

УДК 535.21

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИНДУЦИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЧАСТИЧНО-ИОНИЗИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ПАРАХ КАЛИЯ

Р.Х. ДРАМПЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 ноября 2001 г.)

Экспериментально исследовано индуцирование электрического поля в частично ионизированных лазерным излучением парах калия, помещенных во внешнее магнитное поле. Эксперимент осуществлен при условиях, когда характерные параметры находящейся в магнитном поле ионизированной среды – плазменная частота ν_p и ларморовская частота ν_H имели величину одинакового порядка. Найдено, что зависимость времени возникновения электрического поля от напряженности магнитного поля имеет пиковую величину, определяемую условием $\nu_p = \nu_H$. Полученный результат позволяет измерять концентрацию фотоэлектронов в слабоионизированных атомарных парах. Результаты объяснены на основе простой модели изменения длины траектории движения фотоэлектронов в магнитном поле.

Введение

Исследование индуцирования лазерным излучением электрического поля при оптическом пробое воздуха [1-3] и в частично-ионизированных парах металлов [4-10] представляет большой интерес, что обусловлено двумя аспектами. Во-первых, индуцированные электрические поля могут быть использованы для диагностики низкотемпературной плазмы [2,3,9]. Во-вторых, в атомарных средах индуцированные электростатические поля, которые образуются при многофотонной ионизации атомов в результате разделения образовавшихся зарядов, могут влиять на спектр атома. В частности, перемешивание атомных уровней локальным электростатическим полем может частично разрешить дипольно-запрещенные переходы [6,10]. Экспериментальная генерация излучения второй гармоники в различных атомарных системах в отсутствие внешних полей была изучена в [4-7]. В последующих работах [11,12] аналогичный результат генерации второй гармоники на запрещенном переходе s - s атомарного водорода был получен приложением внешнего электрического поля. Наблюдение ультрафиолетовых линий поглощения на ди-

польно-запрещенных $s-s$ и $s-d$ переходах в парах бария объяснялось возникновением электрического микрополя [13]. О наблюдении электронного вынужденного комбинационного рассеяния в парах бария на системе $(6s^2)^1S-(6s7s)^1S-(6s6p)^1P$ с запрещенным в дипольном и квадрупольном приближениях первым переходом сообщалось в [14]. Этот результат объяснялся в [15] перемешиванием плазменным электростатическим полем состояний с противоположной четностью $(6s7s)^1S$ и $(6p5d)^1P$ и частичным снятием запрета с дипольно-запрещенного перехода $6S-7S$. В [16] оценено электростатическое микрополе при резонансном взаимодействии лазерного излучения с парами калия при обсуждении механизма появления новой линии поглощения на комбинационно-смешенной частоте. В реально достижимых лазерных полях наносекундной и пикосекундной длительности значения электрического микрополя могут достигать десятков кВ/см [10] и вызвать также штарковский сдвиг атомных уровней [17].

Индукирование электрического поля в парах, частично ионизированных лазерным излучением, представляет интерес исследовать в присутствии внешнего постоянного магнитного поля H , когда характерные параметры среды – плазменная частота $V_p = (n_e e^2 / \pi m_e)^{1/2}$ и лармовская частота $V_H = eH / 2\pi m_e c$ (e , m_e , n_e – заряд, масса и концентрация электронов, соответственно) имеют величину одного порядка. В этих условиях внешнее магнитное поле может существенно влиять на движение электронов и, как результат, на процесс возникновения электрического поля в среде. Такие эксперименты могут дать информацию о величине частоты V_p и, следовательно, о концентрации электронов.

В настоящей работе представлены результаты исследования лазерного индуцирования электрического поля в парах калия, помещенных во внешнее постоянное продольное магнитное поле.

Экспериментальная установка

Исследования осуществлялись на следующей экспериментальной установке. Линейно-поляризованное многомодовое излучение рубинового лазера с частотой $V_L = 14400 \text{ см}^{-1}$, мощностью 20 МВт, диаметром $\sim 1 \text{ см}$ и длительностью импульса на полуширине $\tau_L \sim 20 \text{ нсек}$ фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 30 см в отпаянную стеклянную кювету длиной 25 см, содержащую пары калия. Диаметр фокусного пятна луча и плотность мощности излучения оценивались $\sim 10^{-1} \text{ см}$ и 2 ГВт/см^2 , соответственно. Расстройка частоты лазерного излучения от однофотонного ($4S-4P$) и двухфотонного ($4S-6S$) переходов атома калия составляла $\sim 1350 \text{ см}^{-1}$. Плотность атомов варьировалась в пределах $N \sim 6 \cdot 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Напряженность внешнего магнитного поля

изменялась от 0 до 350 Э. Лазерный импульс детектировался с помощью фотодиода. Индуцированное электрическое поле детектировалось с помощью внешнего дифференцирующего зонда – штырьевой антенны, ориентированной вдоль кюветы с парами и расположенной на расстоянии $r \sim 0,5$ см от фокального пятна излучения. Зонд представлял собой кусок проволоки, подсоединенной к центральной жиле экранированного кабеля, который был подключен к входу осциллографа. Во внешнем переменном электрическом поле сигнал электродвижущей силы (э.д.с.) с зонда выражается формулой [2] $U = \tau_{res} d\phi / dt$, где τ_{res} – временное разрешение зонда, ϕ – потенциал поля в области расположения зонда. Формула справедлива при $\tau_{res} \ll T$ – характерного времени изменения поля, которое в эксперименте составляло 10-20 нсек. Временное разрешение детектирующей системы составляло $\tau_{res} < 4 \cdot 10^{-9}$ сек. Сигнал э.д.с. с антенны, а также лазерный импульс регистрировались с помощью осциллографа С1-75 с полосой 250 МГц и чувствительностью 10 мВ/см.

Экспериментальные результаты

Рис.1 показывает схематические изображения осциллограмм лазерного импульса и сигнала э.д.с. Длительность τ_s , измеренная на полувысоте первого полупериода сигнала э.д.с., характеризует время нарастания потенциала электрического поля до своего максимального значения. Результаты исследования зависимости сигнала э.д.с. от плотности атомов были сообщены в [9]. Предварительные результаты исследования сигнала э.д.с. в зависимости от магнитного поля сообщались в [18].



Рис.1. Схематическое изображение осциллограмм лазерного импульса и сигнала э.д.с. при $N=8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $H=0$. Масштаб по оси времени – 50 нсек /дел и по оси ординат – 10 мВ/ дел.

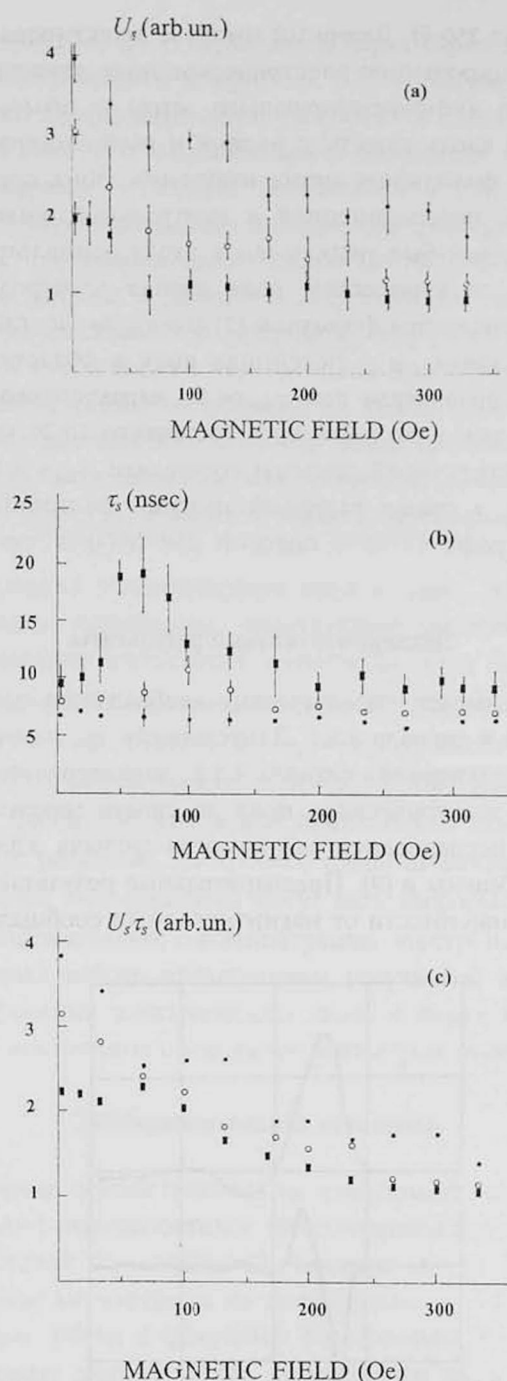


Рис.2. Зависимость амплитуды U_s сигнала (а), его длительности τ_s (б), а также их произведения $U_s \tau_s$ (с) от напряженности магнитного поля H . Кривые измерены при плотностях атомов $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (■), $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (○) и $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (●). Масштаб по оси ординат на (а) соответствует 6,5 мВ.

В настоящем эксперименте детально исследованы зависимости амплитуды U_s первого полупериода сигнала, а также его длительности τ_s от напряженности магнитного поля. Получены следующие результаты. Амплитуда сигнала уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля (рис.2а). Зависимость длительности τ_s сигнала от напряженности магнитного поля показана на рис.2б. Кривая имеет резкий максимум при напряженности магнитного поля $H=70$ Э и $N=8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При $N=3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ кривая имеет слабый пик при $H=100$ Э. Для больших плотностей $N=6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ длительность сигнала практически не зависит от напряженности магнитного поля в области $H=0-350$ Э. Рис.2с показывает зависимость произведения $U_s \tau_s$, которое пропорционально потенциалу электрического поля, от магнитного поля. Для относительно низких плотностей $N=8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ $U_s \tau_s$ практически не зависит от H в интервале $0-70$ Э и уменьшается при $H>70$ Э. При $N=3 \cdot 10^{13}, 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ зависимость $U_s \tau_s$ от H показывает монотонное уменьшение. Проведение измерений для плотностей атомов меньше $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (температура кюветы $<140^\circ\text{C}$) в настоящем эксперименте было затруднено из-за осаждения калия на окна кюветы.

Обсуждение

Возникновение электрического поля в среде связано с трехфотонной ионизацией атомов калия излучением рубинового лазера и пространственным разделением зарядов из-за начальной кинетической энергии электронов [10]. Разделение зарядов определяется радиусом Дебая $r_D = (kT_e / 4\pi e^2)^{1/2}$ [19]. Энергия электронов определяется как $kT_e = 3\hbar v_L - I_{ion} = 1$ эВ (k – постоянная Больцмана, $I_{ion} = 4,34$ эВ – потенциал ионизации атомов калия), что соответствует скорости электрона $w_e = 6 \cdot 10^7$ см/сек. Максимальная величина напряженности индуцированного электрического поля E_{max} может быть оценена по следующей формуле, полученной в [10] для условий $\tau_p < \tau_L$, где $\tau_p \sim 1/\tau_p$ есть время разделения зарядов:

$$E_{max} = (4\pi e kT_e)^{1/2}. \quad (1)$$

Как показано ниже, условие $\tau_p < \tau_L$ удовлетворяется для настоящего эксперимента. Плотность ионизированных атомов для трехфотонной ионизации определяется формулой $n_e = \alpha N f^3 \tau_L$ [20], где α – поперечное сечение трехфотонной ионизации, f – поток фотонов для излучения накачки. Для значений $\alpha \sim 10^{-79} \text{ см}^6 \text{ сек}^2$ [21], $f \sim 10^{28} \text{ фотон/см}^2 \text{ сек}$ (плотность мощности лазерного излучения в области фокуса линзы $\sim 2 \text{ ГВт/см}^2$ для диаметра фокусного пятна $\sim 10^{-1} \text{ см}$), $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_L = 20$ нсек оценки дают значение $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. 0,1% от атомной плотности. Величина E_{max} , оцененная по формуле (1), составляет

~ 150 В/см для атомной плотности $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и, соответственно, для концентрации электронов $8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Необходимо отметить, что для регистрации электрического поля вне плазмы необходимо наличие асимметрии в пространственном распределении электронов. Асимметрия может быть обусловлена неоднородным пространственным распределением интенсивности многомодового лазерного луча, сфокусированного в среду. Если предположить, что разделение зарядов приводит к появлению двойного электрического слоя, то величина сигнала может быть оценена по формулам работы [2]. Дипольный момент двойного электрического слоя равен $d_e \approx \Delta \varphi r_{pl}^2 / 4 \approx E_{\max} r_{pl}^3 / 4$, где $\Delta \varphi \approx E_{\max} r_{pl}$ – потенциал электрического поля, r_{pl} – радиус плазмы, равный радиусу луча в фокальной области. Потенциал поля на расстоянии $r \gg r_{pl}$ определяется с помощью выражения $\varphi \approx d_e / r^2 \approx E_{\max} r_{pl}^3 / 4r^2$. Величина φ оценивается ~ 20 мВ для $E_{\max} = 150$ В/см, $r = 0,5$ см, $r_{pl} \sim 5 \cdot 10^2$ см. Сигнал э.д.с. оценивается как $U \approx \tau_{res} d\varphi / dt \approx \tau_{res} \varphi / \tau_s$. Для $\tau_{res} \approx 4 \cdot 10^{-9}$ сек и $\tau_{res} \sim 10^{-8}$ сек величина сигнала оценена ~ 8 мВ, что находится в согласии с измеренной величиной ~ 10 мВ для $H = 0$ и $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Для объяснения появления пика в зависимости длительности сигнала э.д.с. от напряженности магнитного поля при $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ необходимо рассмотреть траекторию движения электронов во внешнем магнитном поле (рис.3). Разделение зарядов при $H = 0$ определяется радиусом Дебая r_D . Для величины $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и, соответственно, для $n_e \sim 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ радиус r_D и частота ν_p имеют значения $r_D \sim 6 \cdot 10^{-3}$ см, $\nu_p \sim 9 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, $\tau_p \sim 10^{-9}$ сек и условие $\tau_p < \tau_L$ удовлетворяется.

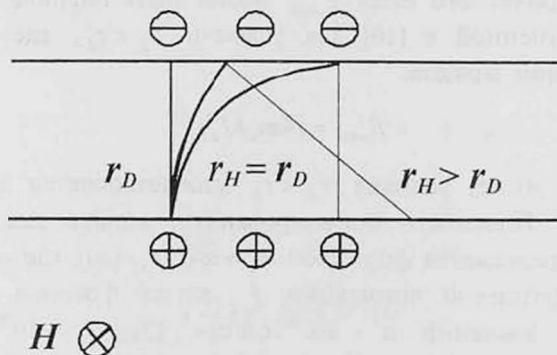


Рис.3. Диаграмма траектории движения электрона во внешнем магнитном поле. Электроны и ионы обозначены символами $\ominus$ и $\oplus$, соответственно. Символ $\otimes$ указывает направление магнитного поля.

Частота столкновений электрона с атомами равна $\nu_c = \sigma N w_e$, где σ – сечение столкновений. Для энергии электрона 1 эВ σ имеет значение $\sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ [22,23]. При плотности атомов $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ $\nu_c = 2,4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, для плотностей атомов $N \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ за время лазерного импульса столкновениями электронов с атомами можно пренебречь. В присутствии внешнего магнитного поля электроны движутся по циркулярным орбитам. При условии $r_H > r_D$ ($r_H = m_e c w_e / eH$ – ларморовский радиус) длина L_e траектории движения электрона от иона до своего наиболее удаленного положения возрастает с увеличением напряженности магнитного поля. Величина L_e имеет максимальное значение при условии $r_H = r_D$ или $\nu_H = \nu_p$ (рис.3). Для этого случая длина траектории равна $L_e^{\max} = \pi r_H / 2 = \pi r_D / 2$, что в $\pi/2$ раз больше по сравнению с величиной r_D при $H = 0$. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля ($r_H < r_D$) наиболее удаленное положение электрона от иона определяется ларморовским радиусом. Следовательно, длина траектории должна быть пропорциональна $1/H$. Рассчитанная зависимость отношения длины траектории электрона L_e к его максимальному значению $L_e^{\max}$ от ν_H / ν_p показана на рис.4. Зависимость времени нарастания электрического микрополя от напряженности магнитного поля аналогична. Сравнение рис.2b и 4 показывает хорошее согласие экспериментальной и расчетной кривых для области $\nu_H = 0 \div 2\nu_p$. Для больших напряженностей магнитного поля уменьшение τ_s в зависимости от H более медленное по сравнению с расчетной зависимостью. Рис.2b пока-

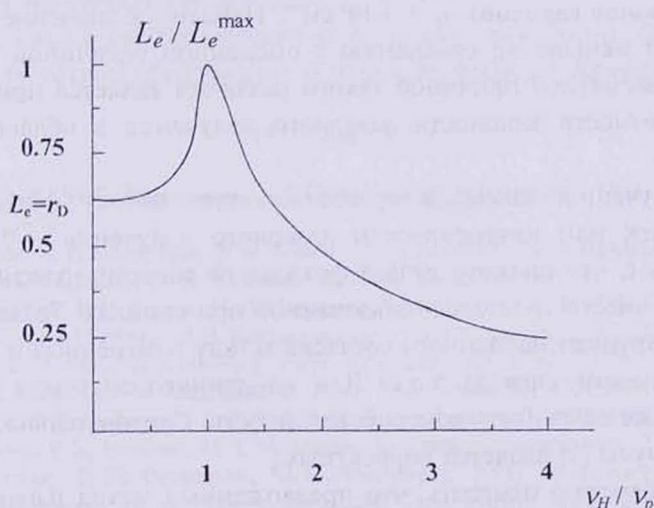


Рис.4. Рассчитанная зависимость отношения длины траектории электрона L_e к своему максимальному значению $L_e^{\max} = \pi r_D / 2$ от отношения ларморовской частоты ν_H к плазменной частоте ν_p .

зывает, что максимальное значение τ_s соответствует $H \approx 70$ Э. Отношение $\tau_s (H \approx 70 \text{ Э}) / \tau_s (H = 0) \approx 1,4$ при $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Уменьшение высоты пика в зависимости τ_s от H при атомной плотности $N = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и отсутствие пика при $N = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ может быть связано с влиянием электрон-атомных столкновений. Смещение пика в сторону больших H при больших атомных плотностях находится в согласии с предложенной моделью.

Предложенная модель предсказывает также, что величина электрического поля не должна зависеть от напряженности магнитного поля при $r_H > r_D$. В этом случае разделение зарядов определяется радиусом Дебая. При $r_H < r_D$ магнитное поле препятствует разделению зарядов и потенциал электрического поля, определяемый ларморовским радиусом, должен уменьшаться с увеличением H . Такое рассмотрение подтверждается зависимостью $U_s \tau_s \sim \varphi$ от магнитного поля, полученной для малых атомных плотностей $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис.2с). $U_s \tau_s$ не зависит от H при $H = 0-70$ Э и уменьшается при $H > 70$ Э.

Экспериментальные результаты позволяют измерить концентрацию электронов n_e из условия $v_p = v_H$ для появления максимума в зависимости $\tau_s(H)$:

$$(n_e e^2 / \pi m_e)^{1/2} = eH / 2\pi m_e c, \quad 10^4 n_e^{1/2} = 2,5 \cdot 10^6 H, \quad (2)$$

где n_e и H определены в см^{-3} и Э, соответственно.

Подстановка в формулу (2) величины $H = 70$ Э, для которой $\tau_s = \tau_s^{\text{max}}$ (кривая $\tau_s(H)$ для $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ на рис.2б) дает для концентрации электронов величину $n_e \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Найденное значение n_e примерно в 25 раз меньше по сравнению с оцененной величиной $n_e \sim 0,1\%N$. Наиболее вероятной причиной такого различия является приближенная оценка плотности мощности лазерного излучения в области фокусировки луча.

Полученное значение n_e соответствует потоку фотонов $\sim 3 \cdot 10^{27}$ фотон/ $\text{см}^2 \text{сек}$ или интенсивности лазерного излучения $\sim 0,7 \text{ ГВт/см}^2$. Это означает, что диаметр луча в фокальной области должен быть взят $1,7 \cdot 10^{-1} \text{ см}$, вместо 10^{-1} см , использованной при оценках. Такая корректировка не нарушает найденного согласия между измеренной и рассчитанной величинами сигнала э.д.с. Для найденного значения n_e условие $\tau_p < \tau_L$ также сохраняет свою справедливость. Следовательно, использование формулы (2) является корректным.

Необходимо отметить, что предложенный метод измерения концентрации электронов не зависит от абсолютной величины сигнала и определяется его длительностью. Метод может быть использован для измерения малых концентраций электронов в частично-ионизированных лазерным излучением парах, когда столкновениями электронов с атомами можно пренебречь.

Следует также отметить, что число ионизированных атомов и неоднородность распределения зарядов зависят от характера поляризации ионизирующего излучения [20,24,25]. В частности, при многофотонной ионизации угловое распределение фотоэлектронов существенно зависит от порядка ионизации и наличия промежуточных резонансов [25]. В настоящей работе измерения проведены только для линейно-поляризованного излучения. Для выяснения отмеченного вопроса требуются дополнительные исследования.

Заключение

Исследовано индуцирование электрического микрополя в частично фотоионизированных парах калия в присутствии внешнего магнитного поля. Появление электрического поля рассматривается как результат разделения зарядов из-за начальной кинетической энергии испущенных фотоэлектронов. Эксперимент осуществлен при условиях, когда плазменная частота ν_p и ларморовская частота ν_H имеют величину одинакового порядка. Измерения показали, что зависимость времени нарастания электрического поля от магнитного поля имеет пиковое значение. Рассмотрение влияния внешнего магнитного поля на длину траектории движения электрона показывает, что появление пика определяется условием $\nu_H = \nu_p$. На основании этого результата предложен метод измерения концентрации фотоэлектронов в слабоионизированных атомных парах путем измерения напряженности магнитного поля, при котором достигается максимальное значение $\tau_s(H) = \tau_s^{\max}$.

Настоящая работа выполнена в рамках темы 00-381, финансируемой Министерством образования и науки Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А.Аскарян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Б.Студенов. Письма в ЖЭТФ, 2, 503 (1965).
2. В.П.Агеев, А.И.Барчуков, В.И.Конов, Н.М.Мурина, П.И.Никитин, А.М.Прохоров, А.С.Силенок, Н.И.Чаплев. ЖЭТФ, 76, 158 (1979).
3. А.И.Барчуков, В.И.Конов, П.И.Никитин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 78, 957 (1980).
4. T.Mossberg, A.Flusberg, S.R.Hartmann. Opt. Commun., 25, 121 (1978).
5. K.Myazaki, T.Sato, H.Kashiwagi. Phys. Rev. Lett., 43, 1154 (1979).
6. J.Okada, Y.Fukuda, M.Matsuoka. J. Phys. Soc. Japan, 50, 1301 (1981).
7. W.Jamroz, P.E.LaRocque, B.P.Stoicheff. Optics Letters, 7, 148 (1982).
8. А.М.Давтян, Р.Х.Дрампян, М.Е.Мовсесян. Квантовая электроника, 11, 1003 (1984).
9. А.М.Давтян, Р.Х.Дрампян, М.Е.Мовсесян. XVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Budapest, Cont. Papers, vol.2, p.862, 1985.
10. D.S.Bethune. Phys. Rev. A, 23, 3139 (1981).
11. K.Hakuta, L.Marmet, B.P.Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 66, 596 (1991).
12. K.Hakuta, L.Marmet, B.P.Stoicheff. Phys. Rev. A, 45, 5152 (1992).
13. J.F.Kelly. Phys. Rev. A, 29, 144 (1984).
14. С.О.Сапонджян, Д.Г.Саркисян, Г.А.Торосян. Квантовая электроника, 12, 963 (1985).

15. Ю.П.Малакян. Оптика и спектроскопия, **63**, 85 (1987).
16. R.Kh.Drampyan. Opt. Commun., **123**, 497 (1996).
17. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов. УФН, **169**, 753 (1999).
18. R.Kh.Drampyan. XVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Swansea, UK, Cont. Papers, vol.2, p.480, 1987.
19. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Теоретическая физика, т.Х. Физическая кинетика. М., Наука, 1979.
20. Н.Б.Делоне. УФН, **15**, 361 (1965).
21. Н.В.Vebb. Phys. Rev., **153**, 23 (1967).
22. J.Perel, P.Englander, B.Bederson. Phys. Rev., **128**, 1148 (1962).
23. А.М.Давтян, Р.Х.Драмбян, М.Е.Мовсесян. Квантовая электроника, **12**, 48 (1985).
24. М.Я.Агре, В.Д.Овсянников, Л.П.Рапопорт. ЖЭТФ, **83**, 2027 (1982).
25. S.N.Dixit, P.Lambropoulos. Phys. Rev. A, **27**, 861 (1983).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ԴԱՇՏԻ ԻՆԴՈՒԿՏՄԱՆ ՎՐԱ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՈՎ ՄԱՍՆԱԿԻ
ԻՈՆԱՑՎԱԾ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ

Ռ.Խ. ԴՐԱՄԲՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է էլեկտրական դաշտի ինդուկտումը լազերային ճառագայթմամբ մասնակի իոնացված կալիումի գոլորշիներում, որը տեղադրված է արտաքին մագնիսական դաշտում: Փորձը իրականացվել է այն պայմանների համար, երբ մագնիսական դաշտում գտնվող իոնացված միջավայրը բնորոշող պարամետրերը՝ ν_p պլազմային հաճախությունը և ν_H լարմոյան հաճախությունը ունեն նույն կարգի մեծություն: Ստացված է, որ էլեկտրական դաշտի առաջացման ժամանակի կախումը արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից ունի մաքսիմալ արժեք, որը որոշվում է $\nu_p = \nu_H$ պայմանով: Ստացված արդյունքը հնարավորություն է տալիս չափել ֆոտոէլեկտրոնների կոնցենտրացիան քայլ իոնացված ատոմական միջավայրերում: Արդյունքները բացատրված են արտաքին մագնիսական դաշտում ֆոտոէլեկտրոնների շարժման հետազոծի երկարության փոփոխման պարզ մոդելի հիման վրա:

EXTERNAL MAGNETIC FIELD EFFECT ON THE INDUCTION
OF ELECTRIC FIELD IN POTASSIUM VAPOR PARTIALLY
IONIZED BY LASER PULSE

R.Kh. DRAMPYAN

The laser induction of the electric field in partially ionized by laser radiation potassium vapor placed in an external magnetic field is studied experimentally. The experiment was carried out under conditions when characteristic parameters of the ionized medium in a magnetic field – the plasma frequency ν_p and Larmor frequency ν_H have the values of the same order. It is found that the dependence of the electric field rise-time on the magnetic field strength has a peak value determined by the condition $\nu_p = \nu_H$. The obtained result allows one to measure the photo-electrons concentration in a weakly ionized potassium vapor. The results are explained by a simple model of the change in photo-electrons motion trajectory length in the magnetic field.