркалами 15 см) и зрительной трубой. Для регистрации зондирующего сигнала использовались ФЭУ-18 (*9*) и осциллограф С—1—4 (*10*). Пилообразное напряжение развертки осциллографа подавалось через делитель на пьезоэлементы пленки *8* и зеркала *5*. Калибровка горизонтальной шкалы развертки осциллографа проводилась по резонансным частотам вспомогательного пассивного резонатора.

На рис. 2, *а*, *б*, *в* представлены осциллограммы, иллюстрирующие изменение формы нелинейного резонанса при наложении магнитного поля. На первой осциллограмме ($H=0$) виден узкий резонансный провал, ширина которого на половине глубины составляет 100 МГц. При наложении магнитного поля от него отделяются два дополнительных провала. Они значительно слабее основного резонанса и хорошо наблюдаются только в условиях, когда основной провал насыщен, т. е. сильное поле полностью подавляет зондирующий сигнал в центре линии (см. рис. 2, *б*, $H=85$ Э, второй дополнительный провал на осциллограмме виден не полностью). При увеличении магнитного поля эти слабые провалы быстро удаляются от центра линии (расстояние между ними растет с магнитным полем как $2\Delta\nu_{1\,\text{эксп}}=(6{,}8\pm0{,}6)$ МГц/Э). Одновременно становится заметным расщепление основного резонанса (см. рис. 2, *в*), величина которого растет как $2\Delta\nu_{2\,\text{эксп}}=(0{,}8\pm0{,}1)$ МГц/Э.

Для теоретической оценки расщепления компонент резонанса и нахождения их формы обратимся к структуре магнитного расщепления

уровней $n(4p^2D_{5/2})$, $m(4s^2P_{3/2})$ и $l(4p^4D_{5/2})$, показанной на рис. 3, *а*. Сплошными линиями отмечены переходы, соответствующие σ_+-компонентам, пунктиром — переходы, соответствующие σ_--компонентам. При нелинейном взаимодействии следует учитывать комбинацию каждой из компонент перехода n—m с компонентами перехода l—m, которые имеют с ними общий нижний подуровень. При этом возможны два вида двухквантовых переходов: переходы с одинаковыми начальными и конечными значениями магнитного квантового числа $\Delta M_J=0$ (σ_+—σ_+ и σ_-—σ_-) и переходы с изменением магнитного квантового

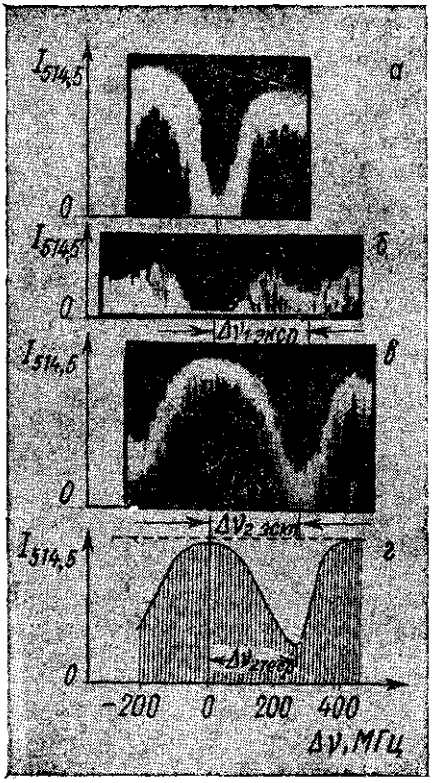

Рис. 2. Расщепление нелинейного резонанса в магнитном поле. Осциллограммы (на осциллограммах присутствуют помехи в виде «бороды», вызванные недостаточной механической стабильностью установки): *а* — $H=0$; *б* — $H=85$ Э, $\Delta\nu_{1\,эксп}=6{,}8\pm\pm0{,}6$ МГц/Э, $\Delta\nu_{1\,теор}=7{,}1$ МГц/Э; *в* — $H=650$ Э, $\Delta\nu_{2\,эксп}=0{,}8\pm0{,}1$ МГц/Э; $\Delta\nu_{2\,теор}=0{,}82$ МГц/Э; *г* — расчетная форма компонент σ_+ — σ_+ и σ_- — σ_- при $H=650$ Э. Пунктиром показан уровень мощности генерации на длине волны $\lambda=514{,}5$ нм в отсутствие сильного поля на длине волны $\lambda=$ $=488$ нм

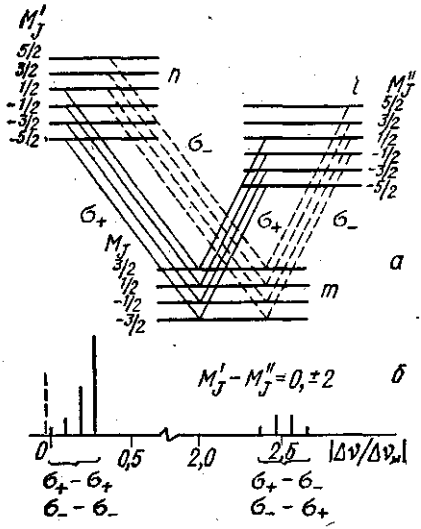

Рис. 3. Магнитное расщепление уровней n, l, m (*а*) и структура расщепления нелинейного резонанса (*б*)

числа $\Delta M_J=\pm2(\sigma_+$—σ_- и σ_-—$\sigma_+)$. Расположение их на шкале частот определяется из расщепления уровней (рис. 3, *а*) с учетом множителей Ланде, которые для уровней $4p^2D_{5/2}$, $4s^2P_{3/2}$ и $4p^4D_{5/2}$ равны соответственно 1,241; 1,334 и 1,334 [7]. Полная схема расщепления нелинейного резонанса приведена на рис. 3, *б*. При расчете предполагалось, что интенсивности двухквантовых переходов пропорциональны произведениям вероятностей переходов между зеемановскими подуровнями системы, которые выражаются через соответствующие $3j$-символы [8]. Это справедливо в случае слабого насыщения для обоих переходов и при условии достаточного превышения

порога генерации для слабого поля. Численные значения частот и интенсивностей даны в таблице. Частоты указаны в единицах нормального зеемановского расщепления $\Delta\nu_H = eH/4\pi mc = 1{,}40$ МГц/Э.

Каждая из компонент расщепления имеет некоторую ширину контура, в результате чего близкие компоненты сливаются и наблюдаемая картина магнитного расщепления нелинейного резонанса представляет собой два слабых симметричных провала, соответствующих переходам с $\Delta M_J = \pm 2$, центры которых находятся на расстоянии $2\Delta\nu_{1\text{теор}} = 7{,}1$ МГц/Э один от другого, и две сильные несимметричные компоненты $\Delta M_J = 0$, расщепление которых при тех же магнитных полях приблизительно на порядок меньше.

Зеемановские компоненты расщепления нелинейного резонанса в магнитном поле, $\Delta\nu_H = 1{,}40$ МГц/Э

Переходы	$\Delta\nu/\Delta\nu_H$	Интенсивность, отн. ед.
$\Delta M = 0$		
$\sigma_+ - \sigma_+$	0,024	1
	0,112	9
$\sigma_- - \sigma_-$	0,201	36
	0,289	100
$\Delta M = \pm 2$		
$\sigma_+ - \sigma_-$	2,378	10
	2,467	18
$\sigma_- - \sigma_+$	2,557	18
	2,644	10

Для более детального сопоставления теоретической картины расщепления с экспериментом были рассчитаны результирующие контуры линий, возникающие при наложении неразрешенных компонент структуры. При этом принималось, что каждая из компонент имеет ширину и форму, соответствующие контуру нерасщепленного резонанса (см. рис. 2, *а*). В расчете учитывалась также неоднородность магнитного поля соленоида вдоль лазерной трубки *2*.

Результаты расчета для компонент $\Delta M_J = 0$ при $H = 650$ Э представлены на рис. 2, *г*. Расчетный контур нормирован по глубине провала на глубину экспериментального контура рис. 2, *в*. Полученный расчетным путем контур хорошо согласуется с экспериментальным. Из расчета следует значение величины расщепления $2\Delta\nu_{2\,\text{теор}} = 0{,}82$ МГц/Э. Приведенные выше экспериментальные величины расщепления находятся в хорошем согласии с расчетными результатами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975. [2] Laser and Coherence Spectroscopy. Ed. by J. I. Steinfeld. N. Y.—L., 1978. [3] Laser Spectroscopy IV. Ed. by H. Walter & K. W. Rothe. Springer—Verlag, Berlin, 1979. [4] Бетеров И. М., Матюгин Ю. А., Чеботаев В. П. ЖЭТФ, 1973, 64, № 5, с. 1495. [5] Brewer R. G. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 1639. [6] Королев Ф. А., Карталева С. С., Одинцов А. И., Дмитриева Е. А. Журн. прикл. спектроскопии, 1972, 17, № 6, с. 980. [7] Moore Ch. Atomic energy levels. Washington, 1949, v. 1, p. 216. [8] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977, с. 197.

Поступила в редакцию
16.10.80