

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 535:621.373.826

**Асимметрия оптического возбуждения  
резонансного дублета атома меди**

**В.Г. Соковиков, В.М. Клишкин, Д.Ю. Шестаков, Л.П. Воробьева\***

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 29.04.2008 г.

Исследован эффект асимметрии оптического возбуждения резонансного дублета атома меди в смесях паров меди с инертными газами. Установлено, что воздействие лазерного излучения  $\lambda = 327,4$  нм, резонансного длинноволновой компоненте дублета атома меди  $4^2S_{1/2}-4^2P_{3/2}^0$ , сопровождается изменениями населенностей обоих подуровней дублета, а излучения  $\lambda = 324,8$  нм, резонансного другой компоненте дублета  $4^2S_{1/2}-4^2P_{1/2}^0$ , — только одного подуровня. Предполагается, что эффект обусловлен асимметрией функций оптического возбуждения  $4^2P_{1/2,3/2}^0$  компонент дублета меди при наличии атом-атомных столкновений.

*Ключевые слова:* оптическая накачка, лазер на парах меди, атомные столкновения, атомная флуоресценция.

**Введение**

Резонансные дублеты элементов первой группы являются традиционными объектами экспериментальных и теоретических исследований физики возбужденных состояний. Для химических элементов, обладающих относительно высокими давлениями паров, например щелочных металлов, накоплен значительный объем данных по сечениям и скоростям передачи энергии между подуровнями дублетов [1, 2]. Для щелочных атомов экспериментально обнаружено и исследовано появление сателлитов резонансных линий [3–5], разработаны теории, описывающие центральную часть и крылья контуров резонансных линий при их формировании в процессах атом-атомных столкновений [6].

Высокотемпературные керамические кюветы [7, 8] и перестраиваемые лазеры [9] позволяют исследовать элементы с низким давлением паров и, следовательно, существенно расширить список элементов, на парах которых можно выполнить аналогичные исследования. В перечне высокотемпературных элементов первой группы одним из наиболее интересных является медь.

Во-первых, резонансные дублеты атомов меди являются верхними рабочими состояниями высокоэффективных газоразрядных лазеров [10–12]. Некоторые свойства этих лазеров, например частичная конкуренция линий генерации в медном лазере, могут быть связаны с передачей энергии возбуждения между компонентами резонансного дублета  $^2P_{1/2,3/2}^0$ .

Во-вторых, медь относится к  $d$ -элементам и целесообразно сопоставить свойства резонансных дублетов  $d$ -элементов с аналогичными дублетами щелочных. Наконец, дефекты энергии  $\Delta E$  между компонентами дублета меди в 30 раз больше, чем у натрия, и в 2 раза меньше, чем у цезия, при сохранении того же порядка уровней (верхняя компонента дублета имеет момент  $3/2$ , нижняя —  $1/2$ ), что позволяет систематизировать эффективность различных газокинетических процессов относительно величины  $\Delta E/kT$ .

В данной статье представлены результаты наблюдений флуоресценции паров меди при оптическом возбуждении компонент резонансного дублета меди в протяженном столбе паров меди. В отличие от резонансного дублета щелочных атомов, компоненты резонансного дублета меди имеют два канала оптического распада — в основное состояние в УФ-диапазоне на указанных выше линиях и в метастабильные состояния на трех линиях видимого диапазона —  $\lambda = 510,6$  нм ( $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}$ ),  $\lambda = 570,0$  нм ( $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{3/2}$ ) и  $\lambda = 578,2$  нм ( $^2P_{1/2}^0 - ^2D_{3/2}$ ). Это обстоятельство позволяет наблюдать поведение плотности резонансных состояний по сигналам флуоресценции как в УФ-, так и в видимом диапазоне. Наличие канала видимого диапазона позволяет спектрально разнести каналы возбуждения и флуоресценции, проводить наблюдения вдоль направления распространения возбуждающего излучения и проводить исследования при малых плотностях паров.

**Техника эксперимента**

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Пары меди создавались термическим испарением металлической меди в цилиндрической кювете из BeO-

\* Владимир Григорьевич Соковиков; Владимир Михайлович Клишкин; Денис Юрьевич Шестаков; Лилия Петровна Воробьева (vorobieva-lilya@mail.ru).

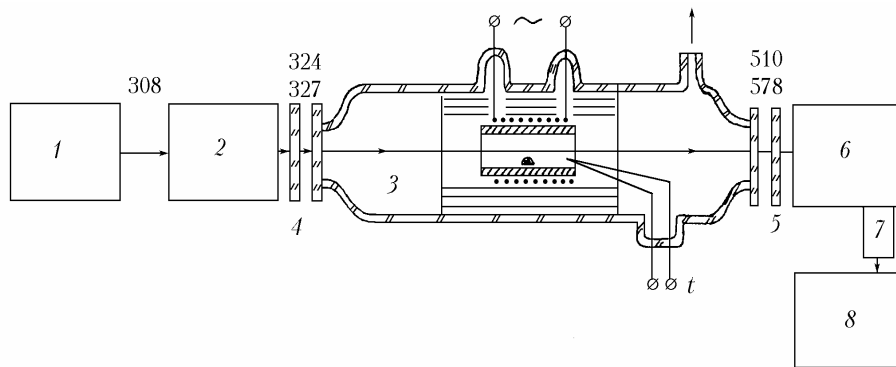


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – эксимерный лазер; 2 – лазер на красителе с удвоителем частоты; 3 – кювета; 4 – фильтры УФ-диапазона; 5 – фильтры видимого диапазона; 6 – монохроматор; 7 – фотоприемник; 8 – система регистрации сигналов «Брукдил»

керамики, помещенной соосно в кварцевую вакуумоуплотненную оболочку, имеющую на торцах оптические окна.

На внешней поверхности керамической трубки размещался вольфрамовый нагреватель, теплоизолированный системой тепловых экранов, который представляет собой три тонкостенных цилиндра, изготовленных из молибденовой фольги и расположенных коаксиально с керамической трубкой и внешней кварцевой оболочкой. Диаметры цилиндров равнялись 24, 42 и 54 см соответственно. Длина всех трех цилиндров составляла 40 см и превышала длину керамической трубки на 3,5 см. Такая конструкция позволяла создать зону равномерного нагрева в центральной части кюветы протяженностью 18 см. К недостаткам данной конструкции можно отнести повышенное энергопотребление, обусловленное большими потерями на излучение. Платино-родиевая термопара устанавливалась непосредственно в полости кюветы.

В высокотемпературных кюветах подобной конструкции для удержания паров от их осаждения на окнах и стенках вакуумной оболочки объем оболочки наполняется инертным газом. Плотность буферного газа должна быть больше плотности паров и, как правило, превышать  $1 \div 10$  торр. Минимальная плотность паров определяется уровнем оптических помех, создаваемых лазерно-индуцированной флуоресценцией элементов конструкции кюветы, в частности флуоресценцией окон, и тепловым излучением вольфрамового нагревателя, при которых еще уверенно регистрируется сигнал флуоресценции паров меди.

Для оптического возбуждения паров на резонансных линиях меди  $\lambda = 327,4$  или  $324,8$  нм использовался лазер на красителе с удвоением частоты. Лазер на спиртовом растворе красителя Оксазин-17 возбуждался эксимерным  $\text{XeCl}^*$ -лазером. Удвоение частоты осуществлялось в кристалле KDP. Преобразованное УФ-излучение имело линейную поляризацию. Импульсная энергия УФ-излучения составляла  $100\text{--}200$  мкДж при длительности импульса генерации 6 нс по основанию.

С учетом вышесказанного система регистрации сигналов флуоресценции включала монохроматор МДР-23, фотоэлектронный умножитель ФЭУ-100

и аналоговую систему выделения сигналов из шумов фирмы «Брукдил». Эта система регистрации выполняла операции стробирования, интегрирования и накопления сигнала. Аналоговый сигнал флуоресценции регистрировался при плотности паров меди  $N_{\text{Cu}}$  больше чем  $10^9 \text{ см}^{-3}$ .

## Результаты эксперимента

На рис. 2, а представлены три спектральных перехода видимого диапазона ( $\lambda = 510,6, 570,0$  и  $578,2$  нм), наблюдаемых в спектре флуоресценции паров при возбуждении смесей паров меди с легкими буферными газами излучением лазера, настроенного на длинноволновую УФ-компоненту дублета ( $\lambda = 327,4$  нм).

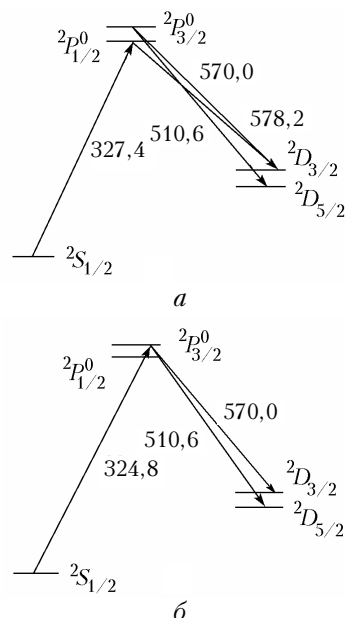


Рис. 2. Схема оптических переходов в атоме Cu, наблюдаемых при оптическом возбуждении смеси паров меди и инертных газов на  $\lambda = 327,4$  (а) и  $324,8$  нм (б)

Как видно из схемы переходов, такой спектр флуоресценции соответствует возбуждению не только

нижнего, но и верхнего подуровней резонансного дублета.

Наблюдение излучения не только с нижнего, но и с верхнего подуровня резонансного дублета, при оптическом возбуждении только одного нижнего, в принципе соответствует представлению о том, что в данных условиях имеет место перенос энергии между компонентами дублета в атом-атомных столкновениях либо с собственными атомами, либо с частицами буферного газа. Такие столкновения должны отвечать условию  $\tau_{ст} < \tau_{рад}$ , где  $\tau_{ст}$ ,  $\tau_{рад}$  — времена столкновений и радиационного распада возбужденных состояний. В пределе при столкновительном перемешивании населенности компонент дублета меди должны стремиться к отношению статвесов, т.е. к двум (больцмановский фактор близок к единице).

Согласно принципу детального равновесия при переносе возбуждения между компонентами дублета в атом-атомных столкновениях при смене длины волны возбуждения 327,4 на 324,8 нм, т.е. при оптическом возбуждении верхнего подуровня, спектральный состав флуоресценции должен сохраниться, хотя соотношение интенсивностей линий может быть иным. Однако при перестройке лазера на  $\lambda = 324,8$  нм и наблюдениях спектрального состава флуоресценции паров было установлено, что условие детального равновесия для мультиплета меди не выполняется. Из рис. 2, б, где представлена диаграмма спектра флуоресценции паров при оптическом возбуждении верхнего подуровня мультиплета, видно, что спектр содержит только одну компоненту — линию  $\lambda = 510,6$  нм и, следовательно, нижняя компонента дублета не возбуждается.

Таким образом, установлено, что существуют условия возбуждения паров, при которых излучение длинноволновой компоненты резонансного дублета  $\lambda = 327,4$  нм заселяет оба подуровня резонансного состояния, а коротковолновая  $\lambda = 324,8$  нм — только один. Этот эффект назван асимметрией оптического возбуждения резонансного дублета. Наличие потока населенности с нижней компоненты дублета  ${}^2P_{1/2}^0$  на верхнюю  ${}^2P_{3/2}^0$  и отсутствие такового в обратном направлении позволяют провести аналогию с  $p$ - $n$ -переходом в радиоэлектронике. В этом смысле дублет меди можно рассматривать как некий оптический аналог диода, «проводящего» населенность только в одном направлении за счет асимметрии межатомных столкновений.

Представляет интерес установить границы физических условий, при которых наблюдается асимметрия оптического возбуждения. В качестве меры асимметрии мы приняли отношение интенсивностей зеленой и желтой линий —  $\eta = J_{510,6}/J_{578,2}$  при возбуждении нижней компоненты дублета излучением  $\lambda = 327,4$  нм. На рис. 3 представлены зависимости  $\eta$  от условий возбуждения паров. В ходе экспериментов варьировались как концентрации паров меди, так и буферных газов (Ar, Ne, He). Поэтому, с целью сделать рисунок более наглядным, вариации плотности паров буферных газов даны в единицах давления (торр).

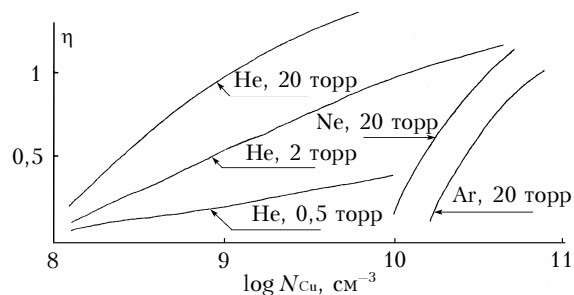


Рис. 3. Зависимость меры асимметрии  $\eta$  от условий наблюдения

Установлено, что при возбуждении излучением  $\lambda = 327,4$  нм величина  $\eta$  зависит как от рода и давления буферного газа, так и от плотности паров Cu. Как видно из рис. 3, асимметрия обнаруживается при предельно низких плотностях паров металла  $N_{Cu} \sim 10^9$  см<sup>-3</sup> и довольно низких плотностях буферных газов. При этом максимальная асимметрия соответствует смесям паров металла с He, эффект начинает наблюдаться при плотностях He  $> 10^{-1}$  торр. Для смесей паров металла с Ne и Ar значительная асимметрия наблюдается как при больших плотностях паров ( $N_{Cu} > 10^{11}$  см<sup>-3</sup>), так и при существенно больших плотностях инертных газов.

Эксперименты со смесями паров Cu с тяжелыми инертными газами — Xe и Kr показали, что в этих смесях наблюдается тушение флуоресценции при возбуждении паров излучением на длине волны 324,8 и 327,4 нм. Оценки показывают, что сечения тушения этими газами велики:  $\sigma \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

Перестройка излучения лазера на красителе в области линии  $\lambda = 327,4$  нм показала, что в условиях наблюдения асимметрии интенсивности как желтых, так и зеленой линий максимальны вблизи точного резонанса излучения лазера с резонансной линией меди.

При концентрациях паров меди  $N_{Cu}$  больше чем  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> оптическое возбуждение резонансного дублета приводило к появлению свечистости на линиях видимого диапазона  $\lambda = 510,6$  и 578,2 нм. Эффект асимметрии возбуждения при этом сохранялся.

## Обсуждение результатов

Асимметрия возбуждения исследовалась нами при значительно более низких концентрациях паров меди  $N_{Cu}$  и на порядок меньших интенсивностях накачки  $I_n$ , чем в [13]. Выбор таких условий для исследований не является случайным.

При высоких значениях  $N_{Cu}$  и  $I_n$  излучение с уровней  ${}^2P_{1/2}^0$  и  ${}^2P_{3/2}^0$  становится вынужденным. А населенность каждого из возбуждаемых уровней из-за насыщения становится сравнимой с населенностью основного состояния  ${}^2S_{1/2}$ . Вынужденный характер излучения на исследуемых линиях атома меди и значительная населенность не позволяют однозначно связывать отношение их интенсивностей

только со столкновительным перемешиванием. Так, при высоком давлении буферного газа, когда существует сильная столкновительная связь между уровнями, различие в интенсивности исследуемых линий может быть результатом конкуренции между ними. Причина возникновения такой конкуренции обусловлена различной скоростью развития вынужденного излучения на желтой и зеленой линиях генерации при различных давлениях буферного газа.

Значительное перераспределение населенности между компонентами дублета меди при высоких значениях интенсивности накачки и высоких концентрациях паров меди может быть вызвано процессами: стоксовым  ${}^2P_{1/2}^0 \rightarrow {}^2P_{3/2}^0$  или антистоксовым  ${}^2P_{3/2}^0 \rightarrow {}^2P_{1/2}^0$  вынужденного комбинационного рассеяния на электронных переходах (ВЭКР).

Причем накачка процессов ВЭКР может осуществляться не только УФ-излучением второй гармоники накачки, но и вынужденным излучением желтой и зеленой линий меди.

Необходимость проводить данное исследование при минимально возможной интенсивности возбуждающего излучения и низких концентрациях атомов меди диктуется не только высокой вероятностью возникновения процессов ВЭКР, но и квадратичной зависимостью от интенсивности скоростей других возможных двухфотонных паразитных процессов, приводящих к перераспределению населенностей подуровней  ${}^2P_{1/2}^0$  и  ${}^2P_{3/2}^0$ .

В пользу такой необходимости свидетельствуют и результаты, полученные при исследовании оптической накачки паров калия [14] и натрия [15]. Было установлено, что при оптической накачке (на линии  $D_2$ ) верхнего уровня дублета калия  $4^2P_{3/2}^0$  в присутствии гелия с нижнего уровня  $4^2P_{1/2}^0$  наблюдается вынужденное резонансное излучение (линия  $D_1$ ). Условиями наблюдения генерации на длинноволновой компоненте дублета  $D_1$  являются высокие концентрации паров калия и буферного газа (гелия) вкупе с высокой интенсивностью накачки. Это значит, что в этих условиях в среде дополнительно к возбуждающему излучению на  $D_2$  индуцируется вынужденное излучение на  $D_1$ , способное оптически заселять нижний уровень дублета (по крайней мере, до и после области перетяжки, где нет инверсии населенности). По мнению авторов [14], из-за различия их статвесов накачка нижнего уровня калия не приводила к генерации с верхнего уровня.

Логично предположить, что при уже отмеченном сходстве структуры уровней атомов щелочных металлов и меди аналогичные процессы могут реализоваться и в ней. Так, увеличение давления гелия при высокоинтенсивном возбуждении верхнего уровня дублета меди по аналогии с [14] может вызывать появление генерации на длинноволновой резонансной линии меди. В результате на пары меди будут действовать сразу обе резонансные частоты.

Имеются две возможности, позволяющие избежать этой ошибки при интерпретации результатов оптической накачки паров меди. Это прямое наблюдение за интенсивностью излучения как в видимом, так и в УФ-канале оптического распада  ${}^2P_{1/2}^0$  и  ${}^2P_{3/2}^0$

уровней атома меди, либо проведение эксперимента при пониженной мощности накачки и низкой концентрации паров меди, лежащих значительно ниже пороговых для генерации на длинноволновой резонансной линии. Напомним, что такие же условия эксперимента позволяют устранить влияние на результат исследования и других вышеперечисленных процессов, таких как конкуренция, ВЭКР и другие паразитные процессы. Именно поэтому мы проводили исследования при таких значениях  $N_{Cu}$  и  $I_{\nu}$ , при которых отсутствуют вынужденные переходы, а излучение на исследуемых переходах атома меди носит спонтанный характер. Этот подход позволил нам провести систематические исследования асимметрии возбуждения дублета атома меди, используя He, Ne, Ar, Kr и Xe в качестве буферного и перемешивающего газов.

К сожалению, из-за высокого уровня помех в УФ-области не удалось выяснить, как столкновительное перераспределение населенности между компонентами  ${}^2P_{1/2}^0$  и  ${}^2P_{3/2}^0$  резонансного дублета влияет на интенсивность резонансных линий атома меди  ${}^2P_{1/2}^0 \rightarrow {}^2S_{1/2}$  ( $\lambda = 327,4$  нм) и  ${}^2P_{3/2}^0 \rightarrow {}^2S_{1/2}$  ( $\lambda = 324,8$  нм), конкурирующих с желтой и зелеными линиями. Как уже упоминалось во введении, эти линии имеют общие верхние уровни  ${}^2P_{1/2}^0$  и  ${}^2P_{3/2}^0$ .

Для понимания наблюдаемого явления асимметрии возбуждения компонент резонансного дублета меди необходимо положить, что компоненты дублета имеют существенно асимметричные относительно точного резонанса функции оптического возбуждения. На рис. 4 условно представлен вид этих асимметричных функций, отличающихся от типичных наличием красного широкого сателлита.

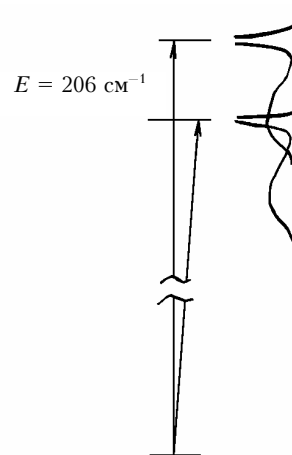


Рис. 4. Компоненты резонансного дублета меди и условный вид их функций возбуждения

В этом случае лазерное излучение, настроенное на нижнюю спектральную компоненту дублета ( $\lambda = 327,4$  нм), поглощается не только этой компонентой дублета, но и красным сателлитом верхней компоненты дублета, а при настройке лазера на коротковолновую спектральную компоненту ( $\lambda = 324,8$  нм) его излучение «проходит мимо» синего крыла нижней компоненты дублета.

В рамках сформулированной выше гипотезы максимальная интенсивность излучения на длине волны  $\lambda = 510,6$  нм при высоком давлении буферного газа соответствует не максимуму сателлита коротковолновой линии резонансного дублета, а точной настройке излучения лазера на резонансную линию  $\lambda = 327,4$  нм. Как и в случае возбуждения паров калия [14], этот максимум обусловлен тем, что при точном резонансе возбуждающего излучения со спектральной компонентой дублета  $\lambda = 327,4$  нм имеет место увеличение времени жизни рассеянного фотона в среде (и оптического пути) вследствие реабсорбции резонансного излучения. Увеличение оптического пути фотона увеличивает вероятность поглощения излучения  $\lambda = 327,4$  нм сателлитом верхней компоненты дублета.

### Заключение

Следует отметить, что в настоящее время накоплен обширный перечень оптических эффектов в парах металлов, наблюдаемых при распространении в них резонансного или квазирезонансного излучения. В частности, при распространении квазирезонансного излучения в парах металлов наблюдаются флуоресценция и сверхсветимость на оптических переходах, смежных с резонансными, а также на некоторых переходах в атомах, не имеющих оптической связи с основным и резонансными уровнями и даже на оптических переходах в ионах. Такие переходы наблюдались в спектрах атомов и ионов Ва при распространении излучения эксимерных лазеров через смесь паров Ва с легкими инертными газами [16]. Отметим, что эти эффекты наблюдаются при отрицательных (в красную сторону) отстройках возбуждающего излучения от точного резонанса с атомными переходами. Интересный случай оптического возбуждения резонансного мультиплета в парах натрия [17] наблюдался при настройке частоты мощного лазерного излучения в спектральную область, лежащую выше верхней компоненты дублета. В присутствии гелия возбуждались обе компоненты мультиплета.

Далее, известно, что при отстройке возбуждающего излучения от точного резонанса с резонансным состоянием атома в атомной среде, имеющей промежуточные возбужденные состояния (в меди, например, это метастабильные состояния  $^2D_{3/2}$  и  $^2D_{5/2}$ ), может иметь место высокоэффективное ВЭКР, называемое электронным [16]. Исследования, выполненные в работе [18], показали, что при распространении квазирезонансного излучения в парах Си имеет место ВЭКР при рассеянии на переходах ( $^2S_{1/2} - ^2D_{3/2,5/2}$ ). При этом ВЭКР наблюдается при отстройке возбуждающего излучения в красную сторону от точного резонанса, хотя по условию синхронизма оптимальной является отстройка в синюю область. По аналогии этот эффект может быть назван асимметрией возбуждения ВЭКР.

При анализе результатов оптической накачки достаточно часто отмечаются случаи, когда излучение наблюдается с уровнями, лежащих выше возбуждае-

мых, как, например, в алюминии [19] и других элементах [20]. Весьма вероятно, что некоторые из этих случаев могут иметь общую природу с наблюдаемой в меди асимметрией.

Предложенный выше механизм образования асимметрии следует рассматривать скорее в качестве рабочей гипотезы, и, очевидно, он требует дальнейшего изучения. В частности, учитывая, что исследования асимметрии проводились при возбуждении только линейно поляризованным УФ-излучением, представляется любопытным исследование асимметрии при других типах поляризации возбуждающего излучения. Несомненный интерес с точки зрения уточнения предложенного механизма образования асимметрии представляет исследование поведения излучения в УФ-канале оптического распада  $^2P_{1/2}^0$  и  $^2P_{3/2}^0$  уровней атома меди при вариации давления паров меди и инертных газов.

1. Дашевская Е.Н., Никитин Е.Е., Резников А.И. Теория внутримультимплетного смешивания в атомах щелочных металлов при столкновениях // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29. Вып. 5. С. 1016–1027.
2. Сенсублицированная флуоресценция смесей паров металлов при столкновениях // Сб. научн. трудов. Ч. 1. 168 с. Ч. 2. 152 с. Изд-во Лат. ГУ, 1968.
3. Бонч-Бруевич А.М., Пржибельский С.Г., Федоров А.А., Хромов В.В. Нерезонансное возбуждение атомной флуоресценции в парах щелочных металлов // Ж. эксперим. и теор. физ. 1976. Т. 71. Вып. 5. С. 1733–1739.
4. Ключкарев А.Н., Янсон М.Л. Элементарные процессы в плазме щелочных металлов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 222 с.
5. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза М.: Мир, 1981. 245 с.
6. Яковленко С.И. Поглощение мощного резонансного излучения при столкновительном уширении линии // Успехи физ. наук. 1982. Т. 136. Вып. 4. С. 593–620.
7. Бохан П.А., Кияшкина Г.С., Клишкин В.М., Соломонов В.И. Высокотемпературная техника для исследования стационарных и импульсных разрядов // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1978. С. 59–65.
8. Бохан П.А., Клишкин В.М. Исследования свойств высокотемпературных газоразрядных трубок // Ж. прикл. спектроскопии. 1973. Т. 9. № 3. С. 414–418.
9. Копылов С.М., Лысой Б.Г., Серегин С.Л., Чередниченко О.Б. Перестраиваемые лазеры на красителях. М.: Радио и связь, 1991. 240 с.
10. Петраш Г.Г. Импульсные газоразрядные лазеры // Успехи физ. наук. 1971. Т. 105. Вып. 4. С. 645–676.
11. Бохан П.А., Соломонов В.И. О механизме генерации ОКГ на парах меди // Квант. электрон. 1973. № 6. С. 53–57.
12. Little C.E. Metal vapour lasers: Physics, Engineering & Applications. John Wiley & Sons Ltd., Chichester, UK, 1998. 620 p.
13. Kim J.J., Sung N. Stimulated emission in optically pumped atomic-copper vapor // Opt. Lett. 1978. V. 12. N 11. P. 885–887.
14. Дабагян А.А., Мовсесян М.Е., Овакимян Т.О., Шмавонян С.В. Вынужденные процессы в парах калия в присутствии буферного газа // Ж. эксперим. и теор. физ. 1983. Т. 85. Вып. 4(10). С. 1203–1208.
15. Атутов С.Н., Плеханов А.И., Шалагин А.М. // Тезисы докл. XI Всесоюзн. конф. КиНО, 1982, Ереван. Ч. 1. 369 с.

16. Верховский В.С., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г., Тарасенко В.Ф., Федоров А.И. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. С. 2151–2155.
17. Марков Р.В., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Инверсия заселенностей на переходах в основное состояние атомов при нерезонансном поглощении лазерного излучения // Ж. эксперим. и теор. физ. 2001. Т. 120. Вып. 5(11). С. 1185–1193.
18. Chen H.L., Erbert G.V. Collisional relaxation of electronically excited copper atoms // J. Appl. Phys. 1982. V. B29. N 3. P. 164.
19. Климкин В.М., Сокоиков В.Г. Лазерные эффекты при резонансном оптическом возбуждении паров алюминия // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 2–3. С. 229–231.
20. Haley M.D., Bayram S.B., Olsgaard D.A., Thurman H.O., Куприянов Д.В., Соколов И.М., Славгородский А.В., Трубилко А.И. Двухфотонные переходы в непрерывном спектре фракционного оптического столкновения магния с инертным газом // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87. Вып 5. С. 751–760.

V.G. Sokovikov, V.M. Klimkin, D.Yu. Shestakov, L.P. Vorobieva. **Asymmetry of optical excitation of the copper atom resonance doublet.**

The effect of optical excitation asymmetry of copper atom resonance doublet in mixtures of copper vapor with inert gases has been investigated. It is determined that the effect of laser excitation at  $\lambda = 327.4$  nm, resonant with long-wave component of copper atom doublet, is accompanied by changes in populations of both doublet sublevels, and the radiation  $\lambda = 324.8$  nm, resonant with other doublet component, – of only one sublevel. The effect is caused by the asymmetry of optical excitation functions of doublet components in the presence of atom-atom collisions.