

Образование двухзарядных ионов при ионизации атомов Ва в двух лазерных полях

И.И.Бондарь, В.В.Суран

Экспериментально исследовано образование двухзарядных ионов при многофотонной ионизации атомов Ва под одновременным воздействием двух излучений: основного излучения лазера на центрах окраски ($\omega = 8800 - 8880 \text{ см}^{-1}$) и его второй гармоники. Показано, что механизм образования этих ионов является двухэлектронным.

Ключевые слова: многофотонная ионизация, двухзарядные ионы, двухэлектронный механизм, динамический эффект Штарка.

1. Введение

Начиная с работ [1, 2], в которых впервые было обнаружено образование двухзарядных ионов A^{2+} при многофотонной ионизации атомов, ведутся интенсивные исследования по выяснению механизма их образования. Как показали предыдущие исследования, при многофотонной ионизации атомов щёлочноземельных элементов (атомов Sr и Ва) ионы A^{2+} могут образовываться в результате реализации двух механизмов: каскадного и двухэлектронного. В случае реализации каскадного механизма ионы A^{2+} образуются в результате многофотонной ионизации однозарядных ионов A^+ , образовавшихся в том же импульсе лазерного излучения. Другими словами, образование ионов A^{2+} по этому механизму происходит в два этапа: сначала при многофотонной ионизации нейтральных атомов А образуются ионы A^+ , а затем при многофотонной ионизации ионов A^+ – ионы A^{2+} . Этот механизм является сравнительно простым, и в настоящее время основные закономерности и особенности его реализации достаточно хорошо изучены (см., напр., [3–7]).

При реализации двухэлектронного механизма ионы A^{2+} образуются в результате одновременного отрыва двух электронов непосредственно от нейтральных атомов [8–11]. Этот механизм более сложен и, в отличие от каскадного, особенности его реализации детально не изучены. Некоторые из этих особенностей исследовались в наших предыдущих работах [10–18].

В работах [16–18] нами было обнаружено, что образование ионов A^{2+} при реализации двухэлектронного механизма связано с ионизацией возмущённых атомов – резонансная структура в выходе ионов A^{2+} в этом случае обусловлена возбуждением сильно возмущённых состояний нейтральных атомов. Возмущение состояний здесь обусловлено динамическим эффектом Штарка в условиях, когда их динамические поляризуемости α велики по модулю.

Исследования также показали, что реализация того или иного из отмеченных двух механизмов образования ионов A^{2+} зависит от спектральной области использованного лазерного излучения. Так, при многофотонной ионизации атомов щёлочноземельных элементов в видимой и УФ областях спектра реализуется, в основном, каскадный механизм, а при их ионизации в ИК области – двухэлектронный.

То, что двухэлектронный механизм образования ионов A^{2+} реализуется в ИК, а не в видимой области, объясняется следующим образом. Для многофотонной ионизации щёлочноземельных атомов (для образования ионов A^+) в ИК области спектра необходимо поглощение значительно большего числа фотонов, чем для их ионизации в видимой области. Следовательно, вероятность ионизации атомов в ИК области меньше, чем в видимой. Эффективная ионизация атомов в первом случае требует больших напряжённостей поля лазерного излучения ϵ . При этом автоматически создаются условия для существенного возмущения спектра нейтральных атомов.

Что же касается ионизации атомов в видимой области спектра, то из-за большой вероятности этого процесса его насыщение (ионизация всех атомов, находящихся в области взаимодействия) за один лазерный импульс наступает значительно раньше того времени, когда может реализоваться существенное возмущение их спектра. Следовательно, в тот период времени в пределах длительности лазерного импульса, когда могут быть созданы условия для реализации двухэлектронного механизма, в области взаимодействия уже не будет нейтральных атомов.

В настоящей работе исследуется образование двухзарядных ионов при воздействии на нейтральные атомы двух лазерных излучений – ИК и видимого диапазонов.

2. Постановка эксперимента

Исследования проводились на атомах Ва, использовались основное излучение лазера на центрах окраски (ЛЦО) с изменяемой частотой генерации и его вторая гармоника (ВГ). Была выбрана область генерации ЛЦО $\omega_1 = 8800 - 8880 \text{ см}^{-1}$ (соответственно область измене-

Ужгородский национальный университет, физический факультет, Украина, 88000 Ужгород, ул.Волошина, 54; e-mail: bondar@univ.uzhgorod.ua

ния частоты ВГ $2\omega_1 = 17600 - 17760 \text{ см}^{-1}$. Длительность импульсов обоих излучений $\tau \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

В эксперименте использовался один ЛЦО, накачка которого осуществлялась излучением лазера на иттрий-алюминиевом гранате. Основное излучение ЛЦО направлялось на кристалл КДР, где преобразовывалось во вторую гармонику. Оба излучения (излучение ВГ и прошедшее через кристалл КДР излучение ЛЦО) совмещались в пространстве и фокусировались в центр пучка атомов Ва. Поляризация обоих излучений была линейной, угол между их световыми векторами составлял 45° . Напряжённости поля излучения ЛЦО и ВГ были $\varepsilon_1 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ и $\varepsilon_2 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ соответственно. В остальном постановка эксперимента не отличалась от обычной для исследований возбуждения и ионизации в двух полях лазерного излучения. Она детально описана в нашей работе [19].

Выбор указанного выше диапазона изменения частоты основного излучения ЛЦО обусловлен тем, что оно должно сильно возмущать спектр атома Ва. Так, в область изменения частоты ω_1 попадают несколько частот ω_{nm} , которые соответствуют однофотонным переходам между состояниями n и m атома Ва. В частности, в эту область попадают частоты, соответствующие однофотонным переходам $5d6p^3P_1^0 \rightarrow 6p^2^3P_0$ ($\omega_{nm} = 8790 \text{ см}^{-1}$), $6s5d^3D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$ ($\omega_{nm} = 8845 \text{ см}^{-1}$) и $5d6p^3P_2^0 \rightarrow 6p^2^3P_1$ ($\omega_{nm} = 8867 \text{ см}^{-1}$). Как известно, при воздействии на атом излучения с частотами, которые попадают в окрестности частот ω_{nm} , должно иметь место сильное возмущение атомного спектра из-за динамического эффекта Штарка. Это обусловлено тем, что динамические поляризуемости α_n и α_m состояний n и m в окрестности указанных частот велики по модулю.

Что же касается излучения ВГ, то оно использовалось для возбуждения и ионизации состояний, возмущённых основным излучением ЛЦО. Отметим, что возбуждение части этих возмущённых состояний может осуществляться также и основным излучением ЛЦО. Однако в связи с тем, что для их возбуждения излучением ВГ необходимо поглощение меньшего числа фотонов, чем для возбуждения основным излучением ЛЦО, вероятность возбуждения излучением ВГ значительно больше. При совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ возможно также рамановское возбуждение, когда возбуждаются те возмущённые состояния, которые не могут возбуждаться при воздействии на атом Ва лишь излучения ЛЦО либо лишь излучения ВГ.

Кроме того, в использованную область изменения частоты ВГ попадает также частота 17672 см^{-1} двухфотонного возбуждения невозмущённого состояния $6p^2^1D_2$. Таким образом, при совместном воздействии на атомы Ва излучений ЛЦО и ВГ могут реализоваться различные процессы возмущения уровней, а также возбуждения как этих возмущённых, так и невозмущённых уровней. Соответствующие схемы реализации процессов приведены на рис. 1.

Из Введения следует, что возбуждение возмущённых состояний должно создавать условия для двухэлектронного механизма образования ионов Ва^{2+} . Что же касается большой вероятности возбуждения и ионизации невозмущённого состояния, то при насыщении ионизации она должна обуславливать уменьшение числа нейтральных атомов Ва в области взаимодействия, которое при двухэлектронном механизме образования двухзарядных ионов должно приводить к уменьшению выхода ионов Ва^{2+} .

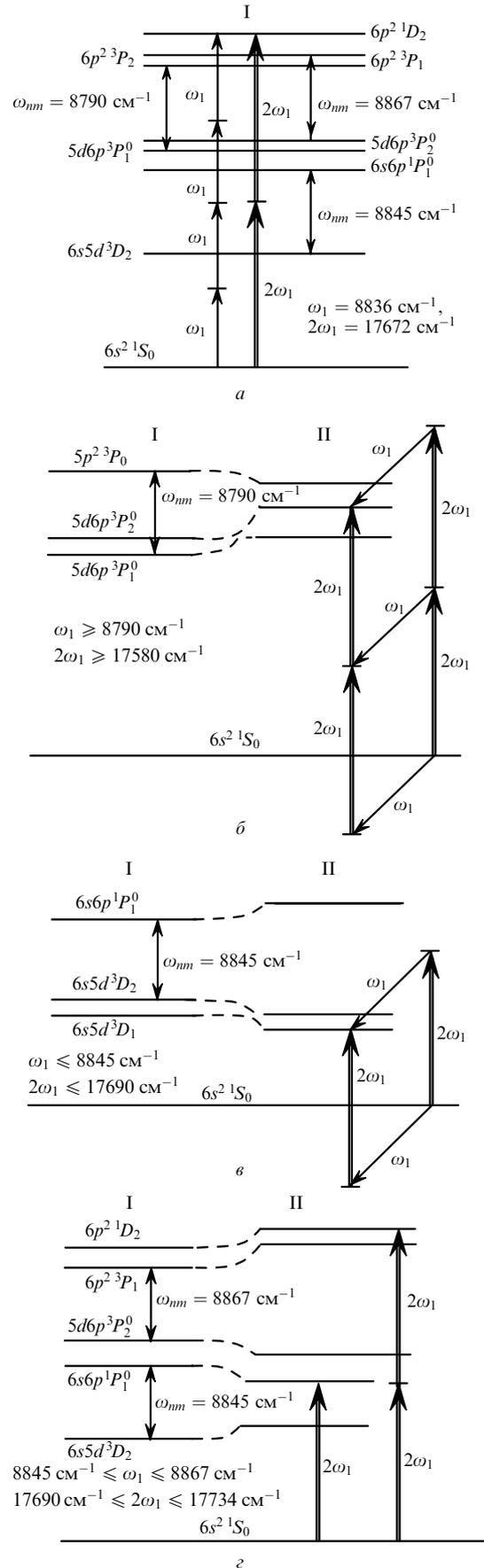


Рис.1. Исследуемые схемы возбуждения атомов Ва в невозмущённых (I) и возмущённых (II) состояниях. Штриховые линии показывают изменения энергии при увеличении напряжённости поля излучения ЛЦО.

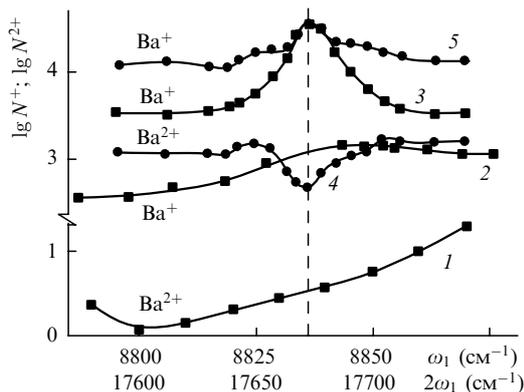


Рис.2. Зависимости выхода ионов Ba^{2+} (1) и Ba^+ (2) от частоты при ионизации атомов бария излучением ЛЦО, выхода ионов Ba^+ при ионизации атомов Ва излучением ВГ (3) и выхода ионов Ba^{2+} (4) и Ba^+ (5) при совместной ионизации излучениями ЛЦО и ВГ. Вертикальной штриховой линией указаны частоты возбуждения невозмущённого состояния $6p^2\ ^1D_2$ ($\omega_1 = 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_1 = 17672\text{ см}^{-1}$).

3. Результаты исследований

В эксперименте нами измерялся выход ионов Ba^+ и Ba^{2+} в условиях, когда излучения ЛЦО и ВГ воздействовали вместе и порознь (рис.2). Отметим, что результаты исследований образования ионов Ba^+ и Ba^{2+} при воздействии на атомы Ва лишь излучения ЛЦО, а также лишь излучения ВГ приведены в наших предыдущих работах [5, 6, 16, 17], поэтому на деталях этих процессов мы останавливаться не будем. Отметим лишь, что для ионизации атомов Ва излучениями ЛЦО и ВГ необходимо поглощение соответственно пяти и трёх фотонов. В условиях наших экспериментов ионизация атомов Ва излучением ВГ в области частот, соответствующих резонансному максимуму в выходе ионов Ba^+ , была насыщенной, а в остальных областях частот излучения ВГ, так же как и ионизация излучением ЛЦО, — ненасыщенной.

Рассмотрим сначала результаты, полученные для ионов Ba^+ . Как следует из рис.2, резонансный максимум при ионизации атомов Ва лишь излучением ЛЦО имеет чётко выраженную асимметричную форму и смещён относительно резонансной частоты $\omega_r = 8836\text{ см}^{-1}$. Это обусловлено возбуждением возмущённых состояний. Детальное описание возмущения, соответствующего данному максимуму, будет приведено ниже.

Напротив, резонансные максимумы в выходе ионов Ba^+ , которые проявляются как в случае воздействия лишь излучения ВГ, так и при совместном воздействии излучений ВГ и ЛЦО, имеют симметричную форму. Их частоты ω_1 и ω_2 не зависят от вида воздействия (только ВГ или ВГ и ЛЦО вместе) и точно совпадают с частотами, соответствующими четырёх- и двухфотонному возбуждению невозмущённого состояния $6p^2\ ^1D_2$ ($\omega_r = 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_r = 17672\text{ см}^{-1}$).

Из рис.2 также следует, что выход ионов Ba^+ при точном резонансе является примерно одинаковым как при ионизации лишь излучением ВГ, так и при ионизации обоими излучениями, и значительно большим, чем при ионизации лишь излучением ЛЦО. Эти факты указывают на то, что при совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ ионизация атома Ва в области резонансных частот происходит, в основном, в результате воздействия излучения ВГ, причём через двухфотонный резонанс с невозмущённым состоянием $6p^2\ ^1D_2$.

Что же касается частот, которые отличаются от резонансных частот $\omega_r = 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_r = 17672\text{ см}^{-1}$, то выход ионов Ba^+ в случае одновременного воздействия излучений ЛЦО и ВГ является значительно большим, чем при воздействии каждым из них в отдельности. Это означает, что ионизация атома Ва в этом случае осуществляется в результате совместного воздействия излучений ЛЦО и ВГ. Анализ показывает, что при этом образование ионов Ba^+ не обусловлено прямой ионизацией, поскольку при большой разности вероятностей прямой ионизации для двух различных излучений ионизация при их совместном воздействии должна осуществляться, в основном, тем излучением, для которого ее вероятность больше. В частности, такой эффект наблюдался нами в работе [19] при исследовании ионизации атомов Ва в двух лазерных полях.

Как следует из рис.2, выход ионов Ba^+ вдали от резонансных максимумов ($\omega_1 < 8836\text{ см}^{-1}$, $2\omega_1 < 17672\text{ см}^{-1}$) при ионизации лишь излучением ВГ значительно больше, чем при ионизации лишь излучением ЛЦО. Другими словами, в наших исследованиях вероятность прямой трёхфотонной ионизации атомов Ва излучением ВГ значительно превышает вероятность пятифотонной ионизации излучением ЛЦО. Следовательно, если бы ионизация атомов Ва в результате совместного воздействия излучений ВГ и ЛЦО в указанных областях частот была прямой, то выход ионов Ba^+ должен был быть таким же, как при ионизации лишь излучением ВГ.

Однако, как отмечено выше, выход ионов Ba^+ в этом случае значительно больше, чем при ионизации излучением не только ЛЦО, но и ВГ. Следовательно, выход ионов Ba^+ в случае совместного воздействия двух излучений в области частот $\omega_1 \neq 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_1 \neq 17672\text{ см}^{-1}$ обусловлен резонансной ионизацией. Однако при совместном воздействии на атом Ва двух излучений с частотами $\omega_1 \neq 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_1 \neq 17672\text{ см}^{-1}$ невозмущённые состояния не могут возбуждаться. Вместе с тем, как видно из рис.1, в рассматриваемом случае возможна реализация как рамановского, так и обычного двухфотонного возбуждения возмущённых состояний атома Ва.

Таким образом, образование ионов Ba^+ при совместном воздействии двух излучений с частотами $\omega_1 \neq 8836\text{ см}^{-1}$ и $2\omega_1 \neq 17672\text{ см}^{-1}$ происходит в результате возбуждения и дальнейшей ионизации возмущённых состояний атома Ва. Следует отметить, что на различных частотах из использованной области спектра доминируют (дают наибольший выход ионов Ba^+) различные процессы возбуждения, приведенные на рис.1. Однако, поскольку реализация всех этих процессов связана с поглощением небольшого числа фотонов, вероятность сравнительно велика, а соответствующие им процессы ионизации являются насыщенными.

Отметим ещё одну особенность возмущения и возбуждения состояний атома Ва, которая имеет место в рассматриваемом случае. Как правило, из-за штарковского сдвига изменение энергии состояния равно или больше разности между энергией этого невозмущённого состояния и энергией соседнего невозмущённого состояния. В качестве примера рассмотрим возмущение состояний в области $\omega_1 < \omega_{nm} = 8867\text{ см}^{-1}$ (см. рис.1,з.). Частота $\omega_{nm} = 8867\text{ см}^{-1}$ соответствует однофотонному переходу $5d6p^3P_2^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_1$. В окрестности этой частоты динамические поляризуемости состояний $5d6p^3P_2^0$ и $6p^2\ ^3P_1$ велики по модулю, причём в указанной области

частот динамическая поляризуемость состояния $5d6p^3P_2^0$ положительна, а состояния $6p^2^3P_1$ – отрицательна. В результате сдвига состояние $6p^2^3P_1$ будет приближаться к состоянию $6p^2^1D_2$.

Отметим, что использованные частоты излучения ЛЦО существенно отличаются от частот ω_{nm} , которые соответствуют однофотонным переходам из состояния $6p^2^1D_2$. В связи с этим динамическая поляризуемость состояния $6p^2^1D_2$ в использованном спектральном диапазоне излучения ЛЦО должна быть значительно меньше, чем состояния $6p^2^3P_1$. Таким образом, в результате штарковского сдвига энергия состояния $6p^2^3P_1$ будет приближаться к энергии состояния $6p^2^1D_2$ и при некоторой напряжённости поля излучения ЛЦО их энергии должны стать равными.

Детальное описание реализации такого случая приведено в [20]. После сближения двух состояний, для которых $\Delta J \leq 2$ (ΔJ – разность полных моментов, соответствующих этим состояниям), энергия каждого из них становится примерно равной той энергии соседнего состояния, какую оно имело бы в отсутствие взаимодействия состояний. В частности, в рассматриваемом случае после приближения состояния $6p^2^3P_1$ к состоянию $6p^2^1D_2$ начинает сдвигаться состояние $6p^2^1D_2$, которое уже и возбуждается в области $2\omega_1 < 2\omega_{nm} = 17734 \text{ см}^{-1}$.

Оценки показывают, что для реализации в условиях наших исследований описанного выше характера возмущения состояний $6p^2^3P_1$ и $6p^2^1D_2$ необходимо, чтобы динамическая поляризуемость состояния $6p^2^3P_1$ α была равна $\sim 10^4$ ат. ед. Это вполне реальная динамическая поляризуемость состояний вблизи резонансных частот ω_{nm} (см., напр., [21]), так что описанный выше характер возмущения вполне допустим в условиях нашего эксперимента.

Подобный характер возмущения имеет место и в других случаях (см. рис.1). Схематическое изменение энергии уровней при увеличении напряжённости поля излучения ЛЦО показано на рис.1 штриховыми линиями. Отметим, что такой характер возмущения состояния $6p^2^1D_2$ реализуется и при ионизации атомов Ва лишь излучением ЛЦО. Этим, в частности, объясняется асимметрия соответствующего резонанса в выходе ионов Ва^+ (см. рис.2.). Возбуждение возмущённого состояния $6p^2^1D_2$ в этом случае происходит в результате поглощения четырёх фотонов излучения ЛЦО. При одновременном же воздействии излучений ЛЦО и ВГ возбуждение состояния $6p^2^1D_2$ происходит в результате поглощения двух фотонов излучения ВГ. Естественно, что вероятность возбуждения в последнем случае значительно больше, чем в первом. Этим объясняется существенное увеличение выхода ионов Ва^+ при совместной ионизации излучениями ЛЦО и ВГ по сравнению с выходом при воздействии лишь излучения ЛЦО.

Отметим, что характер возмущения остальных состояний, которые соответствуют случаям, приведённым на рис.1, также является одинаковым как при одновременном воздействии излучений ЛЦО и ВГ, так и при воздействии лишь излучением ЛЦО. Однако возбуждение этих возмущённых состояний из основного состояния атома Ва разрешено правилами отбора при воздействии двух излучений и запрещено при воздействии одного излучения. Этим также объясняется сильное увеличение выхода ионов Ва^+ в соответствующих областях частот при совместном воздействии излучений ЛЦО и

ВГ по сравнению с выходом этих ионов при воздействии лишь излучением ЛЦО.

Таким образом, в наших условиях при одновременном воздействии на атом Ва излучений ЛЦО и ВГ реализуются многофотонное возбуждение атомов Ва и дальнейшая ионизация ряда их возмущённых состояний, а в окрестности частоты $\omega_1 = 8836 \text{ см}^{-1}$ ($2\omega_1 = 17672 \text{ см}^{-1}$) – также и невозмущённого состояния $6p^2^1D_2$.

Рассмотрим теперь образование двухзарядных ионов, результаты исследований которого приведены на рис.2. Видно, что при одновременном воздействии на атомный пучок излучений ЛЦО и ВГ во всём использованном диапазоне частот имеет место значительно больший (примерно в 10^2 – 10^3 раз) выход ионов Ва^{2+} , чем в случае отдельного воздействия. Отметим, что на рис.2 результаты исследований образования ионов Ва^{2+} при ионизации атомов Ва лишь излучением ВГ не приведены, поскольку их выход не превышал предела чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Исследование образования ионов Ва^{2+} при ионизации атомов Ва лишь излучением ЛЦО и лишь излучением ВГ детально описано в наших работах [5, 6, 16, 17], поэтому здесь мы его анализировать не будем. Отметим лишь, что, как показали результаты [5, 6], при ионизации атомов Ва в диапазоне частот, соответствующем использованной в настоящей работе области изменения частоты ВГ, реализуется каскадный механизм образования ионов Ва^{2+} , а при ионизации лишь излучением ЛЦО [16, 17] имеет место двухэлектронный механизм образования ионов Ва^{2+} . При этом, как показано в [16, 17], образование ионов Ва^{2+} связано с возбуждением и ионизацией возмущённых состояний нейтральных атомов Ва.

Анализ полученных нами результатов показывает, что при совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ на атомы Ва также реализуется двухэлектронный механизм образования ионов Ва^{2+} , причем образование ионов Ва^{2+} обусловлено возбуждением и дальнейшей ионизацией возмущённых состояний нейтральных атомов Ва. На это указывают два факта.

Во-первых, при совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ в условиях наших исследований во всём использованном диапазоне частот реализуется большая вероятность возбуждения сильно возмущённых состояний атома Ва и во всём этом диапазоне выход ионов Ва^{2+} значительно больше их выхода при раздельном воздействии.

Во-вторых, как следует из рис.2, в окрестности частот $\omega_1 = 8836 \text{ см}^{-1}$ ($2\omega_1 = 17672 \text{ см}^{-1}$) в выходе ионов Ва^{2+} имеет место провал, положение которого на частотной шкале точно совпадает с положением резонансного максимума в выходе ионов Ва^+ . Как показано выше, появление этого максимума обусловлено возбуждением излучением ВГ невозмущённого состояния $6p^2^1D_2$. Отсюда следует, что большая вероятность возбуждения невозмущённых состояний не приводит к увеличению выхода ионов Ва^{2+} .

В области частот, в которой находится отмеченный выше провал, также могут возбуждаться возмущённые состояния. В частности, в эту область попадает частота $\omega_{nm} = 8845 \text{ см}^{-1}$, соответствующая однофотонному переходу $6s5d^3D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1^0$. Характер возмущения уровней в этой области является таким же, как и в описанном выше случае возмущения уровня $6p^2^3P_1$ (см. рис.1, б и в). Вероятности возбуждения этих возмущённых состояний

также должны быть большими, поскольку они связаны с поглощением малого числа фотонов. Тем не менее выход ионов Ba^{2+} при совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ в области указанных выше частот меньше их выхода при таком же совместном воздействии в других областях использованного спектра.

Этот эффект объясняется следующим образом. Трёхфотонная ионизация атомов Ва излучением ВГ через двухфотонный резонанс с невозмущённым состоянием $6p^2\ ^1D_2$ в наших условиях имеет сравнительно большую вероятность. При насыщении большая вероятность ионизации приводит к тому, что насыщение наступает за такое время в пределах длительности лазерного импульса, за которое напряжённость поля излучения ЛЦО не достигает достаточного для существенного возмущения соответствующих состояний значения. Иначе говоря, при совместном воздействии излучений ЛЦО и ВГ в окрестности частот $\omega_1 = 8836\ \text{см}^{-1}$ и $2\omega_1 = 17672\ \text{см}^{-1}$ в условиях существенного возмущения соответствующих уровней атомов Ва излучением ЛЦО самих нейтральных атомов в области взаимодействия уже не будет. Поскольку образование двухзарядных ионов в рассматриваемом случае связано с возбуждением и ионизацией возмущённых состояний нейтральных атомов, описанное выше насыщение ионизации должно приводить к уменьшению выхода ионов Ba^{2+} по сравнению с их выходом в окрестности других частот возбуждения и к ионизации возмущённых состояний атома Ва.

Таким образом, образование двухзарядных ионов Ba^{2+} при одновременном воздействии излучений ЛЦО и ВГ связано с возбуждением и ионизацией сильно воз-

мущённых состояний нейтральных атомов Ва, т. е. в описанных условиях реализуется двухэлектронный механизм образования ионов Ba^{2+} .

1. Суран В.В., Запесочный И.П. *Письма в ЖЭТФ*, **1**, 973 (1975).
2. Алексахин И.С., Делоне Н.Б., Запесочный И.П., Суран В.В. *ЖЭТФ*, **76**, 887 (1978).
3. Feldmann D., Krautwald H.J., Welge K.H. *J.Phys.B*, **15**, L529 (1982).
4. Agostini P., Petite G. *J.Phys.B*, **18**, L281 (1983).
5. Бондарь И.И., Дудич М.И., Суран В.В. *ЖЭТФ*, **90**, 1952 (1986).
6. Bondar I.I., Delone N.B., Dudich M.I., Suran V.V. *J.Phys.B*, **21**, 2763 (1988).
7. Camus P., Kompitsas M., Cohen S., Nicolaides C., Aymar M., Grance M., Pillet P. *J.Phys.B*, **22**, 445 (1989).
8. Бондарь И.И., Суран В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **56**, 78 (1992).
9. Bondar I.I., Suran V.V. *Laser Physics*, **3**, 863 (1993).
10. Бондарь И.И., Суран В.В. *ЖЭТФ*, **103**, 774 (1993).
11. Bondar I.I., Suran V.V. *Laser Physics*, **4**, 1146 (1994).
12. Бондарь И.И., Делоне Н.Б., Запесочный И.П., Суран В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 243 (1981).
13. Bondar I.I., Delone N.B., V.V.Suran, Zon V.A. *Optics Comms*, **40**, 268 (1982).
14. Бернат Т.Т., Бондарь И.И., Суран В.В. *Оптика и спектроскопия*, **71**, 40 (1991).
15. Бернат Т.Т., Бондарь И.И., Суран В.В. В сб. *Многофотонные переходы в атомах* (М., изд-е Совета по спектроскопии АН СССР, 1990, с. 153).
16. Бондарь И.И., Суран В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 796 (1998).
17. Bondar I.I., Suran V.V. *Laser Physics*, **9**, 650 (1999).
18. Bondar I.I., Suran V.V., Dudich M.I. *J.Phys.B*, **33**, 4243 (2000).
19. Бондарь И.И., Суран В.В. *ЖЭТФ*, **107**, 1484 (1995).
20. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Атом в сильном световом поле* (М., Атомиздат, 1984).
21. Бондарь И.И., Суран В.В. *ЖЭТФ*, **113**, 499 (1998).