

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ШТАРКА НА МНОГОФОТОННУЮ ИОНИЗАЦИЮ АТОМОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ОТ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И. И. Бондарь, В. В. Суран

*Ужгородский государственный университет
294000, Ужгород, Украина*

Поступила в редакцию 17 июня 1997 г.

Исследовано влияние эффекта Штарка на многофотонную ионизацию атомов Ва в условиях сильной зависимости динамической поляризуемости от частоты лазерного излучения. Обнаружено, что это влияние приводит к проявлению при некоторых величинах напряженности поля лазерного излучения ε в зависимости выхода ионов Ва⁺ от частоты лазерного излучения индуцированных резонансных максимумов на частотах, соответствующих однофотонным переходам между возбужденными состояниями. Эти частоты могут существенно отличаться от частот, соответствующих обычному многофотонному возбуждению этих состояний из основных состояний атомов. Характер поведения максимумов выхода ионов при изменении величины ε отличается от проявления обычного эффекта Штарка — положение их на частотной шкале существенно не зависит от величины ε . Выяснены условия проявления такой индуцированной резонансной структуры.

1. ВВЕДЕНИЕ

При интерпретации результатов исследований процесса многофотонной ионизации атомов в большинстве случаев необходимо учитывать возмущение атомного спектра полем лазерного излучения [1]. Одним из основных механизмов возмущения атомного спектра под воздействием сильного поля лазерного излучения является динамический эффект Штарка, который заключается в изменении энергии ΔE_n некоторого уровня n [1]:

$$\Delta E_n = -\alpha_n(\omega)\varepsilon^2/4. \quad (1)$$

Здесь ε — напряженность поля лазерного излучения; $\alpha_n(\omega)$ — динамическая поляризуемость уровня n , которая зависит от частоты излучения [2]:

$$\alpha_n(\omega) = \sum_m \frac{d_{nm}^2}{\omega_{nm} - \omega - i\Gamma_m/2}. \quad (2)$$

В формуле (2) d_{nm} — матричный элемент однофотонного перехода из состояния n в состояние m ; ω_{nm} — частота, соответствующая этому переходу; ω — частота лазерного излучения; Γ_m — ширина уровня m . Суммирование в формуле (2) проводится по всем промежуточным состояниям m .

В настоящее время хорошо известен характер проявления эффекта Штарка при многофотонной ионизации в условиях, когда частота лазерного излучения сильно отличается от частот ω_{nm} , соответствующих однофотонным переходам в спектре атомов.

В этих случаях в соответствии с формулой (2) величина динамической поляризуемости слабо зависит от частоты лазерного излучения. Поэтому при многофотонной ионизации атомов в этих условиях сдвиги резонансных максимумов в зависимостях выхода ионов от частоты лазерного излучения, $N^+(\omega)$, в соответствии с формулой (1) должны иметь квадратичную зависимость от величины ε . Такая картина и наблюдалась в большинстве экспериментов по исследованию процесса многофотонной ионизации атомов [1].

Что же касается условия $\omega \simeq \omega_{nm}$, то в этом случае динамическая поляризуемость уровней n и m сильно зависит от частоты. Поэтому характер проявления эффекта Штарка при многофотонной ионизации атомов в таких условиях должен отличаться от описанного выше. Однако до настоящего времени этот случай детально не исследован.

В настоящей работе приводятся результаты исследований проявления эффекта Штарка при ионизации в таких условиях ($\omega \simeq \omega_{nm}$) атома Ва. В этих исследованиях использовалось излучение лазера на центрах окраски с изменяемой в диапазоне $\omega = 8400\text{--}9000 \text{ см}^{-1}$ частотой. Ширина линии спектра этого излучения была равна $\Delta\omega = 3\text{--}4 \text{ см}^{-1}$, а длительность лазерного импульса составляла $\tau \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Для ионизации атома Ва в этих условиях необходимо поглощение пяти фотонов. При этом условие $\omega = \omega_{nm}$ выполняется для ряда частот используемого лазерного излучения.

В эксперименте измерялся выход ионов Ba^+ , образованных в результате многофотонной ионизации атомов Ва, в зависимости от частоты ω лазерного излучения при различных величинах напряженности поля ε этого излучения. Величина напряженности поля лазерного излучения изменялась в области $\varepsilon \simeq (1\text{--}7) \cdot 10^6 \text{ В/см}$. В целом постановка экспериментов была традиционной для исследований процесса многофотонной ионизации атомов. Она детально описана в ряде предыдущих работ (см., например, [3]).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 приведены результаты исследований зависимости выхода ионов Ba^+ от частоты лазерного излучения при трех величинах ε . Величины ε здесь и в дальнейшем обозначают максимальные значения напряженности поля в пределах длительности лазерных импульсов. Как видно на рис. 1, характер зависимостей $N^+(\omega)$ является различным при различных величинах ε . Так, количество резонансных максимумов в этих зависимостях не сохраняется. Положение резонансных максимумов на частотной шкале в основном также не сохраняется. При больших величинах ε эти максимумы имеют четко выраженную асимметричность. Все эти факты указывают на то, что спектр атома Ва в условиях наших экспериментов существенно возмущен.

Отметим, что зависимости $N^+(\omega)$, измеренные при примерно таких же величинах ε , как и приведенные на рис. 1а и 1б, детально анализировались нами в работах [4, 5]. Поэтому на деталях этих зависимостей здесь останавливаться не будем. Отметим лишь, что из результатов работ [4, 5] следует, что зависимость, представленную на рис. 1б, можно интерпретировать спектром невозмущенных состояний атома Ва. В табл. 1 приведена идентификация резонансных максимумов, которые имеют место в этой зависимости. Как следует из таблицы, в исследуемой области спектра реализуется ряд обычных многофотонных резонансных переходов из основного состояния $6s^2 \text{ } ^1S_0$ атома Ва, а также один, состоящий из двух последовательных резонансных переходов (переход на частоте $\omega = 8940 \text{ см}^{-1}$). Как показали результаты нашей работы [5], поведение максимумов, обусловленных реализацией обычных многофотонных переходов, с ростом величины

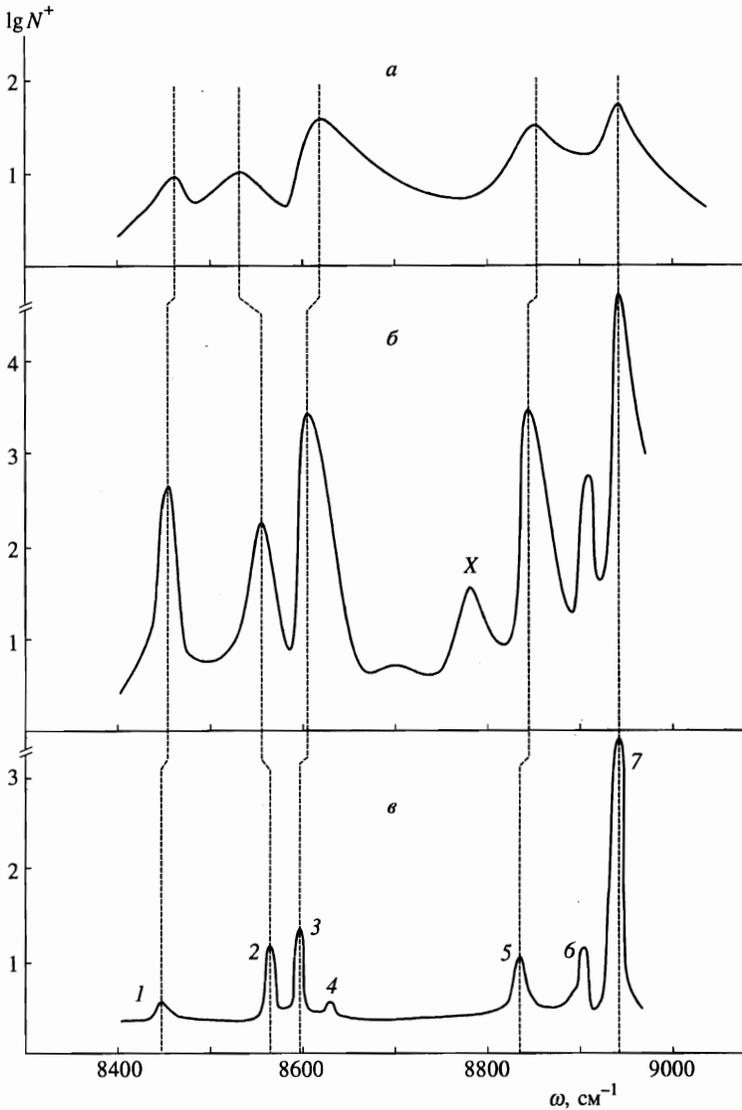


Рис. 1. Зависимости выхода ионов Va^+ от частоты ω излучения лазера на центрах окраски, измеренные при напряженностях поля ϵ лазерного излучения, равных $6.6 \cdot 10^6$ В/см (а); $4 \cdot 10^6$ В/см (б) и $9 \cdot 10^5$ В/см (в)

ϵ хорошо описывается обычным квадратичным эффектом Штарка при $\omega \neq \omega_{nm}$: их сдвиг и ширина зависят квадратично от величины ϵ .

Рассмотрим теперь зависимость $N^+(\omega)$, приведенную на рис. 1б. Она измерена при значении ϵ , промежуточном по сравнению с величинами ϵ , при которых измерены зависимости, приведенные на рис. 1а и 1в. Как видно, в этой зависимости на частоте $\omega = 8780 \text{ см}^{-1}$ имеет место резонансный максимум, который отсутствует в зависимостях $N^+(\omega)$ на рис. 1а и 1в (пик X на рис. 1б).

Таблица 1

**Идентификация резонансных максимумов в зависимости $N^+(\omega)$,
представленной на рис. 1в**

N	$\omega, \text{см}^{-1}$	$\omega_1, \text{см}^{-1}$	Переход
1	8452	8448	$6s^2 \ ^1S_0 + 4\hbar\omega \rightarrow 5d7s \ ^1D_2$
2	8565	8568	$6s^2 \ ^1S_0 + 3\hbar\omega \rightarrow 5d6p \ ^3P_1^0$
3	8595	8592	$6s^2 \ ^1S_0 + 4\hbar\omega \rightarrow 6p^2 \ ^1S_0$
4	8625	8623	$6s^2 \ ^1S_0 + 4\hbar\omega \rightarrow 6p^2 \ ^3P_0$
5	8838	8836	$6s^2 \ ^1S_0 + 4\hbar\omega \rightarrow 6p^2 \ ^1D_2^0$
6	8905	8904	$6s^2 \ ^1S_0 + 4\hbar\omega \rightarrow 6p^2 \ ^3P_2$
7	8940	8939	$6s^2 \ ^1S_0 + 3\hbar\omega \rightarrow 5d6p; \ ^1F_3^0 + \hbar\omega \rightarrow 6s7d \ ^3D_2$

Примечание. Номера в таблице соответствуют номерам резонансных максимумов в зависимости $N^+(\omega)$ на рис. 1в; ω — частоты лазерного излучения, на которых в зависимости $N^+(\omega)$ проявляются резонансные максимумы; ω_1 — частоты, соответствующие многофотонному переходу в невозмущенные состояния атома Ва

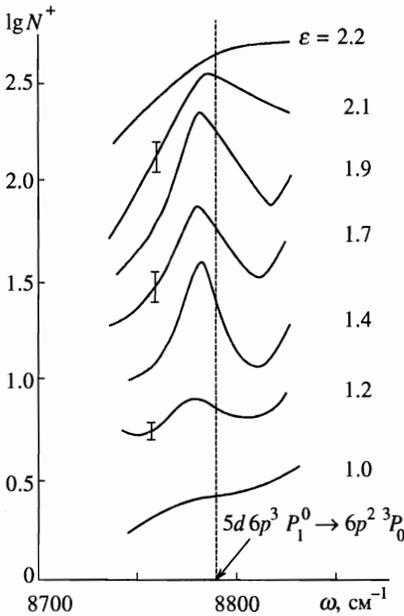


Рис. 2. Результаты исследований поведения индуцированного максимума, обусловленного однофотонным переходом $5d6p \ ^3P_1^0 \rightarrow 6s^2 \ ^3P_0$ при различных величинах напряженности поля ϵ . Величины ϵ приведены в относительных единицах. Величине $\epsilon = 1$ соответствует абсолютное значение $\epsilon = 2.5 \cdot 10^6$ В/см. Вертикальной штриховой линией отмечена частота, соответствующая этому однофотонному переходу

Для изучения особенностей поведения этого максимума с изменением величины ϵ были проведены детальные исследования зависимостей $N^+(\omega)$ в окрестности частоты $\omega = 8780 \text{ см}^{-1}$ при варьировании величины ϵ с малым шагом. Результаты этих исследований приведены на рис. 2. Как следует из этого рисунка, отмеченный максимум начинает проявляться при некоторой величине напряженности поля ($\epsilon_0 = 3 \cdot 10^6$ В/см). Ширина его является сравнительно большой по сравнению с ширинами максимумов, обус-

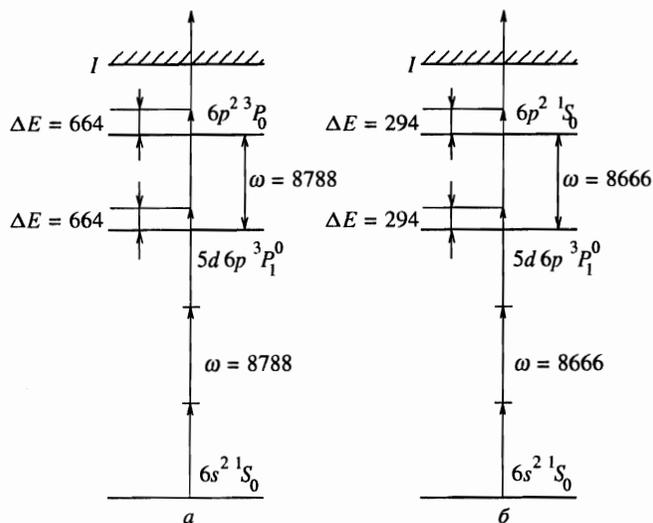


Рис. 3. Схемы реализации исследуемых процессов. Величины расстройк ΔE приведены для невозмущенного атома Ва. Величины ΔE и ω даны в см⁻¹

ловленных обычным многофотонным возбуждением невозмущенных состояний (см. рис. 1б). При изменении величины ε положение этого максимума на частотной шкале в пределах его ширины существенно не изменяется. При больших величинах ε этот максимум не проявляется.

Анализ показывает, что отмеченный максимум нельзя идентифицировать обычным многофотонным возбуждением некоторых связанных и автоионизационных состояний атома Ва ни из основного состояния $6s^2 1S_0$, ни из первых возбужденных состояний. Вместе с этим частота $\omega = 8780$ см⁻¹, на которой проявляется отмеченный максимум, близка к частоте, соответствующей однофотонному переходу $5d6p^3 P_1^0 \rightarrow 6p^2 3P_0$ ($\omega_{mn} = 8788$ см⁻¹). Однако эта частота не соответствует многофотонному возбуждению ни состояния $5d6p^3 P_1^0$, ни состояния $6p^2 3P_0$. Расстройки для многофотонного возбуждения этих уровней на частоте $\omega_{mn} = 8788$ см⁻¹ составляют величины $\Delta E = 664$ см⁻¹ (см. рис. 3а).

В настоящее время известны две причины, которые могут привести к проявлению резонансной структуры в приведенной на рис. 3 схеме возбуждения — резонансное перемешивание, приводящее к расщеплению уровней, и эффект Штарка, приводящий к их сдвигу [1].

В первом случае расстройка ΔE должна компенсироваться расщеплением состояний на квазиэнергии:

$$\Delta E = \Omega = d_{nm}\varepsilon/2, \quad (3)$$

где Ω — частота Раби; d_{nm} — матричный элемент однофотонного перехода (в нашем случае — перехода $5d6p^3 P_1^0 \rightarrow 6p^2 3P_0$).

Однако анализ показывает, что в условиях нашего эксперимента этот эффект не может привести к проявлению максимума в выходе ионов Ва⁺. Так, оценки показывают, что расстройка $\Delta E = 664$ см⁻¹ при отмеченной выше величине $\varepsilon = 3 \cdot 10^6$ В/см

может быть скомпенсирована за счет расщепления лишь в случае, когда $d_{nm} \geq 10$ ат. ед. А это очень большая величина матричного элемента перехода. Она является большей, чем для перехода из основного состояния атома Ва в первое возбужденное состояние $6s6p\ ^1P_1^0$, для которого $d_{nm} \simeq 8.6$ ат. ед. [6]. А как известно, для переходов между возбужденными состояниями, каким является обсуждаемый переход $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_0$, величина d_{nm} должна быть существенно меньшей.

Кроме того, при реализации резонансного перемешивания соответствующий максимум должен быть расположен симметрично относительно резонансной частоты $\omega_{mn} = 8788\text{ см}^{-1}$. В нашем же случае он имеет расстройку от этой частоты, равную $\delta = 8\text{ см}^{-1}$. Этот факт также противоречит тому, что обсуждаемый максимум обусловлен резонансным перемешиванием уровней.

Рассмотрим теперь возможность компенсации расстройки за счет эффекта Штарка. В этом случае расстройка должна компенсироваться сдвигом уровней:

$$\Delta E = (\alpha_n - \alpha_0)\varepsilon^2/4, \quad (4)$$

где α_0 и α_n — динамические поляризуемости основного и возбужденного состояний соответственно.

По аналогии сделаем оценку величины d_{nm} , необходимой для компенсации расстройки за счет эффекта Штарка. Оценки будем проводить с использованием формулы (4). В эту формулу входит сдвиг основного состояния атома: $\Delta E_0 = -\alpha_0\varepsilon^2/4$. Оценки показывают, что эта величина в условиях наших экспериментов не превышает 5 см^{-1} , что существенно меньше величины ΔE . Поэтому величиной ΔE_0 в этих оценках пренебрегаем. Отметим, что при оценке величины ΔE_0 значение α_0 принималось равным своему статическому пределу $\alpha_0 = 280$ ат. ед. [6]. Такой подход вполне оправдан, поскольку частоты использованного лазерного излучения существенно (примерно в два раза) меньше частоты, соответствующей переходу в первое возбужденное $6s6p\ ^1P_1^0$ -состояние ($\omega = 18060\text{ см}^{-1}$), в окрестности которой величина α_0 должна существенно отличаться от своего статического предела.

Что касается динамической поляризуемости возбужденного состояния, то, как следует из формулы (2), в окрестности частот, соответствующих однофотонным переходам между двумя состояниями ω_{nm} , динамическая поляризуемость этих двух состояний имеет полюсы и может принимать большие значения. Конечные ее значения определяются величиной Γ_m .

Для оценок в выражении для динамической поляризуемости α_n из суммы по промежуточным состояниям (2) оставим лишь одно резонансное слагаемое, которое вносит наибольший вклад в величину $\alpha_n(\omega)$. После несложных преобразований получаем следующую формулу для действительной части динамической поляризуемости, которая обуславливает сдвиг уровня:

$$\alpha_n(\omega) = \frac{(\omega_{nm} - \omega)d_{nm}^2}{(\omega_{nm} - \omega)^2 + \Gamma_m^2/4}. \quad (5)$$

Отметим, что в общем случае в качестве Γ_m в формулах для динамических поляризуемостей служит максимальная величина из таких величин, как естественная ширина уровня; его полевая и ионизационная ширины, а также ширина спектра излучения. Для определенности, для оценок примем $\omega_{nm} - \omega \simeq \Gamma_m/2 \simeq \delta$, где $\delta = 8\text{ см}^{-1}$ — как отмечалось выше, расстройка обсуждаемого максимума относительно резонансной

частоты $\omega_{nm} = 8788 \text{ см}^{-1}$. Тогда формула (5) преобразуется в следующую:

$$\alpha_n = d_{nm}^2 / 2\delta. \quad (6)$$

Таким образом, формула для оценки величины δ_{nm} , необходимой для компенсации расстройки ΔE за счет эффекта Штарка, с учетом вышесказанного имеет вид

$$d_{nm} = \sqrt{8\delta\Delta E / \varepsilon^2}. \quad (7)$$

Оценка по этой формуле для условий нашего эксперимента дает величину $d_{nm} \simeq 1$ ат. ед. Эта величина, в отличие от полученной выше для случая резонансного перемешивания, уже является типичной для переходов между возбужденными состояниями. Это обстоятельство свидетельствует о том, что эффект Штарка может привести в условиях описываемых экспериментов к компенсации отмеченной величины расстройки ΔE и тем самым к проявлению обсуждаемого максимума.

Отметим, что все особенности проявления этого максимума хорошо объясняются реализацией эффекта Штарка в условиях сильной зависимости динамической поляризуемости от частоты лазерного излучения. Так, хорошо объясняется тот факт, что отмеченный максимум расположен несимметрично относительно резонансной частоты $\omega_{nm} = 8788 \text{ см}^{-1}$. Объяснение этого факта будем проводить с использованием рис. 4. Как известно, для двухуровневой системы в поле с частотами близкими к резонансной частоте ω_{nm} при $\omega \geq \omega_{nm}$ один уровень имеет отрицательную динамическую поляризуемость, а другой — положительную; при $\omega \leq \omega_{nm}$ поляризуемости обоих уровней меняют знаки на противоположные [1] (см. рис. 4а). Таким образом, при $\omega \geq \omega_{nm}$ положительный сдвиг имеет один уровень, а при $\omega \leq \omega_{nm}$ — другой (см. рис. 4б). Поэтому при $\omega \geq \omega_{nm}$ в результате компенсации расстройки ΔE будет возбуждаться первый уровень, а при $\omega \leq \omega_{nm}$ — второй.

При точном равенстве $\omega = \omega_{nm}$ динамические поляризуемости обоих уровней равны нулю. Оба уровня в этом случае не сдвигаются и поэтому не возбуждаются.

Поэтому в случае, когда вероятности многофотонного возбуждения обоих взаимодействующих уровней одинаковы, в окрестности частоты ω_{nm} должны проявиться два максимума одинаковой амплитуды с провалом между ними при $\omega = \omega_{nm}$ (см. рис. 4в). Однако, если вероятности возбуждения обоих уровней существенно различаются между собой, то, естественно, эти два максимума будут иметь существенно различающиеся амплитуды.

Как следует из рис. 1в резонансный максимум, обусловленный трехфотонным возбуждением состояния $5d6p^3P_1^0$ ($\omega = 8565 \text{ см}^{-1}$), имеет существенно большую амплитуду, чем максимум, обусловленный четырехфотонным возбуждением состояния $6p^2^3P_0$ ($\omega = 8625 \text{ см}^{-1}$). Это говорит о том, что вероятность трехфотонного возбуждения состояния $5d6p^3P_1^0$ существенно больше четырехфотонного возбуждения состояния $6p^2^3P_0$. Отсюда следует, что максимум на частоте $\omega = 8780 \text{ см}^{-1}$ обусловлен трехфотонным возбуждением сильно сдвинутого за счет эффекта Штарка состояния $5d6p^3P_1^0$.

То, что этот максимум начинает проявляться при некоторой величине ε_0 , объясняется тем, что при этой величине напряженности поля начинает компенсироваться расстройка многофотонного резонанса, т. е. начинает выполняться условие

$$\Delta E = -(\alpha_{max} - \alpha_0)F_0^2/4, \quad (8)$$

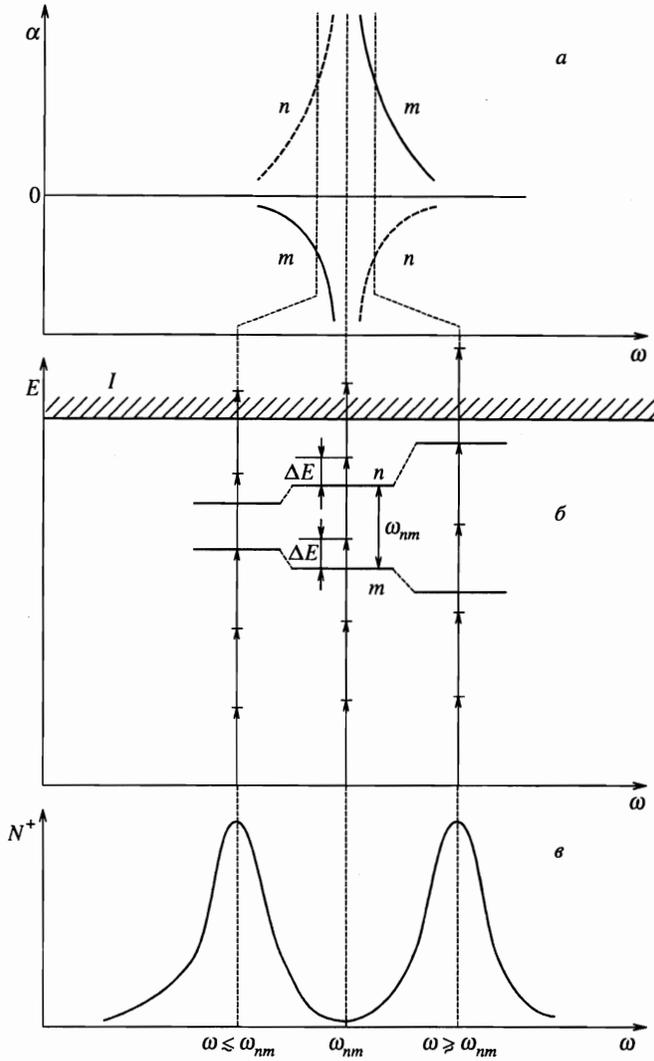


Рис. 4. Схема образования соответствующей приведенным на рис. 3 схемам возбуждения индуцированной эффектом Штарка резонансной структуры в зависимости $N^+(\omega)$: *a* — примерная зависимость динамической поляризуемости α возбужденных *n*- и *m*-состояний от частоты лазерного излучения вблизи частоты ω_{nm} , которая соответствует однофотонному переходу между этими состояниями; *б* — схема изменения энергии E состояний *n* и *m* и реализации индуцированных резонансов с этими состояниями; *в* — примерный вид резонансной структуры в зависимости $N^+(\omega)$ в случае одинаковой вероятности многофотонного возбуждения состояний *n* и *m*

где α_{max} — максимальная величина динамической поляризуемости сдвигающегося уровня в окрестности резонансной частоты ω_{nm} ; F — эффективная величина напряженности поля для многофотонного возбуждения атома, т. е. величина напряженности поля, соответствующая той части объема взаимодействия лазерного излучения с атомами, которая вносит максимальный вклад в общее количество возбужденных атомов.

Поскольку распределение лазерного излучения неоднородно, то $F = f\varepsilon$, где ε — как отмечалось выше, максимальная величина напряженности поля лазерного излучения в пределах лазерного импульса; f — коэффициент, $f < 1$. В формуле (8) $F_0 = f\varepsilon_0$.

Расчеты с учетом реального пространственно-временного распределения лазерного излучения, которое имело место в наших экспериментах, показывают, что для трехфотонного возбуждения $f = 0.80$.

По формуле (8) была вычислена максимальная величина динамической поляризуемости уровня $5d6p\ ^3P_1^0$ в окрестности частоты $\omega = 8780\text{ см}^{-1}$. Вычисления дали величину $\alpha_{max} = -3.4 \cdot 10^4$ ат. ед.

В работе [5] была измерена величина динамической поляризуемости этого же уровня $5d6p\ ^3P_1^0$ для частоты, соответствующей его трехфотонному возбуждению ($\omega_0 = 8568\text{ см}^{-1}$). Она равна $\alpha = 2.26 \cdot 10^3$ ат. ед. Из сопоставления этих двух величин динамической поляризуемости уровня $5d6p\ ^3P_1^0$ следует, что при сравнительно небольшом изменении частоты лазерного излучения динамическая поляризуемость изменяет знак и более чем на порядок абсолютную величину. Этот факт увязывает на то, что в исследуемом спектральном диапазоне динамическая поляризуемость сильно зависит от частоты лазерного излучения.

Как отмечалось во Введении, обычное проявление эффекта Штарка при многофотонной ионизации заключается в квадратичном увеличении с ростом величины ε расстройки резонансных максимумов в зависимостях $N^+(\omega)$ относительно их невозмущенных положений. В данном же случае при увеличении ε положение обсуждаемого резонансного максимума на частотной шкале в пределах его ширины практически не изменяется. Этот эффект объясняется резкой зависимостью динамической поляризуемости от частоты лазерного излучения в окрестности частоты ω_{nm} . Объясним это более подробно.

Как отмечалось выше, индуцированный резонансный максимум начинает проявляться при выполнении соотношения (8). При дальнейшем увеличении напряженности поля, из-за того что при измерении зависимости $N^+(\omega)$ одновременно с изменением частоты лазерного излучения изменяется и величина динамической поляризуемости, резонансный максимум должен проявляться на частоте, на которой $|\alpha| < |\alpha_{max}|$ и которая удовлетворяет соотношению

$$\omega = \omega_0 + \Delta E'/k = \omega_0 - \alpha_n(\omega)f^2\varepsilon^2/4k, \quad (9)$$

где k — количество квантов, необходимое для возбуждения уровня; ω_0 — частота, соответствующая этому возбуждению. В частности, для уровня $5d6p\ ^3P_1^0$ имеем $k = 3$ и $\omega_0 = 8568\text{ см}^{-1}$. В формуле (9) по-прежнему пренебрегалось возмущением основного состояния атома Ва.

Отметим, что в случае возбуждения сдвигающегося состояния $5d6p\ ^3P_1^0$ из-за знака динамической поляризуемости $\Delta E' < \Delta E$ (где ΔE — как отмечалось выше, расстройка, при которой начинает проявляться индуцированный резонансный максимум), т. е. в отличие от обычной картины проявления эффекта Штарка, в данном случае с ростом величины ε расстройка должна не увеличиваться, а уменьшаться. Однако из-за резкой зависимости $\alpha_n(\omega)$ величина $\Delta E'$ в большом диапазоне изменения значений ε не будет существенно отличаться от ΔE .

Для подтверждения этого решим уравнение (9) относительно ω . Для этого в качестве зависимости $\alpha_n(\omega)$ в этом уравнении используем формулу для действительной части динамической поляризуемости, состоящую лишь из резонансного слагаемо-

го (5). Для частот в окрестности частоты, соответствующей однофотонному переходу, по-прежнему положим $\omega - \omega_{nm} \simeq \Gamma/2$. После преобразований получаем следующую зависимость динамической поляризуемости от частоты:

$$\alpha_n(\omega) = \frac{C}{2(\omega - \omega_{nm})}, \quad (10)$$

где C — некоторая константа. Значение ее определим из величины динамической поляризуемости α_{max} на частоте $\omega = 8790 \text{ см}^{-1}$. Эта константа оказалась равной $C = -2.7 \cdot 10^{-8}$ ат.ед.

С учетом полученного выше выражения для $\alpha_n(\omega)$ уравнение (9) для частоты, на которой в зависимости от величины ε должен проявляться максимум, преобразуется к виду

$$(\omega - \omega_0)(\omega - \omega_{nm}) + C'\varepsilon^2 = 0, \quad (11)$$

где $C' = Cf^2/8k$. Решение этого уравнения относительно ω , удовлетворяющее условию $\omega - \omega_{nm} \sim \Gamma_m/2$, имеет вид

$$\omega = \frac{\omega_{nm} + \omega_0}{2} + \sqrt{\frac{(\omega_{nm} - \omega_0)^2}{4} - C'\varepsilon^2}. \quad (12)$$

Оценки показывают, что в условиях наших экспериментов $C'\varepsilon^2 \ll (\omega_{nm} - \omega_0)^2/4$. Отсюда получаем, что частота ω , на которой должен проявиться индуцированный резонансный максимум, при $\varepsilon > \varepsilon_0$ практически не зависит от напряженности поля, и $\omega \simeq \omega_{nm}$.

Таким образом, хотя использованные выше формулы и являются сильно упрощенными, однако они хорошо описывают наблюдаемый эффект.

Следует отметить, что изменение частоты ω , в принципе, можно наблюдать, но при существенном изменении величины ε . Так, в соответствии с формулой (12), для того чтобы частота ω изменилась относительно ω_{nm} на величину порядка ширины спектра ($\simeq 5 \text{ см}^{-1}$), величина ε должна увеличиться до $\varepsilon = 3.5 \cdot 10^8 \text{ В/см}$.

Однако препятствием для наблюдения такого изменения частоты ω является эффект насыщения процесса ионизации. Очевидно, что изменение частоты ω с ростом ε будет происходить до тех пор, пока величина ε не станет равной величине ε_s , которая соответствует наступлению насыщения процесса ионизации. При дальнейшем увеличении ε изменения величины ω не будет, поскольку из-за эффекта насыщения процесса ионизации, когда напряженность поля достигнет величин $\varepsilon > \varepsilon_s$, нейтральных атомов в области взаимодействия уже не будет. Таким образом, эффективная величина F при $\varepsilon > \varepsilon_s$ не может возрастать, а останется равной $F_s = f\varepsilon_s$. Отметим, что в нашем случае $\varepsilon_s = 5.5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

Отметим, что возникновение насыщения процесса ионизации должно также приводить и к подавлению обсуждаемого индуцированного максимума. Это объясняется тем, что из-за пространственной неоднородности распределения лазерного излучения в области взаимодействия объем, в котором локализовано эффективное поле $F_s = f\varepsilon_s$, при возрастании ε ($\varepsilon > \varepsilon_s$) будет занимать все меньшую и меньшую часть по сравнению с общим объемом, в котором происходит ионизация атомов. Поэтому при увеличении ε в условиях насыщения амплитуда индуцированного максимума должна уменьшаться, и он должен пропадать.

Таким образом, анализ показывает, что резонансный максимум обсуждавшейся выше природы должен проявляться при $\varepsilon_0 < \varepsilon < \varepsilon_s$ и из-за резкой зависимости динамической поляризуемости от частоты лишь вблизи частоты ω_{nm} . Такая картина и имеет место в нашем эксперименте.

Отметим, что в исследуемой области спектра помимо обсуждавшегося выше однофотонного перехода $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_0$ возможна реализация еще ряда однофотонных переходов такого же характера между возбужденными состояниями атома Ва. Однако соответствующие этим переходам максимумы в приведенных на рис. 1 зависимостях $N^+(\omega)$ отсутствуют. Этот факт объясняется следующим образом.

Как следует из изложенного выше анализа, проявление таких максимумов зависит от соотношения различных факторов: величин расстройек ΔE для многофотонного возбуждения уровней; величин динамических поляризуемостей взаимодействующих уровней; величин вероятностей многофотонного возбуждения этих состояний; величины ε_s , при которой наступает насыщение процесса ионизации.

Очевидно, что при увеличении ε раньше всех должны проявляться такие максимумы, для которых имеет место наименьшая расстройка для многофотонного возбуждения или наибольшая динамическая поляризуемость взаимодействующих уровней. В табл. 2 приведены однофотонные переходы, которые могут реализоваться в исследуемой нами области спектра с малыми расстройками ΔE . Как следует из этой таблицы, меньшую, чем для обсуждавшегося выше перехода $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_0$, расстройку, имеет переход $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^1S_0$ ($\Delta E = 294\text{ см}^{-1}$), который должен реализовываться на частоте $\omega_{nm} = 8666\text{ см}^{-1}$. Соответствующая схема возбуждения приведена на рис. 3б. Отсутствие соответствующего ему индуцированного максимума в приведенной на рис. 1 зависимости $N^+(\omega)$ показывает, что максимальные динамические поляризуемости отвечающих этому переходу уровней существенно меньше динамических поляризуемостей уровней, соответствующих переходу $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_0$.

Таблица 2

Однофотонные переходы между возбужденными состояниями атома Ва, которые могут реализоваться в области спектра $8400\text{--}9000\text{ см}^{-1}$

$\omega_2, \text{ см}^{-1}$	Переход	$E, \text{ см}^{-1}$
8528	$5d6p\ ^1F_3^0 \rightarrow 6p^2\ ^1D_2$	1232
8666	$5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^1S_0$	294
8788	$5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow 6p^2\ ^3P_0$	664
8846	$5d6p\ ^3D_3^0 \rightarrow 5d7s\ ^1D_2$	1588

Если это предположение верно, то соответствующий максимум должен проявляться при больших, чем при соответствующих рис. 1б, величинах ε . Поэтому нами был выполнен поиск такого максимума при $\varepsilon > 4 \cdot 10^6\text{ В/см}$. Результаты этих исследований приведены на рис. 5. Как следует из этого рисунка, такой максимум в указанных условиях уже проявляется в зависимости $N^+(\omega)$.

К сожалению, провести такие же детальные исследования поведения этого максимума при изменении ε , как для обсуждавшегося выше максимума, не удалось, поскольку при больших ε этот максимум сливается с соседним максимумом.

Из рис. 5 видно, что, как и обсуждавшийся выше, этот максимум также несколько смещен относительно указанной в табл. 2 частоты однофотонного перехода $5d6p\ ^3P_1^0 \rightarrow$

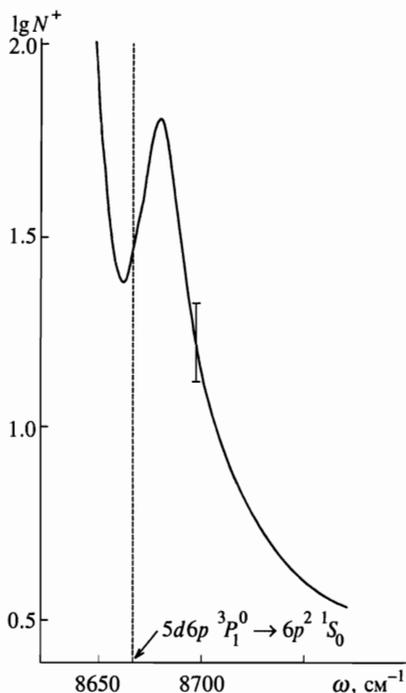


Рис. 5. Выход ионов Va^+ в окрестности частоты лазерного излучения, соответствующей однофотонному переходу $5d6p \ ^3P_1^0 \rightarrow 6s^2 \ ^1S_0$. Вертикальной штриховой линией отмечена частота, соответствующая этому переходу. Измерения выполнены при напряженности поля лазерного излучения $\varepsilon = 4.5 \cdot 10^6$ В/см

$\rightarrow 6p^2 \ ^1S_0$. Как следует из рис. 1в, амплитуда максимума, обусловленного четырехфотонным возбуждением состояния $6p^2 \ ^1S_0$, больше, чем амплитуда максимума, обусловленного трехфотонным возбуждением состояния $5d6p \ ^3P_1^0$. Это свидетельствует о том, что вероятность четырехфотонного возбуждения состояния $6p^2 \ ^1S_0$ больше вероятности трехфотонного возбуждения состояния $5d6p \ ^3P_1^0$. Поэтому возникновение отмеченного максимума объясняется четырехфотонным возбуждением сдвинутого состояния $6p^2 \ ^1S_0$.

Результаты, приведенные на рис. 5, позволяют аналогично тому, как сделано для уровня $5d6p \ ^3P_1^0$, оценить максимальную величину отрицательной динамической поляризуемости уровня $6p^2 \ ^1S_0$ в окрестности частот близких к 8666 см^{-1} . Оценка дает величину $\alpha_{max} = -7 \cdot 10^3$ ат.ед. Эта величина по модулю существенно меньше, чем α_{max} для уровня $5d6p \ ^3P_1^0$. Это обусловлено тем, что переход, матричный элемент которого вносит наибольший вклад в величину α , в данном случае является триплет-синглетным, а в обсуждавшемся выше — триплет-триплетным. Естественно, первый матричный элемент является значительно меньшим, чем второй.

В работе [5] была измерена величина динамической поляризуемости этого же состояния $6p^2 \ ^1S_0$ на частоте, соответствующей его четырехфотонному возбуждению ($\omega_0 = 8592 \text{ см}^{-1}$). В соответствии с результатами указанной работы $\alpha = -3.4 \cdot 10^{-3}$ ат.ед. Как видно, для состояния $6p^2 \ ^1S_0$ также незначительное изменение частоты лазерного излучения приводит к резкому изменению величины α .

Что касается остальных приведенных в табл. 2 однофотонных переходов, то согласно вышесказанному, соответствующие им максимумы в зависимости $N^+(\omega)$ должны проявляться при больших величинах ε . Однако провести детальные исследования в данном случае не удалось, поскольку при больших величинах ε на соответствующих

частотах локализованы другие уширенные максимумы, обусловленные обычным многофотонным возбуждением состояний. Вместе с этим напомним, что, как было показано выше, на проявление такого рода максимумов, соответствующих однофотонным переходам, для которых имеют место большие величины ΔE , значительное влияние оказывает эффект насыщения процесса ионизации. В случаях, когда $\varepsilon > \varepsilon_s$, такие максимумы не должны проявляться.

Обратимся теперь к зависимости $N^+(\omega)$, приведенной на рис. 1б. Как следует из изложенного выше анализа, трехфотонному возбуждению одного и того же состояния $5d6p^3P_1^0$ в этой зависимости соответствуют два резонансных максимума. Один из них имеет место в окрестности частоты, соответствующей обычному трехфотонному возбуждению этого состояния ($\omega_0 = 8568 \text{ см}^{-1}$). Как было показано в работе [5], поведение этого максимума с ростом величины ε является обычным для квадратичного эффекта Штарка при многофотонной ионизации: для него имеет место квадратичная зависимость сдвига и ширины от величины ε .

Второй из отмеченных максимумов имеет место в окрестности частоты, соответствующей однофотонному переходу из состояния $5d6p^3P_1^0$ в более высокоэнергетическое состояние $6p^2^3P_0$ ($\omega_{nm} = 8788 \text{ см}^{-1}$). Как видно, эта частота существенно отличается (на величину 664 см^{-1}) от частоты, соответствующей обычному трехфотонному возбуждению состояния $5d6p^3P_1^0$. Возникновение этого максимума объясняется возбуждением сильно сдвинутого за счет эффекта Штарка состояния $5d6p^3P_1^0$. Сильный сдвиг в этом случае обусловлен большой величиной динамической поляризуемости этого состояния. Характер его поведения при увеличении ε (отличие от квадратичной зависимости сдвига максимума от ε) объясняется резкой зависимостью поляризуемости от частоты лазерного излучения.

Аналогичная картина имеет место и для обсуждавшегося выше четырехфотонного возбуждения состояния $6p^2^1S_0$. В этом случае в зависимости $N^+(\omega)$ имеют место также два резонансных максимума: один в окрестности частоты, соответствующей обычному четырехфотонному возбуждению отмеченного состояния ($\omega_0 = 8592 \text{ см}^{-1}$), а другой, индуцированный эффектом Штарка, — в окрестности частоты, соответствующей однофотонному переходу с этого уровня на нижележащий $5d6p^3P_1^0$ ($\omega_{nm} = 8692 \text{ см}^{-1}$).

Отметим, что в общем случае количество индуцированных максимумов, соответствующих одному и тому же состоянию, может быть и больше двух. Однако проявление их определяется обсуждавшимися выше соотношениями между следующими величинами, характеризующими исследуемый атом и лазерное излучение: величины расстройки ΔE для многофотонного возбуждения этого состояния; величины динамической поляризуемости и величины вероятности многофотонного возбуждения этого состояния; величины ε_s , при которой наступает насыщение процесса ионизации.

3. ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведены исследования влияния эффекта Штарка на многофотонную ионизацию атомов в условиях сильной зависимости динамической поляризуемости от частоты. Обнаружено, что это влияние при некоторых величинах напряженности поля приводит к проявлению в зависимости выхода ионов от частоты индуцированных резонансных максимумов в окрестности частот, соответствующих однофотонным переходам между возбужденными состояниями. Эти частоты могут существенно

отличаться от частот, соответствующих обычному многофотонному возбуждению этих состояний из основного состояния атомов. Поведение этих максимумов существенно отличается от проявления типичного эффекта Штарка — зависимость их сдвига от величины напряженности поля далека от квадратичной (в исследуемом случае сдвиг существенно не зависит от величины ε). Проявление таких максимумов зависит от величин динамических поляризуемостей уровней, вероятностей многофотонного возбуждения уровней и величин напряженности поля, при котором наступает насыщение процесса многофотонной ионизации.

При реализации отмеченного эффекта возбуждения одного и того же состояния в зависимостях $N^+(\omega)$ могут проявляться два и больше резонансных максимумов. Один из них возникает в окрестности частоты, соответствующей обычному многофотонному возбуждению этого состояния из основного состояния, а остальные — в области частот, соответствующих однофотонным переходам из этого состояния в другие состояния.

В настоящей работе эти результаты получены для пятифотонной ионизации атомов Ва. Подобные результаты были ранее получены нами также и при шестифотонной ионизации атома Sr [7]. В этом случае также при определенных величинах ε в зависимости $N^+(\omega)$ проявляется резонансный максимум на частоте, которая не соответствует многофотонному возбуждению невозмущенных состояний Sr из основного состояния, а близка к частоте, соответствующей однофотонному переходу между возбужденными состояниями.

Эти факты указывают на то, что реализация индуцированных максимумов описанной выше природы является характерной при воздействии на атом лазерного излучения с частотой равной частотам соответствующих переходов между возбужденными состояниями.

Следует отметить, что описанный в этой работе характер проявления эффекта Штарка присущ процессу многофотонной ионизации атомов одним лазерным излучением, т. е. когда возмущающим и пробным (которым осуществляется ионизация атомов) является одно и то же поле. В случаях же, когда эти поля различны, характер проявления этого эффекта будет традиционным: положение резонансных максимумов в зависимостях выхода ионов от частоты пробного излучения должно квадратично зависеть от величины напряженности возмущающего излучения.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. Б. Делоне за постоянный интерес к проводимым исследованиям.

Литература

1. Н. Б. Делоне, А. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, Атомиздат, Москва (1985).
2. Л. П. Рапопорт, Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, *Теория многофотонных процессов в атомах*, Атомиздат, Москва (1978).
3. M. V. Ammosov, N. B. Delone, M. Yu. Ivanov, I. I. Bondar, A. V. Masalov, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **29**, 33 (1992).
4. В. В. Суран, И. И. Бондарь, *Опт. и спектр.* **61**(1), 24 (1996).
5. И. И. Бондарь, В. В. Суран, *Опт. и спектр.* (1997) (в печати).
6. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Справочник по атомной и молекулярной физике*, Атомиздат, Москва (1980).
7. И. И. Бондарь, В. В. Суран, *Опт. и спектр.* **72**(1), 9 (1992).