

ИНДУЦИРОВАННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ГАЗА
В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Ж. МУРАДЯН

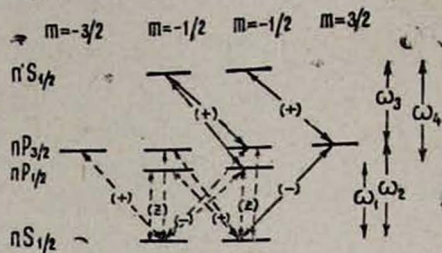
Рассмотрена оптическая анизотропия газа в интенсивном поле лазерного излучения в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов вдали от линий поглощения с учетом дублетных структур энергетических уровней. Вычислены угол двулучепреломления и угол поворота плоскости поляризации пробного слабого сигнала.

Явление поворота плоскости поляризации слабой зондирующей волны в поле лазерного излучения круговой поляризации в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов в парах калия было теоретически предсказано и экспериментально обнаружено в [1]. Позже вращение плоскости поляризации при двухфотонном переходе в парах натрия наблюдалось в [2, 3]. В работе [4] явление «выгорания дырок» при повороте плоскости поляризации было использовано для спектроскопии β -линий Бальмера. Изменение поляризации, индуцированное лазерным излучением линейной поляризации, использовалось в [5] для исследования различных линий газообразного неона, а также для спектроскопии сверхтонкой структуры ^{21}Ne . Вращение плоскости поляризации пробного сигнала является частным проявлением индуцированной оптической анизотропии газа [4]. Вид анизотропии зависит от поляризации интенсивного лазерного излучения. В поле интенсивной волны линейной поляризации газ обладает оптическими одноосными свойствами [5]. Вдали от линий поглощения в поле интенсивной волны круговой поляризации газ обладает оптическими гиротропными свойствами, причем вектор гиротропии направлен вдоль распространения волны. Теоретическое исследование гиротропных свойств паров щелочных металлов в условиях однофотонного и двухфотонного резонансов проведено в [6].

В настоящей работе изучается явление оптической анизотропии газа щелочных металлов в поле лазерного излучения вдали от однородных и неоднородных гирин линий с учетом дублетных структур энергетических уровней. Частота интенсивной волны Ω предполагается близкой к частоте перехода из первого возбужденного дублета ($nP_{1/2, 3/2}$) в состояние возбужденного синглета ($n'S_{1/2}$). Из-за незначительной заселенности возбужденных уровней интенсивная волна проходит через среду без изменения. Частота слабого поля ω' предполагается близкой к частоте перехода из основного состояния ($nS_{1/2}$) в состояние первого дублета.

Рассмотрим, во-первых, случай, когда интенсивная волна поляризована по кругу. Расчеты, аналогичные [1], будем проводить в системе, в которой ось квантования z направлена вдоль распространения интенсивного излучения. Слабая волна составляет с интенсивной волной произвольный угол. Интенсивное поле круговой поляризации $\vec{E} = E_x + iE_y$ связывает

состояния $n'S_{1/2}$ ($m = -1/2$) и $nP_{3/2}$ ($m = 1/2$), $n'S_{1/2}$ ($m = 1/2$) и $nP_{3/2}$ ($m = 3/2$) с частотой перехода ω_3 , а также $n'S_{1/2}$ ($m = -1/2$) и $nP_{1/2}$ ($m = 1/2$) с частотой перехода ω_4 (сплошные стрелки на рисунке). Переходы меж-



ду подуровнями с помощью компонент слабого поля $\vec{E} = E_x \pm iE_y$ и E_z показаны на рисунке пунктирными стрелками. Вычисление тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}$ показывает, что под действием интенсивной волны среда становится оптически гиротропной [7], причем в действительной части тензора отличны от нуля только диагональные члены ϵ'_{ii} ($i = x, y, z$) с равными значениями в поперечной плоскости:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = 1 + q_1 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_2(\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_3^2 \xi_3}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \\ + q_2 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_2} + \frac{\frac{3}{4}(\epsilon'_2 + \epsilon_3)}{\epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - 3\epsilon_3^2 \xi_3} + \frac{\frac{1}{4}[\epsilon'_1(\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_4^2 \xi_4]}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \\ + \frac{\pi N |\vec{E}|^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $q_{1,2} = \pi N |d_{1,2}|^2 / 3\hbar$, N — плотность атомов, $d_{1,2}$ — приведенные значения матричных элементов соответственно для переходов $nS_{1/2} - nP_{1/2, 3/2}$, $\epsilon'_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega'$ — расстройки слабого поля, $\epsilon_{3,4} = \omega_{3,4} - \Omega$ — расстройки интенсивного поля (заметим, что $\epsilon'_1 + \epsilon_4 = \epsilon'_2 + \epsilon_3$), $\xi_3 = |d_3|^2 |\vec{E}|^2 / 24 \hbar^2 \epsilon_3^2$ и $\xi_4 = |d_4|^2 |\vec{E}|^2 / 6 \hbar^2 \epsilon_4^2$ — безразмерные параметры интенсивностей, $G = d_1^* d_2 d_3^* d_4 / 12 \hbar^2$.

Для ϵ'_{zz} получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{zz} = 1 + q_1 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_2(\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_3^2 \xi_3}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_1 + \epsilon_4) - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4} \right\} + \\ + q_2 \left\{ \frac{1}{\epsilon'_2} + \frac{\epsilon'_1(\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_4^2 \xi_4}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_2^2 \epsilon_4^2 \xi_4 - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3} \right\} - \\ - \frac{\pi N |\vec{E}|^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\epsilon'_1 \epsilon'_2 (\epsilon'_2 + \epsilon_3) - \epsilon_1^2 \epsilon_3^2 \xi_3 - \epsilon'_2 \epsilon_4^2 \xi_4}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вектор гиротропии g (модуль которого определяется с помощью мнимых недиагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости соотношением $g = \varepsilon_{xy}^* = -\varepsilon_{yx}^*$) направлен вдоль распространения интенсивной волны (ось z) и его величина есть

$$g = q_1 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_1'} - \frac{\varepsilon_2'(\varepsilon_1' + \varepsilon_4) - \varepsilon_3'^2 \varepsilon_3}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_1' + \varepsilon_4) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \varepsilon_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4^2 \varepsilon_4} \right\} +$$

$$+ q_2 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_2'} - \frac{\frac{3}{4}(\varepsilon_2' + \varepsilon_3)}{\varepsilon_2'(\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - 3\varepsilon_3'^2 \varepsilon_3} - \frac{\frac{1}{4}[\varepsilon_1'(\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_4^2 \varepsilon_4]}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \varepsilon_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4^2 \varepsilon_4} \right\} -$$

$$- \frac{\pi N |E|_{\text{Re}}^2 \text{Re } G}{3\hbar} \frac{1}{\varepsilon_1' \varepsilon_2' (\varepsilon_2' + \varepsilon_3) - \varepsilon_1' \varepsilon_3'^2 \varepsilon_3 - \varepsilon_2' \varepsilon_4^2 \varepsilon_4}.$$

Из (1)–(3) следует, что дисперсия и гиротропия газа обусловлены как однофотонными, так и двухфотонными переходами. Первые члены в фигурных скобках возникают за счет однофотонных переходов из основного состояния на подуровни возбужденного дублета, которые не связаны интенсивным полем с возбужденным синглетом и, следовательно, не имеют штарковского сдвига. Вторые и третьи члены в фигурных скобках обусловлены однофотонными переходами на подуровни, которые штарковски сдвинуты, и двухфотонными переходами. Последние члены обусловлены интерференцией как однофотонных переходов, так и двухфотонных переходов (например, однофотонное возбуждение на подуровень $nP_{1/2}(m=1/2)$ может идти как путем прямого перехода $nS_{1/2}(m=-1/2) \rightarrow nP_{1/2}(m=1/2)$, так и через возбужденный синглет: $nS_{1/2}(m=-1/2) \rightarrow nP_{3/2}(m=1/2) \rightarrow n'S_{1/2}(m=-1/2) \rightarrow nP_{1/2}(m=+1/2)$).

Величина вектора гиротропии зависит от частоты пробного излучения. Эту частоту можно выбрать так, чтобы однофотонные переходы на дублетные уровни в векторе гиротропии компенсировали друг друга. Точка компенсации однофотонных переходов находится между уровнями дублета, ближе к уровню $nP_{1/2}$, так как дипольный момент перехода на $nP_{1/2}$ меньше дипольного момента перехода на $nP_{3/2}$. В этом случае гиротропные свойства газа будут обусловлены только двухфотонными переходами. Частоту слабого поля можно выбрать и так, чтобы вектор гиротропии обратился в нуль. Для такой частоты среда в поле интенсивного излучения остается изотропной. В первом приближении по ξ , когда штарковскими сдвигами уровней в выражении g можно пренебречь, положения точек компенсаций не зависят от интенсивности лазерного излучения.

Гиротропные свойства газа в присутствии интенсивной волны круговой поляризации приводят к распространению слабого сигнала в среде с двумя возможными значениями волнового вектора. Значения волновых векторов зависят как от интенсивности лазерного поля, так и от угла θ между направлениями распространения интенсивной и слабой волн. Обе возможные волны поляризованы по эллипсам, повернутым друг относительно друга на 90° . Эллипсы имеют одинаковые эксцентриситеты, величина которых зависит от угла θ . Направления вращений в них противоположны.

Когда слабая волна распространяется вдоль или против интенсивной волны, собственные поляризации становятся круговыми. В первом приближении по интенсивности лазерного поля обе возможные волны в среде также поляризованы по кругу. Когда интенсивная волна падает нормально к границе среды, а слабая волна составляет с ней некоторый угол θ , то гиротропия среды приводит к явлению двулучепреломления. Угол расходимости между двумя преломленными волнами в линейном по g ($g \sim \xi$) приближении имеет вид

$$\Delta\theta = \frac{ng}{\varepsilon^{3/2}} \sin \theta,$$

где n — показатель преломления среды, из которой волна входит в газ, ε — диэлектрическая проницаемость газа. Вблизи перехода $nS_{1/2} - nP_{3/2}$ в обычных условиях угол $\Delta\theta$ может доходить до значения 1° .

Пусть нормально к границе газа падает линейно-поляризованная слабая волна, а интенсивная волна составляет с ней угол θ . После выхода из среды линейная поляризация слабой волны поворачивается на угол

$$\theta_{\text{пов}} = \frac{\omega'}{c} \frac{g \cos \theta}{V \varepsilon} l,$$

где l — толщина газового слоя. Вдали от направлений скольжения угол поворота плоскости поляризации на единицу длины достигает больших значений даже при малых нелинейностях ($g \sim 10^{-3} - 10^{-4}$). Заметим, что в интерференционный член в (3) входит коэффициент $\text{Re}(d_1^* d_2 d_3^* d_4)$. Изменение угла поворота в этих условиях дает возможность, в принципе, определить относительную фазу матричных элементов. Изменение поляризационных свойств слабой волны происходит и при ее отражении от границы раздела среда-газ в присутствии интенсивной волны. Однако в обычных лабораторных условиях оно мало.

Расчеты проведены и для случая, когда интенсивное поле связывает первый возбужденный дублет $nP_{1/2, 3/2}$ со вторым возбужденным дублетом $nD_{3/2, 5/2}$, а частота слабой волны близка к частоте перехода из основного состояния в состояние первого возбужденного дублета.

Рассмотрим теперь случай, когда интенсивное поле поляризовано по линии. Расчеты показывают, что в случае связывания интенсивной волной линейной поляризации состояний с моментами $j_1 = j_2 = 1/2$ анизотропные свойства не индуцируются. Это означает, что в нашем случае состояние $nP_{1/2}$ первого возбужденного дублета не играет роли в индуцировании анизотропных оптических свойств. Поэтому с самого начала частота Ω интенсивного излучения предполагается близкой к частоте ω_1 перехода из состояния $nP_{3/2}$ первого возбужденного дублета в возбужденное синглетное состояние $n'S_{1/2}$, а частота ω' зондирующего слабого поля предполагается близкой к частоте ω_2 перехода из основного состояния $nS_{1/2}$ в состояние $nP_{3/2}$.

Поляризацию интенсивной волны выберем вдоль оси x . Вычисление тензора диэлектрической проницаемости показывает, что в поле интенсивной волны линейной поляризации газ обладает оптическими свойствами

одноосных кристаллов [7], причем оптическая ось направлена вдоль оси электрического вектора интенсивной волны ($\epsilon_{xx} \equiv \epsilon_{||}$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} \equiv \epsilon_{\perp} \neq \epsilon_{||}$):

$$\epsilon_{||} = 1 + q_2 \left\{ \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1-\sqrt{1+\xi}) - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}-1}{\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1+\sqrt{1+\xi}) - \omega'} \right\}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{\perp} = 1 + \frac{q_2}{2} \left\{ \frac{3}{\omega_2 - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1-\sqrt{1+\xi}) - \omega'} + \frac{\sqrt{1+\xi}-1}{2\sqrt{1+\xi}} \frac{1}{\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1+\sqrt{1+\xi}) - \omega'} \right\}, \quad (5)$$

где $\xi = 2|d_j|^2|E|^2/3h^2\epsilon_3^2$ — безразмерный параметр интенсивности лазерного поля, E — амплитуда напряженности электрического поля интенсивной волны.

Из (4) и (5) видно, что одноосные свойства газа обусловлены как однофотонными, так и двухфотонными переходами (последние члены в фигурных скобках). В случае положительной расстройки интенсивного поля ($\epsilon_3 > 0$) для частот зондирующего поля $\omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1+\xi})$ и $\omega_2 < \omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1+\xi})$ газ обладает оптическими свойствами отрицательного одноосного кристалла ($\epsilon_{||} < \epsilon_{\perp}$), а для частот $\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1+\xi}) < \omega' < \omega_2$ и $\omega' > \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1+\xi})$ — свойствами положительного одноосного кристалла ($\epsilon_{||} > \epsilon_{\perp}$). В случае $\epsilon_3 < 0$ газ имеет свойства отрицательного одноосного кристалла для частот $\omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 + \sqrt{1+\xi})$ и $\omega_2 < \omega' < \omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1+\xi})$, и положительного кристалла — для частот $\omega_2 + \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1+\xi}) < \omega' < \omega_2$ и $\omega' > \frac{\epsilon_3}{2}(1 - \sqrt{1+\xi})$.

Рассмотрим подробно случай, когда линейно-поляризованное зондирующее поле распространяется вдоль или против интенсивной волны. В зависимости от направления поляризации оно может распространяться с двумя возможными значениями волнового вектора. Если поляризация слабой волны совпадает с поляризацией интенсивной волны, то слабая волна распространяется с волновым вектором $k_{||} = \sqrt{\epsilon_{||}}$ (необыкновенная волна), а когда поляризация слабой волны перпендикулярна к направлению поляризации интенсивной волны — с волновым вектором $k_{\perp} = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ (обыкновен-

ная волна). В этих двух случаях слабая волна проходит через газовую среду без изменения поляризации.

Если же поляризация зондирующего поля при вхождении в среду составляет произвольный угол α с поляризацией интенсивного поля, то в среде распространяются две волны с разными фазовыми скоростями — обыкновенная, с волновым вектором $k_{\perp}$, и необыкновенная, с волновым вектором $k_{\parallel}$, что приводит к изменению поляризации с прохождением. В координатной системе, ось x' которой направлена вдоль поляризации слабого поля при вхождении в среду (под углом α к оси x), связь между компонентами электрического вектора дается уравнением

$$\left(E_{x'} + \frac{E_{y'}}{\operatorname{tg} 2\alpha}\right)^2 + \left(\frac{E_{y'}}{\sin 2\alpha \operatorname{tg} \kappa z}\right)^2 = (2E_0 \cos \kappa z)^2,$$

где E_0 — амплитуда слабого поля, $\kappa = (k_{\parallel} - k_{\perp})/2$. Линейная поляризация зондирующего поля с прохождением превращается в эллиптическую поляризацию с осциллирующими значениями главных осей. Одновременно с осцилляциями происходит и колебание осей эллипса с угловой амплитудой α вокруг направления поляризации интенсивной волны для $\alpha < \pi/4$ или с амплитудой $\pi/2 - \alpha$ вокруг нормали к поляризации интенсивной волны для $\pi/4 < \alpha < \pi/2$. При $\alpha \ll 1$ (или $\delta = \pi/2 - \alpha \ll 1$) угол колебания эллипса определяется выражением $\gamma = -2\alpha \sin^2 \kappa z$ ($\gamma = -2\delta \sin^2 \kappa z$). В системе координат, которая колеблется вместе с эллипсом поляризации, имеем

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0 \sin 2\kappa z)^2} = 1.$$

Из этого выражения видно, что изменение поляризационных свойств слабой волны незначительно, когда ее поляризация при вхождении в среду почти параллельна поляризации интенсивной волны или перпендикулярна к ней. Наибольшее изменение поляризации имеет место при $\alpha = \pi/4$. Колебания эллипса в этом случае отсутствуют, а эллипс поляризации имеет вид

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0 \cos \kappa z)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0 \sin \kappa z)^2} = 1.$$

Изменение поляризации в этом случае можно наблюдать в обычных условиях так же легко, как и вращение плоскости поляризации слабого поля в интенсивном поле круговой поляризации.

Изменение поляризации происходит и в случае отражения слабого излучения от границы газовой среды в присутствии интенсивной волны линейной поляризации, причем отраженная волна поляризована линейно. В случае нормального падения на границу угол поворота в первом порядке по интенсивности лазерного излучения имеет вид

$$\gamma_{\text{пов}} = \frac{n \sin 2\alpha}{2 n_{\text{газ}} (n^2 - n_{\text{газ}}^2)} (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}),$$

где $n_{\text{газ}}$ — показатель преломления газа. При $n = 1,8$, $n_{\text{газ}} \approx 1$, $\alpha = 45^\circ$,

$N = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $|d_{21}|^2 \approx 2 \cdot 10^{-34} \text{ CGSE}$, $\varepsilon_3 = 8,3 \text{ см}^{-1}$, $\omega_2 - \omega' = 0,7 \text{ см}^{-1}$ и $\xi = 0,1$ угол поворота есть $\gamma_{\text{пов}} \approx 3'$.

Заметим, что безотносительность одноосных оптических свойств в поле линейной поляризации к переходу $nS_{1/2} - nP_{1/2}$ дает возможность для более точного определения матричного элемента перехода $nP_{3/2} - n'S_{1/2}$.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.II.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
2. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev. Lett., 36, 584 (1976).
3. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev., A 15, 2009 (1977).
4. C. Weiman, T. W. Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
5. J. C. Keller, C. Delsart. Opt. Commun., 20, 147 (1977).
6. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Препринт ПЛРФ 77—09, Ереван, 1977.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Изд. Наука, М., 1959.

ԳԱՋԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԹՅՈՒՆԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Լազերային ճառագայթման անիզոտրոպիայի դաշտում միջավայրը ձեռք է բերում օպտիկական անիզոտրոպ հատկություններ, Տեսականորեն ուսումնասիրված են արկալիական մետաղների դոպլիններում ինդուկցված ոչ իզոտրոպ հատկությունները, երբ ինտենսիվ դաշտը կապում է երկու զրգոված մակարդակներ, իսկ հետադոտող թույլ դաշտը կապում է հիմնական մակարդակը զրգոված մակարդակներից ներքևին հետ: Հաշվումները կատարված են հաշվի առնելով էներգետիկ մակարդակների կրկնակի կառուցվածքը:

THE INDUCED OPTICAL ANISOTROPY OF GASEOUS MEDIUM IN THE LASER RADIATION FIELD

V. M. HARUTYUNYAN, A. Zh. MURADYAN

The induced optical anisotropy of alkali metals vapours is theoretically studied under the conditions of one- and two-photon resonances far from the absorption lines taking into account the duplet structure of energy levels. The polarization plane rotation and the double refraction angles of the probing weak wave are calculated.