

КОГЕРЕНТНАЯ ШТАРКОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ

В. Н. Очкин, С. Н. Цхай

1. Введение

В последние годы штарковская спектроскопия интенсивно развивается, особенно в приложении к измерениям электрических полей в газоразрядной плазме (см. [1]). Это связано с развитием лазерной техники, появлением новых высокочувствительных невозмущающих методик, которые, тем не менее, имеют ограниченную область применения. В тоже время электрическое поля является основным параметром плазмы, в большей или меньшей степени влияющим практически на все процессы, протекающие в ней. Ограничимся рассмотрением когерентных методов, основанных на четырехфотонном взаимодействии света. Когерентный характер открывает новые возможности по сравнению с другими известными методами штарковской спектроскопии, в частности, позволяет измерять параметры поля в газах и плазме повышенного давления.

В данной работе представлены исследования индуцированного электрическим полем ИК излучения в водороде с применением бигармонической накачки колебательного перехода и применение этого излучения для измерения параметров поля, в частности, в задачах диагностики газоразрядной плазмы.

2. Методика. Экспериментальная техника

В присутствии электрического поля в изотропной среде для частиц с центральной симметрией правила отбора для дипольных переходов могут изменяться. Описание этих переходов может быть аналогичным описанию комбинационного рассеяния света при частоте рассеиваемой волны, стремящейся к нулю (постоянное поле) [2]. Первые эксперименты по измерению индуцированного электрическим полем поглощению инфракрасного (ИК) излучения проводились гомоядерными молекулами H_2 , D_2 , N_2 [3, 4, 5, 6], что позволило уточнить спектроскопические константы.

Как предлагалось в [2], рассмотрение индуцированного электрическим полем перехода будем проводить по аналогии с хорошо разработанной (см, напр., [7]) схемой когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС). На рис. 1 для наглядности представлены схемы переходов вырожденного (а), невырожденного (б) КАРС и рассматриваемого индуцированного полем E ($\omega = 0$) когерентного ИК перехода (в). В КАРС спектроскопии под действием бигармонической накачки с помощью двух волн лазерного излучения ω_1 и ω_2 , таких что разность частот $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ соответствует частоте комбинационно-активного перехода молекулы $i \rightarrow f$, резонансно возбуждаются когерентные молекулярные колебания, на которых рассеивается одна из волн (на рис. 1-а – волна с частотой ω_1). Очевидно, рассеиваемая волна может иметь и другую частоту (невырожденный КАРС $\omega_3 \neq \omega_1$, рис. 1-б). Нас интересует предельный случай с $\omega_3 = 0$ (постоянное электрическое поле, рис. 1-в).

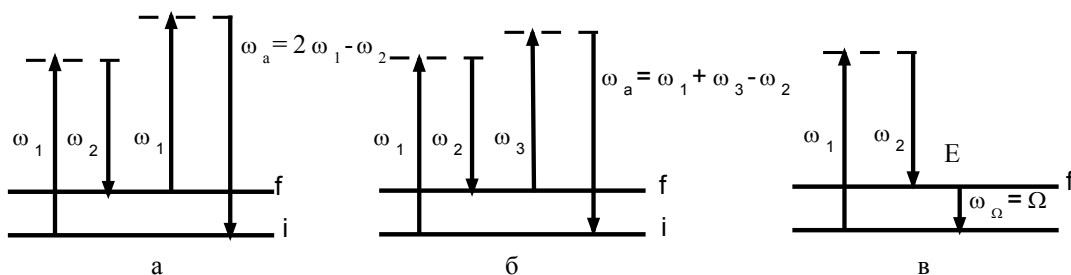


Рис. 1. Схемы переходов вырожденного (а), невырожденного (б) КАРС и индуцированного полем E ($\omega = 0$) когерентного ИК перехода (в)

Интенсивность вырожденного КАРС определяется выражением [7]

$$I_{\text{CARS}} \sim |\chi_{\text{CARS}}^{(3)}|^2 I_1^2 I_2, \quad (1)$$

где $\chi^{(3)}$ – восприимчивость третьего порядка, I_1 и I_2 – интенсивности лазерных пучков.

Продолжая аналогию с традиционной феноменологической КАРС-схемой, представим интенсивность индуцированного электрического поля E излучения при бигармонической накачке в виде [8]

$$I_{\Omega} \sim |\chi_{\Omega}^{(3)}|^2 I_1 I_2 E^2. \quad (2)$$

Физический смысл возникновения ИК излучения достаточно прост. В отсутствие поля переход запрещен по четности, в присутствии поля в комбинирующие состояния «подмешиваются» иные электронные состояния с другой четностью [9].

Экспериментально это соотношение проверялось на установке на базе стандартного КАРС-спектрометра, описанного в [10, 11]. Схема спектрометра представлена на рис. 2.

В качестве задающего генератора использовался Nd:YAG с длиной волны излучения 1,06 мкм, частотой повторения импульсов 20 Гц и длительностью импульсов 10 нс. Излучение второй гармоники $\lambda = 532$ нм служило в качестве опорного (волна ω_1). Спектральная ширина линии 0.2 см^{-1} , диаметр пучка 7 мм, энергия в импульсе составляла 40 мДж. Это же излучение использовалось для накачки лазера на смеси красителей пиридин-1 и DCM, растворенных в DMSO (диметилсульфоксид). Лазер на красителе обеспечивал генерацию излучения на длине волны $\lambda = 683$ нм (волна ω_2) с энергией в импульсе 3 мДж. Ширина линии генерации лазера на красителе 0.2 см^{-1} , диаметр пучка 2.5 мм.

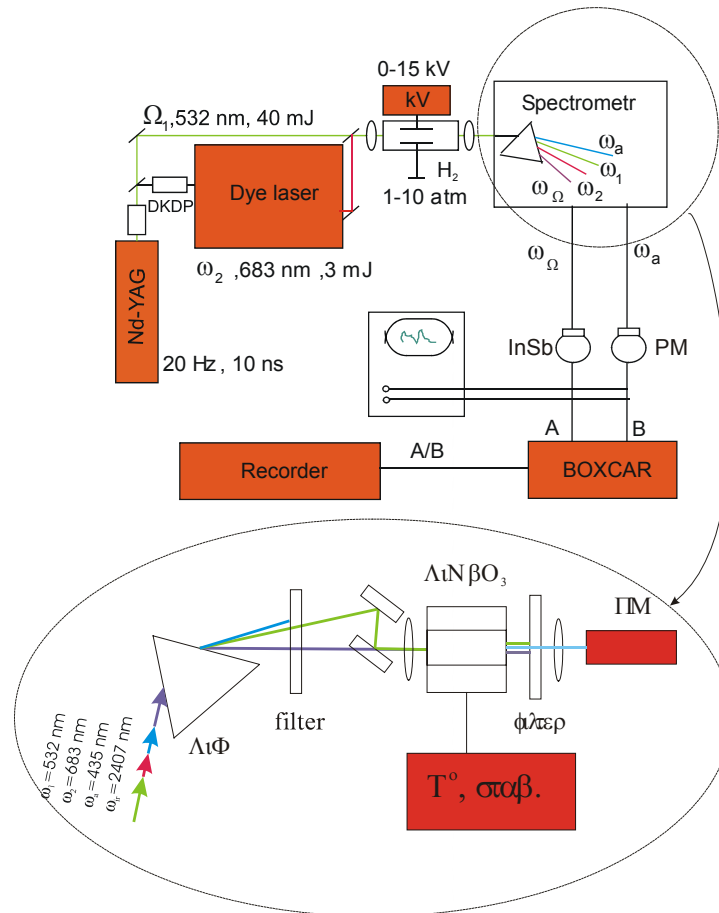


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. На вставке – эксперимент с ап-конверсией

Разность частот $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ соответствует частоте комбинационно-активного колебательно-вращательного перехода Q (1) молекулы водорода ($v = 0, J = 1 \rightarrow v = 1, J = 1$) в основном электронном состоянии $X^1 \Sigma_g^+$ ($\lambda = 2,41$ мкм).

Пучки ω_1 и ω_2 совмещались коллинеарно с помощью дихроичных зеркал и фокусировались в объект. Направления линейных поляризаций лазеров контролировалось и могло изменяться. В калибровочных экспериментах направления постоянного поля (2,5–4 кВ/см) и полей лазерных пучков были параллельны. Давление водорода 1...10 атм.

Генерируемый в кювете ИК сигнал с помощью светофильтров отделялся от пучков накачки ω_1 и ω_2 и высших порядков когерентного стоксова рассеяния.

Для регистрации ИК излучения использовался охлаждаемый приемник InSb. Сигнал регистрировался приемником, накапливался и усреднялся с помощью интегратора BOXCAR и поступал на самописец. Для регистрации сигнала КАРС в пучок вносилось зеркало, отклоняющее излучение на фотоэлектронный умножитель. В другом варианте использовалась ап-конверсионная схема преобразования (см. вставку на рис. 2), когда ИК излучение смешивалось с волной накачки ω_1 в кристалле LiNbO₃ и регистрировалось излучение с длиной волны 435 нм с помощью ФЭУ.

Минимальная регистрируемая величина напряженности электрического поля при давлении водорода 1 атм в случае прямого детектирования когерентного ИК излучения составляла 50 В/см и 20 В/см при регистрации по схеме ап-конверсии. И в том, и в другом случаях ограничения определялись электрическим наводками от источника питания Nd-YAG лазера.

Из (2) интенсивность ИК сигнала линейно зависит от интенсивностей волн накачки и квадратично от напряженности постоянного электрического поля. Под воздействием мощной бигармонической накачки возможны процессы, связанные с движением населенностей уровней, которые будут вносить искажения в эту зависимость. Были проведены дополнительные эксперименты, чтобы убедиться в отсутствии такого рода нелинейностей. Мощность излучения лазеров изменялась с помощью нейтральных светофильтров и контролировалась измерителем мощности ИМО-2Н. Проведенные тестовые измерения показали, что в пределах погрешности экспериментов зависимости хорошо описываются выражением (2). С другой стороны, описываемая схема проведения измерений позволяет учитывать возможные искажения населенностей без специальных измерений. Действительно, процессы генерации ИК излучения на дипольно-запрещенном переходе и антистоксово излучение в традиционной вырожденной КАРС-схеме происходят параллельно. Тогда учитывая, что восприимчивости в (1), (2) одинаковым образом зависят от заселенностей $\chi^{(3)} \propto (N_i - N_f)$, получаем, что отношение интенсивностей $I_\Omega / I_{\text{CARS}}$ зависит только от квадрата напряженности электрического поля и не зависит от плотности частиц на уровнях i и f . Таким образом, одновременная регистрация интенсивностей I_Ω и I_{CARS} позволяет проводить абсолютные измерения напряженности поля даже в том случае, когда мощная бигармоническая накачка или иной фактор могут приводить к движению населенностей колебательных уровней молекул. Сказанное справедливо при условии, что неоднородность электрического поля имеет характерный масштаб больше, чем пространственное разрешение измерений. Для представления о характере локальности измерений укажем, что в используемой экспериментальной установке пространственное разрешение, определяемое размерами перетяжки лазерных пучков, составляло $\sim 0,1$ мм в поперечном направлении и ~ 1 мм вдоль направления распространения пучков.

В качестве поля E может фигурировать и переменное электрическое поле с частотой ω . При этом будет происходить генерация ИК излучения на боковых частотах $\omega_\Omega = \omega_1 - \omega_2 \pm \omega$, причем интенсивность излучения будет пропорциональна квадрату амплитуды осциллирующего поля.

3. Поляризационные свойства

Для исследования поляризационных свойств индуцируемого электрическим полем когерентного ИК излучения установка дополняется поляризационными элементами: двумя ромбами Френеля для поворота плоскости поляризации лазерных пучков и призмой Глана, используемой в качестве анализатора [12].

Поляризация сигнала в случае невырожденного четырехволнового смешения [7]:

$$\vec{P}_{\Omega}^{(3)} = 6EE_1E_2 \{ \chi_{1122}^{(3)} \vec{e}(\vec{e}_1 \vec{e}_2^*) + \chi_{1212}^{(3)} \vec{e}_1(\vec{e} \vec{e}_2^*) + \chi_{1221}^{(3)} \vec{e}_2(\vec{e} \vec{e}_1^*) \} \quad (3)$$

где E, E_1, E_2 – напряженности, $\vec{e}, \vec{e}_1, \vec{e}_2$ – единичные вектора, показывающие направления постоянного поля и волн накачки ω_1 и ω_2 соответственно; χ_{ijkl} – компоненты тензора нелинейной восприимчивости. Восприимчивости $\chi^{(3)}$ в (1) и (2) также являются тензорами 4 ранга с 81 компонентой, однако в силу симметрии для изотропной среды только три из них независимы $\chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}$. Для полносимметричных колебаний, в частности, для молекулы H_2 в основном электронном состоянии, $\chi_{1212}^{(3)} = \chi_{1221}^{(3)}$. В этом случае остаются только две независимые компоненты тензора нелинейной восприимчивости.

Измерения интенсивности рассматриваемого перехода водорода при двух направлениях поляризации $\vec{e} \parallel \vec{e}_2 \perp \vec{e}_1$ и $\vec{e} \parallel \vec{e}_2 \parallel \vec{e}_1$ позволяют определить отношение компонент тензора нелинейной восприимчивости [12, 13]:

$$\frac{\chi_{1122}^{(3)}}{\chi_{1212}^{(3)}} = 17.3 \pm 2.1. \quad (4)$$

Это значение хорошо согласуется со значениями инвариантов тензора комбинационного рассеяния – средней поляризуемостью $\alpha_{01} = 1.04 \times 10^{-25} \text{ см}^3$ и анизотропией $\gamma_{01} = 0.794 \times 10^{25} \text{ см}^3$, измеренными по поглощению излучения на том же переходе в водороде в присутствии внешнего электрического поля [3] в соответствии с известными соотношениями, связывающими эти инварианты с величинами для компонент тензора нелинейной восприимчивости [7].

При коллинеарных векторах поляризации волн накачки ($\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2$) вектор поляризации сигнала можно представить в виде

$$\vec{P}_{\Omega}^{(3)} = 6EE_1E_2 \{ \chi_{1122}^{(3)} \vec{e} + 2\chi_{1212}^{(3)} \cos \varphi \cdot \vec{e}_1 \},$$

где φ – угол между вектором постоянного поля \vec{e} и векторами поляризации волн накачки $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2^*$. Таким образом, определяя направление поляризации ИК сигнала, находится ориентация постоянного электрического поля. Если $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2$, то при известном направлении вектора электрического поля E можно построить зависимость угла α между векторами поляризации ИК сигнала и вектором поля от угла φ между коллинеарно направленными векторами поляризации лазеров и вектором поля (рис. 3). Измерение поляризации ИК сигнала с помощью анализатора перед приемником излучения позволяет определить направление вектора напряженности электрического поля по построенной зависимости. Для молекулы водорода отклонения вектора поляризации ИК излучения от вектора постоянного электрического поля малы, что видно также из (4) ($\chi_{1122}^{(3)} / \chi_{1212}^{(3)} \gg 1$). Рассчитанные отклонения при измеренных соотношениях тензора нелинейной восприимчивости приведены на рис. 3 в виде сплошной линии. Максимальное отклонение составляет $\sim 3^\circ$.

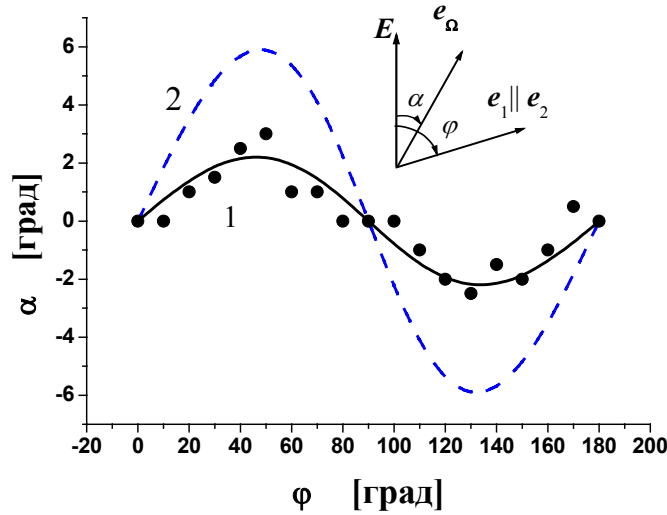


Рис. 3. Зависимость угла α между \vec{e} и поляризацией ИК сигнала \vec{e}_Ω от угла φ между вектором постоянного поля \vec{e} и векторами поляризации волн накачки $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2^*$

Если значения компонент тензора нелинейной восприимчивости известны, то зависимость рис. 3 может быть вычислена. Так, на рис. 3 приведены вычисления для молекулы азота по инвариантам тензора комбинационного рассеяния, взятым из [5].

Как следует из (3), в случаях $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2 \parallel \vec{e}$ или $\vec{e}_1 \parallel \vec{e}_2 \perp \vec{e}$ поляризация ИК сигнала $\vec{e}_\Omega \parallel \vec{e}$ (см. рис. 3). Таким образом, проведя два измерения с коллинеарно направленными поляризациями лазеров в двух ортогональных плоскостях можно измерить компоненты вектора электрического поля, величины которого будут определяться через интенсивность ИК сигнала:

$$\begin{aligned} \sqrt{I_{\Omega\tau}} &\propto \chi_{1111} E_\tau E_1 E_2 \\ \sqrt{I_{\Omega n}} &\propto \chi_{1122} E_n E_1 E_2 \end{aligned} \quad (5)$$

4. Когерентная штарковская спектроскопия газовых разрядов

Электрическое поле – главный фактор существования многочисленных типов газовых разрядов. При этом пространственные структуры полей газоразрядной плазмы и прилегающих областей могут быть весьма сложными. Естественно, что определение параметров внутренних полей составляет важную составляющую их диагностики. Все известные оптические методы основаны на явлении Штарка. Классические эмиссионные и абсорбционные спектральные методы имеют существенные ограничения по чувствительности, плотностям нейтральных и заряженных частиц и пр. (см., например, [14]). Это мотивировало развитие в последние годы новых методов с применением частотно-перестраиваемых лазеров. Основные успехи были достигнуты на пути использования спектров лазерно-индуцированной флуоресценции, формирующихся с участием ридберговских состояний (в атомах) и состояний с Λ -удвоением (в молекулах) [15, 16, 17]. Однако как и классические, эти методы обнаруживают жесткие ограничения по давлению (как правило, доли или единицы Торр) плазмообразующего газа. Эти ограничения связаны с некогерентностью использованных ранее спектроскопических схем, включающих состояния с конечным радиационным временем жизни. Будучи чувствительными к влиянию электрического поля (расщепление уровней, появление «запрещенных» компонент), они оказываются столь же чувствительными к влиянию столкновений.

В принципе, обсуждаемое в данной статье рассеяние тоже есть проявление снятия запрета на излучение, однако в нашем случае процесс является когерентным многофотон-

ным. При этом рассеивающая частица не фиксируется в промежуточных состояниях и роль столкновений резко уменьшается. Эксперимент показывает, что связь интенсивности рассеяния с величиной стимулирующего поля (2) сохраняется вплоть до давлений в единицы и десятки атмосфер [10].

По указанным причинам естественной областью применений метода к исследованиям газовых разрядов является область повышенных давлений. Приведем примеры.

4.1. Коронный разряд

Нами были проведены локальные измерения напряженности электрического поля в положительном коронном разряде в водороде [10]. Для получения разряда использовались коаксиальные цилиндрические электроды радиусом $r_0 = 0,075$ мм и $r_1 = 8,5$ мм, длиной $l = 40$ мм. Между электродами поддерживалось постоянное напряжение $U = 7$ кВ. Условие существования короны определялось давлением водорода в кювете и контролировалось по величине тока, протекающего через разрядный промежуток. При давлении водорода 10 атм коронный разряд отсутствовал. Вычисленное из уравнения Пуассона электростатическое радиальное распределение напряженности электрического поля изображено на рис. 4 (кривая 1). При давлении водорода 1.6 атм ток разряда составлял $i_1 = 270$ мкА. Рассчитанное по известной методике (например, [18]) распределение напряженности электрического поля в короне изображено на рис. 4 кривой 2. Точками указаны результаты локальных измерений напряженности электрического поля с использованием предложенной методики. Данный разряд достаточно хорошо изучен и был выбран как модельный. Видно хорошее совпадение между экспериментальными точками и рассчитанными кривыми, что демонстрирует возможности данной методики измерения электрических полей в реальных объектах.

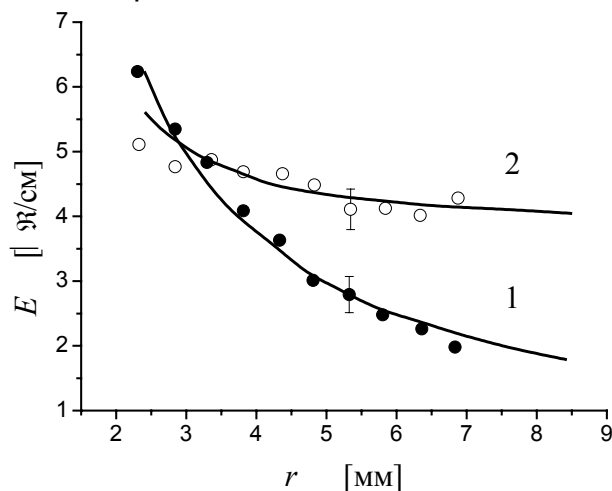


Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля в коронном разряде

4.2. Разряд, скользящий по поверхности феррита

Данный тип разряда интересен для создания световых источников с высокой (~ 30 кК) яркостной температурой, работающий, в отличие от источников на взрывающейся проволочке, в частотном режиме [11, 19]. Ставилась задача исследований динамики электрического поля в процессе развития разряда.

Для формирования разряда использовалась ферритовая пластинка с площадью поперечного сечения $1 \cdot 0.1$ см² и проводимостью 0.5 Ом⁻¹ см⁻¹ (при напряженности электрического поля 1.5 кВ/см). Электроды прижимались к узкой грани ферритового образца на расстоянии от 4 до 12 мм друг от друга. Схема эксперимента представлена на рис. 5. Напряжение на электродах изменялось в диапазоне от 1 до 3 кВ. Пластинка помещалась

внутри кюветы, наполненной молекулярным водородом при атмосферном давлении. Частота повторения импульсов разряда 5 Гц синхронизовалась от задающего лазерного генератора через линию контролируемой задержки. Использовалась коллинеарная схема сведения пучков, направленных перпендикулярно разрядному каналу. Пучки фокусировались на расстоянии ~ 1 мм над поверхностью феррита. Поляризация излучения лазеров параллельна направлению распространения разряда.

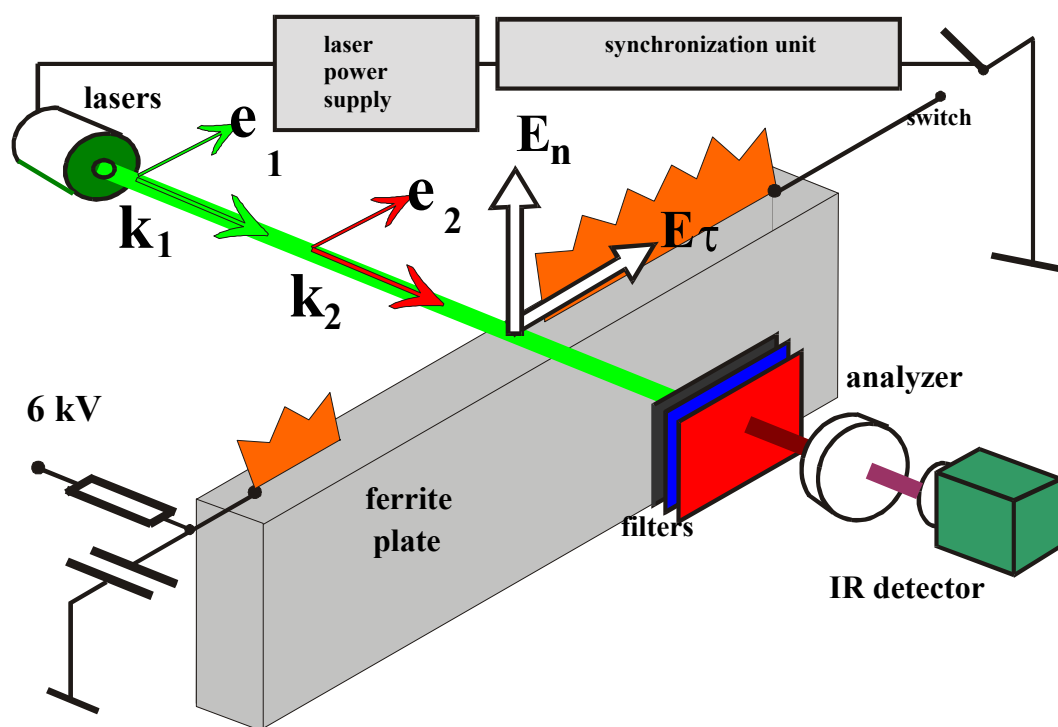


Рис. 5. Схема разряда, скользящего по поверхности феррита

При подаче напряжения наблюдалось распространение плазменных каналов, движущихся от электродов навстречу друг другу с существенно, как показано в работах [19, 20], разными скоростями. Свечение разряда регистрировалось с помощью фотодиода, установленного напротив разрядного промежутка. Положение свечения лазерного импульса позволяло точно фиксировать временную задержку измерения относительно начала разряда и момента замыкания плазменных стримеров (начало интенсивного свечения разряда). Измерения напряженности электрического поля проводились во время до начала разряда и после его включения вплоть до замыкания плазменных каналов. После замыкания каналов напряжение на плазменном столбе резко падало и напряженность электрического поля в точке измерения становилась ниже порога чувствительности измерения установки.

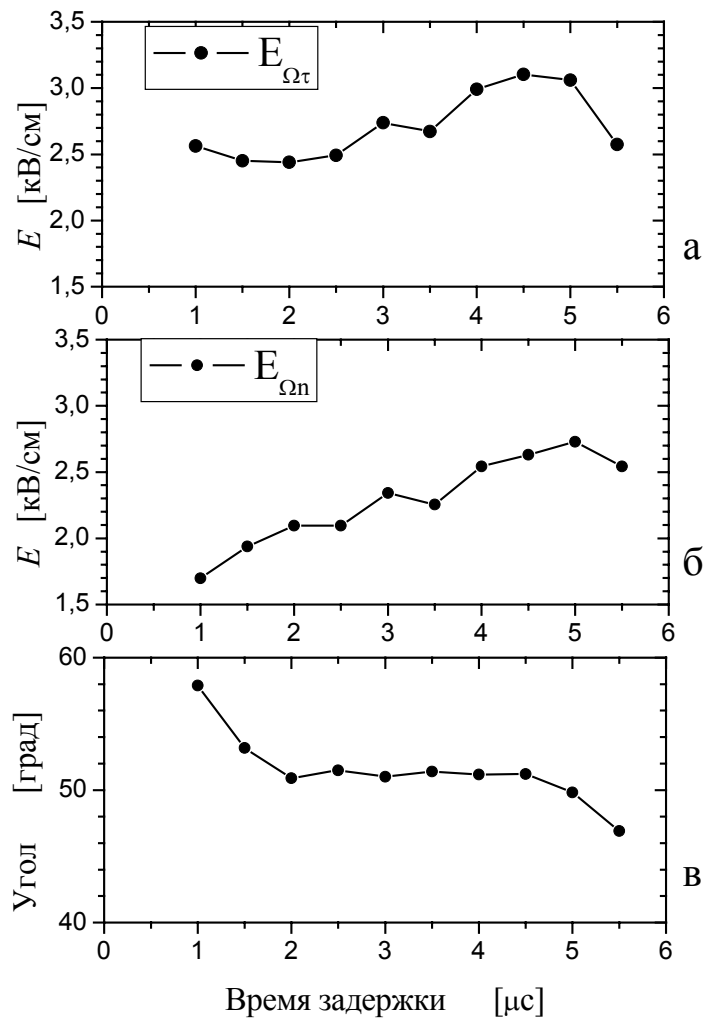


Рис. 6. Динамика тангенциальной (а) и нормальной (б) составляющих напряженности электрического поля и угла наклона вектора поля к нормали к поверхности феррита (в) в процессе развития разряда.

До момента коммутации когерентный ИК сигнал генерируется в присутствии электростатического поля от заряженной поверхности феррита и электродов, находящихся под одинаковым потенциалом. Электростатическое поле, определяемое зарядом на поверхности феррита, использовалось для юстировки системы. Поляризационные измерения подтвердили, что направление электрического поля до включения разряда нормально к поверхности феррита. После калибровки сигнала, зная напряжение зарядного конденсатора, можно точно рассчитать расстояние точки измерения от поверхности феррита.

После включения разряда один электрод замыкается на землю, приобретая нулевой потенциал, и в разрядном промежутке появляется тангенциальная составляющая напряженности электрического поля. Поместив поляризационный анализатор перед ИК приемником, можно измерять динамику нормальной (поляризатор перпендикулярно оси разряда) и тангенциальной (поляризатор вдоль оси разряда) составляющих напряженности электрического поля. Эти измерения представлены на рис. 6-а, 6-б. На рис. 6-в также приведен угол поворота вектора поляризации в процессе движения плазменных каналов. Расстояние между электродами 11 мм, точка измерения находится на расстоянии 3 мм от анода на высоте 1 мм над поверхностью феррита.

Калибровка измерений проводилась по тангенциальному сигналу путем аппроксимации его к моменту запуска разряда, когда напряженность поля определяется по измеренному напряжению на высоковольтном электроде и расстоянию между электродами. Из соотношения интенсивностей сигналов для параллельного и перпендикулярного располо-

жения поляризованного анализатора (5) определяется напряженность нормальной составляющей поля. Нормальная и тангенциальная составляющие сопоставимы в области головки плазменного лидера, когда вектор электрического поля направлен под углом 45° по отношению к оси разряда (рис. 6-в).

Измерения напряженности электрического поля проводились в процессе развития разряда, скользящего по поверхности феррита. Оценка дрейфовых скоростей электронов, соответствующих измеренным значениям электрического поля, показывает, что она близка к скорости распространения анодонаправленного стримера. Это свидетельствует в пользу механизма развития разряда за счет прямой ударной ионизации в области головки канала, являющейся виртуальным катодом.

5. Заключение

Генерации ИК излучения на колебательно-вращательных переходах центросимметричной молекулы в постоянном электрическом поле является следствием ослабления альтернативного запрета за счет штарк-эффекта. Когерентное излучение, получаемое в результате четырехволнового взаимодействия лазерных световых полей и статического поля в комбинации с известными КАРС схемами, может быть использовано для абсолютных измерений электрических полей в газах и плазме с высоким временным и пространственным разрешением. Метод применим при повышенных давлениях газа, когда другие спектроскопические методы испытывают затруднения.

Работа ведется при поддержке Программы Отделения физических наук РАН «Оптика и лазерная физика. Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» (госконтракт 40.020.1.1.1157), ФЦП «Интеграция» (проект Б0049), грантом НАТО-Россия (№ 978204), грантом РФФИ 02-02-81008.

Литература:

1. Gavrilenko V. P., Ochkin V. N., Tskhai S. N. Selected Research Papers on Spectroscopy of Nonequilibrium Plasma at Elevated Pressures // Proc. SPIE. 2002. V. 4460, P. 207–229.
2. Condon E. U. // Phys. Rev. 1932. V. 41. P. 759.
3. Foltz J. V., Rank D. H., Wiggins T. A. // J. Mol. Spectr. 1966. V. 21. P. 203.
4. Buijs H. L., Gush H. P. // Can. J. Phys. 1971. V. 49. P. 2366.
5. Courtois D., Jouve P. // J. Mol. Spectr. 1975. V. 55. P. 18.
6. Hunt R. H., Barnes W. L., Brannon P. // J. Phys. Rev. A. 1970. P. 1570.
7. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981.
8. Гавриленко В. П., Куприянова Е. Б., Околоулак Д. П., Очкин В. Н., Савинов С. Ю., Цхай С. Н., Ярашев А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 3.
9. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
10. Евсин О. А., Куприянова Е. Б., Очкин В. Н., Савинов С. Ю., Цхай С. Н. // Квант. электр. 1995. Т. 22. С. 295.
11. Tskhai S. N., Akimov D. A., Mitko S. V., Ochkin V. N., Serdyuchenko A. Yu., Sidorov-Biryukov D. A., Sinyaev D. V., Zheltikov A. M. // J. Raman Spectroscopy. 2001. Т. 32. С. 177.
12. Акимов Д. А., Желтиков А. М., Коротеев Н. И., Наумов А. Н., Очкин В. Н., Сердюченко А. Ю., Сидоров-Бирюков Д. А., Цхай С. Н., Федотов А. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 371.
13. Akimov D. A., Fedotov A. B., Koroteev N. I., Naumov A. N., Ochkin V. N., Serdyuchenko A. Yu., Sidorov-Biryukov D. A., Tskhai S. N., Zheltikov A. M. // Book of abstracts XVIII European CARS Workshop, CARS and related gas-phase laser diagnostics. Frascati, Italy, 1999. P. 85.
14. Ochkin V. N., Savinov S. Yu., Tskhai S. N., Czarnetzki U., Scultz-von der Gathen V., Dobele H. F. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26. P. 1502.

15. Ochkin V. N., Preobrazhenski N. G., Shaparev N. Ya. Optogalvanic Effect in Ionized Gas. (London-Moscow: Gordon and Breach publ., 1999).
16. Очкин В. Н., Преображенский Н. Г., Соболев Н. Н., Шапарев Н. Я. // УФН. 1986. Т. 148. С. 473.
17. Очкин В. Н. Физические проблемы, задачи и методы спектральной и оптической диагностики низкотемпературной плазмы // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.:Наука, 2000. Т. 2. С. 411.
18. Энгель А. Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959.
19. Van Goor F. A., Mitko S. V., Ochkin V. N., Paramonov A. P., Witteman W. J. // J. for Russian Laser research.1997. V. 18. P. 247.
20. Бродская Б. Х. // Химия высоких энергий. 1982. Т. 16. С. 458.