

# Фотоионизация атома гелия с участием связанных циркулярно поляризованным лазерным полем автоионизационных состояний

Е.В.Грызлова, А.И.Магунов, И.Роттер, С.И.Страхова

*В приближении вращающейся волны получены параметрические формулы для резонансного сечения ионизации основного состояния атома линейно поляризованным пробным излучением в окрестности автоионизационного состояния, резонансно связанного с другим автоионизационным состоянием циркулярно поляризованным лазерным излучением. Выполнены расчеты для  $2s2p^1P$ - и  $2s3d^1D$ -состояний атома гелия. Показано, что при циркулярно поляризованном лазерном излучении образуется структура спектра сечения фотоионизации, качественно отличающаяся от структуры, возникающей при линейной поляризации. Исследована зависимость этой структуры от интенсивности и частоты лазерного излучения и направления поляризации пробного излучения.*

**Ключевые слова:** поляризационные явления, интерференционные эффекты, спектр гелия, автоионизационные состояния.

## 1. Введение

Резонансное взаимодействие лазерного излучения с атомами индуцирует разнообразные интерференционные явления. Особый интерес представляют исследования резонансных эффектов в окрестности автоионизационных состояний (АИС). Наряду с известной еще из работы Фано [1] интерференцией прямого и резонансного переходов в непрерывный спектр, приводящей к асимметрии линии поглощения, дополнительное смешивание уровней лазерным излучением приводит к существенной модификации резонансной структуры. Ее вид меняется при варьировании параметров лазерного излучения: интенсивности и частоты. Экспериментальные исследования АИС различных атомов проводились, в основном, с использованием линейно поляризованного лазерного излучения [2, 3]. Для таких же условий осуществлялись теоретический анализ и расчеты для резонансно связанных лазерным полем АИС [4–9] и лазерно-индуцированных резонансов в континууме [10–13].

Важная роль поляризации была показана еще в пионерской работе [14], где с помощью циркулярно и линейно поляризованных лазерных полей были экспериментально обнаружены лазерно-индуцированные резонансы в непрерывном спектре атома цезия. В дальнейшем эта методика использовалась для других атомов [15, 16]. Естественно предположить, что поляризация лазерного из-

лучения может существенно влиять и на интерференционную структуру, создаваемую при резонансной связи АИС.

В настоящей работе исследуется ионизация атома гелия из основного  $1s^2\ ^1S$ -состояния пробным ВУФ излучением с длиной волны, соответствующей однофотонному переходу в окрестность  $2s2p^1P$ -АИС, связанного с  $2s3d^1D$ -АИС циркулярно поляризованным лазерным излучением, обычно называемым накачкой. Отстройка частоты накачки  $\omega$  от резонанса  $\delta = \omega - (E_D - E_P)/\hbar$  сопоставима со скоростью автоионизации. Интерференционная структура сечения фотоионизации рассматривалась ранее при исследовании зависимости одинаковых линейных поляризаций накачки и пробного излучения [6, 8] от интенсивности и частоты накачки. Целью настоящей работы является выяснение того, как поляризация накачки влияет на интерференционную структуру.

На рис. 1 приведена схема резонансно связанных магнитных подуровней АИС атома гелия. Поляризация поля накачки определяет правила отбора для переходов между магнитными подуровнями  $M$ . При выборе оси квантования вдоль направления волнового вектора  $k$  возможны переходы  $2s2p^1P_M \leftrightarrow 2s3d^1D(M+1)$  для правополяризованного поля и  $2s2p^1P_M \leftrightarrow 2s3d^1D(M-1)$  для левополяризованного. Кроме того, возможна однофотонная ионизация верхнего АИС лазерным излучением в область континуума, находящуюся выше второго порога однократной ионизации ( $2s3d \rightarrow 2IEI'$ ). Однофотонной ионизацией обоих АИС в  $1sEI$ -каналы излучением накачки можно пренебречь ввиду малости перекрытия одноэлектронных орбиталей  $1s$  и  $2s$ . Скорости ионизации АИС пробным полем пренебрежимо малы из-за малости его интенсивности. Рассмотрены два случая, соответствующие направлению линейной поляризации пробного излучения вдоль и поперек волнового вектора накачки.

Везде, если это специально не оговорено, использовались атомные единицы.

**Е.В.Грызлова.** МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: Gryzlova@mail333.com.

**А.И.Магунов.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38; e-mail: magunov@fpl.gpi.ru

**I.Rotter.** Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, D-01187 Dresden, Germany

**С.И.Страхова.** НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелевича МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: str@sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 6 июля 2004 г., после доработки – 9 ноября 2004 г.

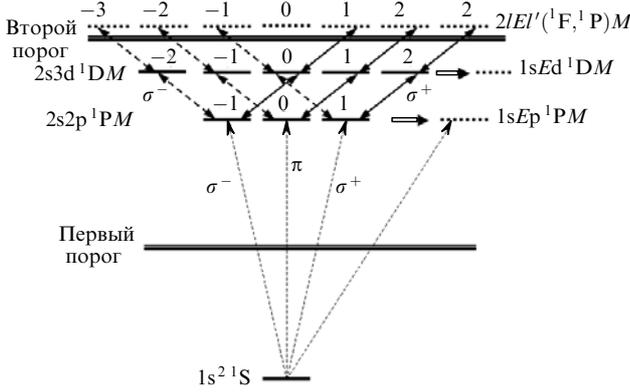


Рис.1. Схема резонансных переходов между магнитными подуровнями  $2s2p\ ^1P$ - и  $2s3d\ ^1D$ -АИС в атоме гелия, индуцированных лазерным излучением с циркулярной поляризацией. Ось квантования проекции углового момента  $M$  направлена вдоль волнового вектора  $k$ . Тонкими стрелками обозначены переходы из основного состояния под действием пробного поля с линейной ( $\pi$ ) и циркулярной ( $\sigma^\pm$ ) поляризациями (суперпозиция  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  представляет собой линейную поляризацию, перпендикулярную  $k$ ), двойными стрелками – автоионизационные переходы, двусторонними стрелками (штриховыми и сплошными) – одноквантовые переходы  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . Однофотонные переходы в континуум выше второго порога однократной ионизации из  $2s3d\ ^1D$ -АИС дают дополнительный вклад в их полную ширину, связанно-свободные дипольные переходы между первым и вторым порогами слабы и не показаны на схеме;  $E$  – энергия состояния.

## 2. Теория

В дипольном приближении волновая функция атома в электромагнитном поле определяется решением нестационарного уравнения Шредингера:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [\hat{H}_0 - \mathbf{D} \cdot \mathbf{F}(t) - \mathbf{D} \cdot \mathbf{f}(t)] \Psi(t), \quad (1)$$

$$\Psi(t \rightarrow -\infty) \rightarrow \exp(-iE_g t) \Phi_g,$$

где  $\hat{H}_0$  – гамильтониан свободного атома;  $\mathbf{D}$  – оператор дипольного момента;  $\Phi_g$  – волновая функция основного состояния атома. Напряженность циркулярно поляризованного электрического поля накачки

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_\lambda(t) &= \frac{F(t)}{\sqrt{2}} [\mathbf{n}_x \cos(\omega t) + \lambda \mathbf{n}_y \sin(\omega t)] \\ &= \frac{F(t)}{2} [\mathbf{n}_{-1} \exp(i\lambda \omega t) - \mathbf{n}_1 \exp(-i\lambda \omega t)], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\lambda = 1$  и  $-1$  для правой и левой поляризации соответственно;  $\mathbf{n}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{n}_x \pm i\mathbf{n}_y)/2^{1/2}$  и  $\mathbf{n}_0 = \mathbf{n}_z$  – циклические орты. Пробное излучение линейно поляризовано в направлении единичного вектора  $\boldsymbol{\varepsilon}$ :

$$\mathbf{f}(t) = f(t) \boldsymbol{\varepsilon} \cos(\Omega t). \quad (3)$$

Будем считать, что длительность лазерного импульса значительно превышает время жизни автоионизационных состояний и длительность пробного излучения. Тогда ионизация из основного состояния под действием слабого пробного излучения, для которого можно использовать первый порядок теории возмущения, происходит при фиксированной напряженности лазерного поля.

Многофотонной ионизацией и свободно-свободными переходами под действием лазерного поля пренебрегаем, считая, что интенсивность для них недостаточно высока.

Следуя [8, 9], в приближении вращающейся волны можно получить выражение для неэрмитова эффективного гамильтониана, определяющего эволюцию попарно связанных магнитных подуровней  $2s2p\ ^1P$ - и  $2s3d\ ^1D$ -АИС в атоме гелия:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{-1} & [0] & [0] \\ [0] & \mathbf{H}_0 & [0] \\ [0] & [0] & \mathbf{H}_1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{H}_M = \begin{bmatrix} E_P - \frac{i}{2} \Gamma_P & (d_{\lambda M})^* I_{\text{las}}^{1/2} \\ d_{\lambda M} I_{\text{las}}^{1/2} & E_D - \omega - \frac{i}{2} (\Gamma_D + \gamma_{\lambda M} I_{\text{las}}) \end{bmatrix}; \quad (5)$$

$$M = -1, 0, 1;$$

$E_L, \Gamma_L$  – энергия и ширина АИС;  $d_{\lambda M} = \langle DM + \lambda | D_\lambda | PM \rangle$  – матричный элемент циклической компоненты дипольного момента;  $\gamma_{\lambda M} I_{\text{las}} = 2\pi \sum_{E'} |\langle E' | (DM + \lambda) | DM + \lambda \rangle|^2 \times I_{\text{las}}$  – лазерно-индуцированная ширина  $^1D$ -АИС;  $I_{\text{las}} = F^2/4$  – интенсивность накачки.

Комплексные собственные значения неэрмитова эффективного гамильтониана (4) имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{E}_M^{(\pm)} &= \frac{1}{2} \left[ E_P + E_D - \omega - \frac{1}{2} (\Gamma_P + \Gamma_D + \gamma_{\lambda M} I_{\text{las}}) \right. \\ &\left. \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[ \delta - \frac{1}{2} (\Gamma_P - \Gamma_D - \gamma_{\lambda M} I_{\text{las}}) \right]^2 + 4 |d_{\lambda M}|^2 I_{\text{las}} \right\}^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В отличие от диагональных матричных элементов  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , собственные значения гамильтониана (6) определяют наблюдаемые в эксперименте положения и ширины резонансов. Недиagonальные элементы в (5), связывающие АИС, эрмитово сопряжены. В случае дискретных состояний ( $\Gamma_{P,D} = 0, \gamma_{\lambda M} = 0$ ) они приводят к расщеплению энергий связанных состояний на величину частоты Раби  $2 |d_{\lambda M}| I_{\text{las}}^{1/2}$  [17].

Из схемы, приведенной на рис. 1, и свойств симметрии матричных элементов переходов следует, что правая и левая поляризации накачки приводят к идентичному результату для сечений ионизации линейно поляризованным пробным излучением. Дальнейшее рассмотрение проводится для правополяризованной накачки.

Сечение фотоионизации в присутствии резонансного лазерного излучения имеет вид

$$\sigma(\Omega, \omega, I_{\text{las}}) = \sum_{M=-1}^1 \sigma_M^{(d)}(\Omega) \{ 1 - \text{Im} [\mathbf{t}_M^T (\Omega \mathbf{I} - \mathbf{H}_M)^{-1} \mathbf{t}_M] \}, \quad (7)$$

где  $\sigma_M^{(d)}(\Omega)$  – парциальное сечение прямой ионизации пробным излучением с частотой  $\Omega$  для проекции магнитного момента  $M$ ;  $\sigma_d = \sum_M \sigma_M^{(d)}$  – суммарное сечение;  $\mathbf{I}$  – единичная  $2 \times 2$ -матрица; индексом Т обозначено транспонирование матрицы. Двухкомпонентный вектор  $\mathbf{t}_M$ , описывающий переходы из основного состояния, имеет простой вид:

$$\mathbf{t}_M = \left( \frac{\Gamma_P}{2} \right)^{1/2} \begin{bmatrix} q - i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где  $q$  – параметр Фано для  $^1P$ -АИС [13]. Следует отметить, что в (7) содержится вклад трех различных групп фотоэлектронов. Это электроны с энергией  $\Omega - E_{i1}$  ( $E_{i1}$  – первый порог ионизации), образующиеся и в отсутствие накачки, фотоэлектроны с энергией  $\Omega + \omega - E_{i1}$ , которая соответствует двухфотонной резонансной ионизации пробным и лазерным излучениями, а также третья группа электронов с энергией  $\Omega + 2\omega - E_{i2}$  ( $E_{i2}$  – второй порог ионизации), образующихся при трехфотонной ионизации с возбуждением остаточного иона в состояние с главным квантовым числом  $n = 2$ .

С учетом (5) и (8) выражение (7) упрощается:

$$\sigma(\Omega, \omega I_{\text{las}}) = \sigma_d(\Omega) \times \left[ 1 - \sum_{M=-1}^1 \text{Im} \left( \frac{A_M^{(+)}}{\Omega - \tilde{E}_M^{(+)}} + \frac{A_M^{(-)}}{\Omega - \tilde{E}_M^{(-)}} \right) \right]. \quad (9)$$

Здесь комплексные амплитуды резонансов имеют следующий вид:

$$A_M^{(+)} = \frac{\Gamma_P}{2} \rho_M^2 (q - i)^2 \frac{E_D - \omega - i(\Gamma_D + \gamma_M I_{\text{las}})/2 - \tilde{E}_M^{(+)}}{\tilde{E}_M^{(-)} - \tilde{E}_M^{(+)}} \quad (10)$$

$$A_M^{(-)} = \frac{\Gamma_P}{2} \rho_M^2 (q - i)^2 \frac{\tilde{E}_M^{(-)} - E_D + \omega + i(\Gamma_D + \gamma_M I_{\text{las}})/2}{\tilde{E}_M^{(-)} - \tilde{E}_M^{(+)}} \quad (10)$$

где  $\rho_M^2 = \sigma_M^{(d)}/\sigma_d$ .

Легко убедиться, что с уменьшением интенсивности накачки  $\tilde{E}_M^{(+)} \rightarrow E_P - i\Gamma_D/2$ ,  $\tilde{E}_M^{(-)} \rightarrow E_D - \omega - i\Gamma_D/2$ , так что  $A_M^{(+)} \rightarrow (\Gamma_P/2)\rho_M^2(q - i)^2$  и  $A_M^{(-)} \rightarrow 0$ . В результате выражение (9) приобретает вид обычной формулы Фано для изолированного резонанса.

Если пробное поле поляризовано вдоль волнового вектора накачки (т. е.  $\varepsilon \parallel \mathbf{k}$ ), то в (9) остается лишь одно слагаемое с  $M = 0$ , как и в случае линейной поляризации, рассмотренном в [8]. При линейной поляризации пробного поля направление его волнового вектора не имеет особого значения, если не учитывается влияние магнитной составляющей. Поэтому в случае  $\varepsilon \perp \mathbf{k}$  можно считать, что оно также распространяется вдоль  $\mathbf{k}$ . Тогда пробное поле можно представить в виде суперпозиции право- и левополяризованных волн, и в (9) входят с равными весами слагаемые, соответствующие переходам из основного  $^1S$ -состояния в  $^1P$ -состояния с проекцией момента  $M = \pm 1$ . Существенно, что каждое из слагаемых определяется различными значениями  $d_{jM}$  и  $\gamma_{jM}$ , поэтому сдвиги между резонансами увеличиваются с ростом интенсивности  $I_{\text{las}}$ .

### 3. Результаты расчетов и обсуждение

На рис. 2 показаны зависимости положений и ширин резонансных состояний от интенсивности накачки при различных отстройках резонанса. В случае точного резонанса (рис.2,а) при интенсивности, меньшей некоторого критического значения, характерного для каждой пары резонансов, их положения совпадают, а ширины с ростом интенсивности сближаются. Это качественно отличается от того, что происходит при участии дискретных состояний ( $\Gamma_{P,D} = 0$ ), когда при одинаковой ширине резонансов их энергии расщепляются, начиная с нулевой интенсивности (эффект Ауслера – Таунса) [17, 18]. В этом случае критическая точка находится в начале оси ( $I_{\text{las}} = 0$ ). Для АИС критическая интенсивность поля накачки определяется из равенства нулю подкоренного выражения в (6). Наименьшее решение квадратного уравнения соответствует критической интенсивности  $I_{\text{cr},M} \approx$

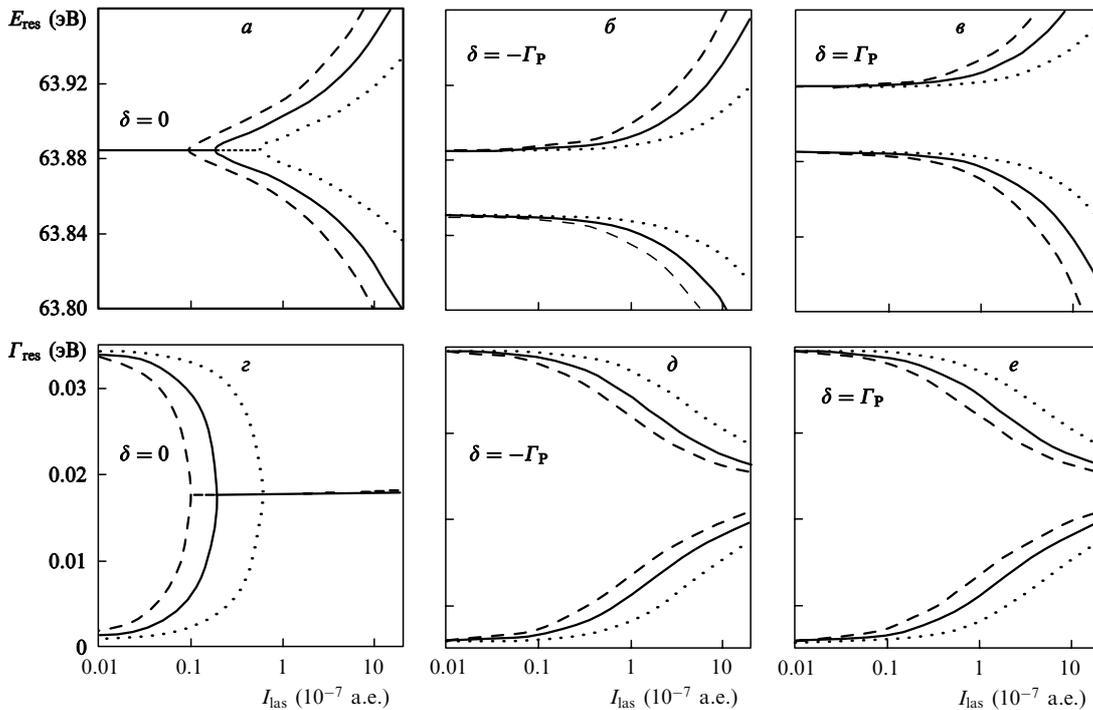


Рис.2. Зависимости энергий и ширин резонансов от интенсивности правополяризованного лазерного излучения, связывающего подуровни АИС  $2s2p\ ^1P$  и  $2s3d\ ^1D$ , при различных отстройках  $\delta$  частоты от резонанса. Сплошными кривыми обозначены резонансы, соответствующие  $M = 0$ , штриховыми –  $M = -1$ , пунктиром –  $M = 1$ .

$(\Gamma_P - \Gamma_D)^2 / (16d_M^2)$ , при которой ионизационная ширина много меньше автоионизационных. Для второго решения ионизационная ширина превышает автоионизационную, а его величина  $I_{сг.М} \approx 16d_M^2 / \gamma_M^2$  составляет  $\sim 1$  а.е., что выходит за область применимости используемого подхода и потому не имеет практического значения. Различие в значениях интенсивности для разных пар резонансов, показанное на рис.2, определяется зависимостью матричных элементов дипольного момента от  $M$  (по теореме Вигнера–Эккарта), поскольку они должны соответствовать одинаковой частоте Раби.

На рис.3 и 4 приведены результаты расчетов, иллюстрирующие влияние поляризации накачки на интерференционную структуру сечения ионизации в окрестности  $2s2p^1P$ -АИС при различных значениях интенсивности и частоты лазерного поля. Энергии и ширины АИС ( $E_P = 2.2159$  а.е.,  $\Gamma_P = 0.00127$  а.е.,  $E_D = 2.3477$  а.е.,  $\Gamma_D = 2.62 \times 10^{-5}$  а.е.), параметр Фано  $q = -2.8$ , а также дипольные матричные элементы взяты из работы [1].

На рис.3 показано поведение сечения резонансной фотоионизации для пробного излучения, линейно поляризованного вдоль направления волнового вектора накачки, в зависимости от его интенсивности и отстройки резонанса. При низкой интенсивности наблюдается обычный профиль Фано для изолированного резонанса. С ростом интенсивности увеличивается связь между подуровнями состояний  $2s2p^1P$  ( $M = 0$ ) и  $2s3d^1D$  ( $M = 1$ ), что в случае точного резонанса приводит к появлению узкого интерференционного минимума в сечении ионизации. При дальнейшем увеличении интенсивности интерференционная структура приобретает вид двух изолированных

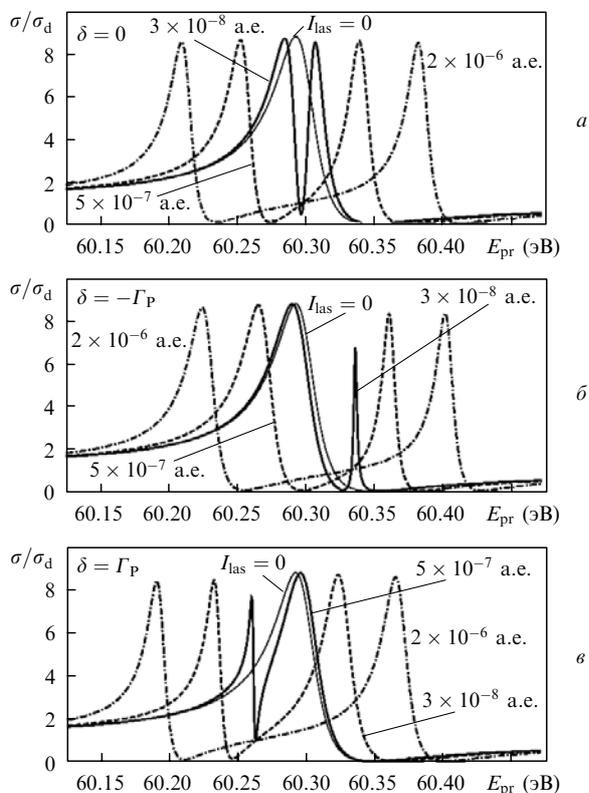


Рис.3. Зависимости сечений резонансной фотоионизации атома He в окрестности  $2s2p^1P$ -АИС от энергии фотона пробного излучения  $E_{pr}$  при разных значениях интенсивности лазерного излучения  $I_{las}$  и отстройки его частоты от резонанса  $\delta = \omega + E_P - E_D$ . Пробное ВУФ излучение линейно поляризовано вдоль волнового вектора  $k$ .

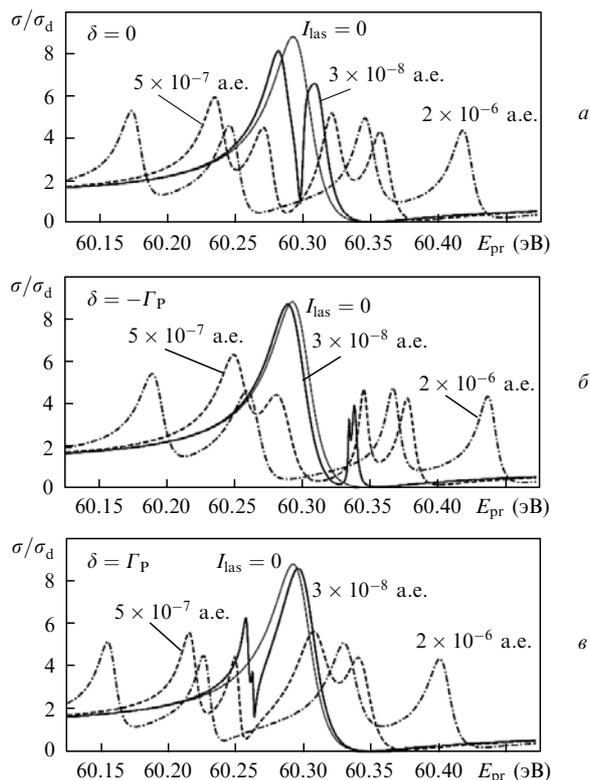


Рис.4. То же, что и на рис.3, но для пробного ВУФ излучения, линейно поляризованного перпендикулярно волновому вектору накачки  $k$ .

резонансов одинаковой формы с шириной, примерно вдвое меньшей автоионизационной ширины  $2s2p^1P$ -состояния. Такое же асимптотическое поведение сечений имеет место при конечной отстройке частоты угловой накачки от резонанса. При меньших значениях интенсивности положение и форма узких резонансов сильно меняются в зависимости от знака отстройки. Это связано с асимметрией профиля Фано  $2s2p^1P$ -АИС. При  $\delta < 0$  резонанс оказывается в области интерференционного минимума широкой линии, поэтому его форма почти симметрична из-за отсутствия интерференции с каналом прямой ионизации и с переходом через  $2s2p$ -состояние. При  $\delta > 0$  узкий резонанс оказывается на крыле широкого, и интерференция с другими каналами приводит к сильной асимметрии его формы. Сечения ведет себя так же, как и в случае линейной поляризации накачки [8].

Изменение направления поляризации пробного излучения приводит к качественному изменению резонансной структуры сечения поглощения. На рис.4 приведены результаты для линейной поляризации пробного поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения накачки. В этом случае в спектре наблюдаются две пары резонансов, соответствующих переходам из основного  $1S$ -состояния в состояние  $1P$  с проекциями  $M = -1$  и  $M = 1$ ; сдвиги энергий и ширины зависят от значения  $M$ . При достаточно большой интенсивности лазерного излучения ( $2 \times 10^{-6}$  а.е.) все четыре резонанса достаточно изолированы и, как и в случае, показанном на рис.3, имеют одинаковую форму. Отличие состоит только в высоте резонансов, которая становится вдвое меньше, так что интегральное по энергии сечение в обоих случаях то же, что и в отсутствие связывающего лазерного поля. Все эти особенности следуют из приведенных выше формул.

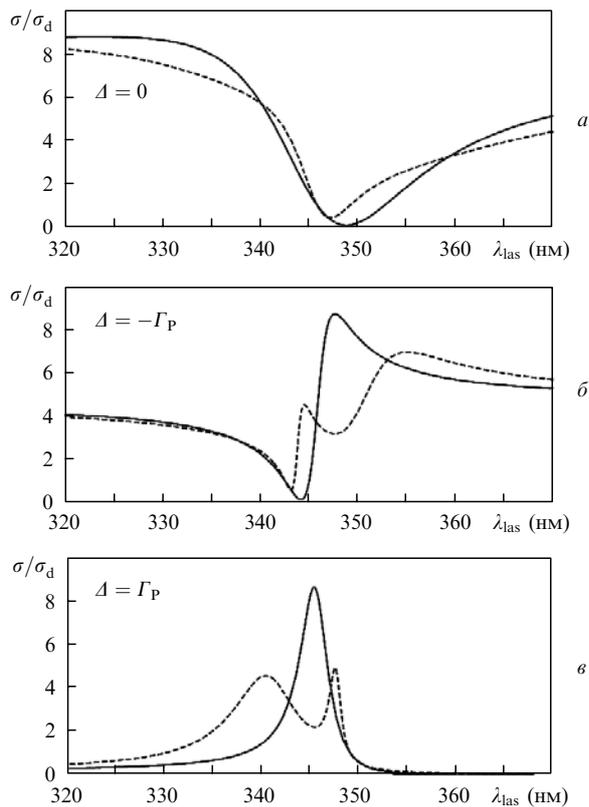


Рис.5. Зависимости сечения фотоионизации из основного состояния атома гелия в окрестности  $2s2p\ ^1P$ -АИС от длины волны циркулярно поляризованного лазерного излучения ( $I_{las} = 5 \times 10^{-7}$  а.е.), связывающего  $2s2p\ ^1P$ - и  $2s3d\ ^1D$ -АИС, при различных отстройках частоты пробного излучения от резонанса  $\Delta = \Omega + E_S - E_P$ . Сплошная кривая – пробное ВУФ излучение линейно поляризовано вдоль волнового вектора лазерного излучения  $k$ , штриховая кривая – пробное поле поляризовано перпендикулярно  $k$ .

Отметим, что для линейной поляризации накачки в спектре поглощения линейно поляризованного пробного излучения в обоих рассмотренных случаях содержатся лишь два резонанса. При взаимно перпендикулярном направлении поляризации накачки и пробного поля вклад в сечение дают две проекции  $M = \pm 1$  (с осью квантования, направленной вдоль вектора поляризации накачки). Однако обе пары соответствующих им резонансов идентичны, поскольку дипольные матричные элементы и ионизационные ширины не зависят от знака проекций моментов. Для произвольного угла между векторами поляризации в сечении появляются еще два резонанса с  $M = 0$ , которые соответствуют переходу, возникающему под действием составляющей пробного поля вдоль поляризации накачки. В подобных условиях при циркулярной накачке (произвольный угол между  $\epsilon$  и  $k$ ) в сечении (9) могут наблюдаться все шесть резонансов, представленных на рис.2.

На рис.5 показано, как изменяется резонансная структура сечения фотоионизации пробным излучением при изменении направления его линейной поляризации в зависимости от длины волны излучения накачки. Представлены результаты для различных значений отстройки частоты пробного излучения от резонанса  $\Delta = \Omega + E_S - E_P$  на переходе  $^1S \rightarrow ^1P$ . Интенсивность лазерного излучения бралась равной  $5 \times 10^{-7}$  а.е. При  $\epsilon \parallel k$  форма линии

описывается формулой Фано, как и в случае линейной поляризации лазерного излучения [8]. При  $\epsilon \perp k$  имеется более сложная структура, состоящая из двух резонансов.

#### 4. Заключение

Исследовано влияние поляризации на резонансную структуру сечения ионизации пробным излучением в окрестности автоионизационного состояния, связанного лазерным излучением с другим АИС. В приближении вращающейся волны получены аналитические выражения для сечения ионизации в случае линейной поляризации пробного излучения и циркулярной поляризации лазерного излучения. Положение и ширины резонансов в сечении определяются комплексными собственными значениями эффективного неэрмитова гамильтониана.

Рассчитаны сечения резонансной фотоионизации атома He в окрестности  $2s2p\ ^1P$ -состояния, связанного с  $2s3d\ ^1D$ -АИС, при различных значениях интенсивности лазерного излучения и отстройки его частоты от резонанса. Показано, что при циркулярно поляризованной накачке в сечении ионизации появляется дополнительная структура, отсутствующая в случае линейной поляризации лазерного излучения. В зависимости от направления линейной поляризации пробного поля в спектре фотопоглощения наблюдается различное число резонансных пиков. Такая же особенность проявляется в зависимости сечения фотоионизации от частоты лазерного поля.

Полученные результаты могут быть проверены экспериментально с помощью доступных в настоящее время синхротронных источников ВУФ излучения и лазеров, удовлетворяющих необходимым требованиям по монохроматичности и мощности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17236).

1. Fano U. *Phys. Rev.*, **124**, 1866 (1961).
2. Karapanagioti N.E., Charalambidis D., Uiterwaal C.J.G.J., Fotakis C., Bachau H., Sanchez I., Cormier E. *Phys. Rev. A*, **53**, 2587 (1995).
3. Ganz J., Raab M., Hotop H., Geiger J. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1547 (1984).
4. Lambropoulos P., Zoller P. *Phys. Rev. A*, **379**, 379 (1981).
5. Fedorov M.V., Kazakov A.E. *Progr. Quantum Electron.*, **13**, 1 (1989).
6. Bachau H., Lambropoulos P., Shakeshaft R. *Phys. Rev. A*, **34**, 4785 (1986).
7. Kylstra N.J., van der Hart H.W., Burke P.G., Joachain C.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, 3089 (1998).
8. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, 1489 (1999).
9. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, 1669 (1999).
10. Knight P.L., Lauder M. A., Dalton B. *Phys. Rep.*, **190**, 1 (1990).
11. Böhmer K., Halfmann T., Yatsenko L.P., Charalambidis D., Horsmans A., Bergmann K. *Phys. Rev. A*, **66**, 013406 (2002).
12. Kylstra N.J., Paspalakis E., Knight P.L. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, L719 (1998).
13. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, 1489 (2001).
14. Heller Yu.I., Lukinykh V.F., Popov A.K., Slabko V.V. *Phys. Lett.*, **82A**, 4 (1981).
15. Eramo R., Cavalieri S., Fini L., Matera M., DiMauro L.F. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, 3789 (1997).
16. Liao P.F., Bjorklund G.C. *Phys. Rev. A*, **15**, 2009 (1977).
17. Autler S.H., Townes C.H. *Phys. Rev.*, **100**, 703 (1955).
18. Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А., Чигирь Н.А., *ЖЭТФ*, **67**, 2069 (1974).