

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

PACS 33.80.Rv; 36.40.-c; 36.40.Vz

Исследование ионизации свободных и кластеризованных молекул под действием фемтосекундного лазерного излучения

В.М.Апатин, В.О.Компанец, В.Н.Лохман, Н.-Д.Д.Огурок,
Д.Г.Пойдашев, Е.А.Рябов, С.В.Чекалин

Исследованы процессы возбуждения и ионизации мономеров и кластеров молекул CF_3I , IF_2CCOF и $Fe(CO)_5$ под действием лазерного излучения фемтосекундной длительности на длинах волн 266, 400 и 800 нм. Сделан вывод, что характер возбуждения свободных молекул и кластеров этих молекул фемтосекундным излучением различен. Проведено моделирование выхода ионизации исследуемых объектов, в результате которого показано, что для свободных молекул определяющим является механизм многофотонной ионизации, в то время как для кластеров, в частности для случая ионизации на длине волны $\lambda = 800$ нм, существенную роль может играть полевая ионизация.

Ключевые слова: молекулярные кластеры, многофотонная ионизация, полевая ионизация.

1. Введение

Фотоионизация газов еще в середине прошлого века широко использовалась для определения потенциалов и сечений ионизации, а также для исследования электронных спектров поглощения. Методы количественного исследования фотоионизации под действием вакуумного УФ излучения, сечения и потенциалы ионизации органических и неорганических молекул систематизированы в обзоре [1]. С появлением фемтосекундных лазеров одним из первых их применений стало изучение фотоионизации благородных газов. Для излучения Тi:сапфирового лазера с интенсивностями порядка 10^{15} Вт/см² было продемонстрировано, что экспериментальные результаты исследования ионизации таких атомарных газов, как Ne, Xe [2], хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями АДК (Аммосов–Делоне–Крайнов) [3], т.е. вычисленная по формулам АДК зависимость скорости (вероятности) ионизации от интенсивности излучения $w(I)$ после соответствующего интегрирования дает близкую к экспериментальной зависимость выхода ионизации.

Ионизация целого ряда органических молекул (с потенциалом ионизации в диапазоне 8–11 эВ) в поле интенсивного лазерного импульса исследована в работе [4]. При этом обнаружено, что экспериментальные зависимости скорости ионизации от интенсивности лазерного излучения ($\lambda = 800$ нм, длительность импульса 40 фс) отличаются от предсказанных по формулам АДК. Полученная авторами [4] характерная интенсивность I_{sat} , при которой зависимость выхода ионизации от интенсивности лазерного излучения приходит к насыщению, отличается от

предсказанной по формулам АДК в 2–5 раз для различных молекул. Кроме того, экспериментальная зависимость суммарного выхода ионизации от интенсивности излучения в диапазоне изменения интенсивностей от 8×10^{13} Вт/см² (переход к насыщению) до 2×10^{14} Вт/см² (данные для циклогексана из работы [2]) следует логарифмическому росту с увеличением интенсивности. Начинаясь при больших интенсивностях отклонения авторы [2] связывают с кулоновским взрывом.

Большая часть исследований взаимодействия кластеров (в основном больших кластеров благородных газов) с сильными полями относится к диапазону «слишком» больших интенсивностей (свыше 10^{16} Вт/см²). Крайнов и соавторы (см., напр., обзор [5]) в своих исследованиях рассматривали эффекты кулоновского взрыва кластеров, генерации рентгеновского излучения и другие аспекты, связанные с образующейся при таких интенсивностях кластерной плазмой. Считается, что образование быстрых электронов, кратно заряженных ионов и высокоэнергетичных квантов излучения, характерное для взаимодействия кластеров с сильными полями коротких лазерных импульсов, происходит при заметно меньших интенсивностях, чем в случае взаимодействия с атомами [6]. Вместе с тем нами не обнаружено литературных данных, посвященных обсуждению ионизации свободных молекул и кластеров этих же молекул интенсивным лазерным излучением. В настоящей работе проведены сравнительные исследования процессов лазерной ионизации свободных молекул и этих же молекул, объединенных в кластеры, под действием импульсов фемтосекундного излучения на длинах волн $\lambda = 266, 400$ и 800 нм с интенсивностью, не превышающей 30 ТВт/см².

2. Экспериментальная установка и методика измерений

В экспериментах использовалась установка, подробное описание которой приведено в работе [7]. Здесь мы ограничимся кратким описанием условий измерений. Основной экспериментальной установкой является фотоионизационный времяпролетный масс-спектрометр (TOF MS),

В.М.Апатин, В.О.Компанец, В.Н.Лохман, Н.-Д.Д.Огурок, Е.А.Рябов, С.В.Чекалин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: ryabov@isan.troitsk.ru
Д.Г.Пойдашев. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 26 марта 2014 г.

работающий в комбинации с импульсным источником молекулярных/кластерных пучков (сопло General Valve, $d = 0.8$ мм). Коллимированный пучок частиц формируется с помощью скиммера («Beam Dynamics» Model 1, $D_{\text{skim}} = 0.49$ мм) и затем пересекается с взаимно перпендикулярными осями масс-спектрометра (Oz) и сфокусированного ($f = 300$ мм) лазерного пучка, который используется для ионизации частиц. В зависимости от условий истечения газа в импульсном сверхзвуковом сопле (состав и давление газа над соплом, длительность и степень открывания клапана сопла) возможна генерация как чисто молекулярных пучков, так и пучков с различной степенью кластеризации – вплоть до чисто кластерных пучков. В настоящей работе в экспериментах использовалась смесь исследуемых молекул с аргоном в соотношении 1 : 15 для молекул CF_3I и IF_2CCOF и 1 : 50 для молекул $\text{Fe}(\text{CO})_5$, полное давление над соплом составляло 2 атм. Выбор режима получения молекулярного или кластерного пучка осуществлялся путем выбора длительности открывания сопла – 200 или 300 мкс соответственно. В кластерном режиме средний размер образующихся кластеров (по нашим оценкам) $n \approx 100$, при этом доля молекул, находящихся на поверхности, составляет $\sim 80\%$ от их общего числа.

Эксперименты проводились с использованием лазерного оборудования Центра коллективного пользования (ЦКП) Института спектроскопии РАН (подробнее см. [8]). Для ионизации молекул и кластеров использовалось излучение Ti:сапфирового лазера ($\lambda = 800$ нм), а также его 2-я гармоника ($\lambda = 400$ нм, длительность импульса ~ 100 фс) и 3-я гармоника ($\lambda = 266$ нм, длительность импульса около 150 фс). Длительность лазерного импульса на длине волны 800 нм составляла 50 фс, однако в ряде экспериментов была увеличена до 200 фс, при этом появлялась частотная модуляция (чирп).

3. Результаты измерений

Выполненные эксперименты показали, что, как и в случае нано- и пикосекундного облучения, при достижении достаточной интенсивности излучения фемтосекундных импульсов происходит ионизация как свободных молекул, так и кластеров всех трех исследуемых молекул. В то же время было обнаружено, что при фотоионизации молекулярных и кластерных пучков тех же молекул имеются существенные различия в составе ионных продуктов и их поведении в зависимости от параметров лазерного излучения. Типичные масс-спектры ионных продуктов, образующихся при ионизации молекул и кластеров фемтосекундным УФ излучением с $\lambda = 266$ нм, приведены на рис.1 на примере молекулы IF_2CCOF .

Из рисунка видно, что масс-спектр для случая кластерного пучка характеризуется наличием в нем пиков, соответствующих ионным осколкам с массами, большими массы молекулярного иона (обозначен M^+). Этот факт является общим для всех трех исследуемых молекул и позволяет детектировать наличие кластеров в пучке.

Как показывает эксперимент, лазерная ионизация и молекул, и кластеров сопровождается фрагментацией исходных объектов с образованием целого набора ионных продуктов, наблюдаемых в масс-спектре. При этом степень фрагментации зависит от плотности энергии падающего излучения Φ : если в самом начале процесса ионизации при относительно малых плотностях энергии в масс-спектре наблюдаются в основном крупные ионные оскол-

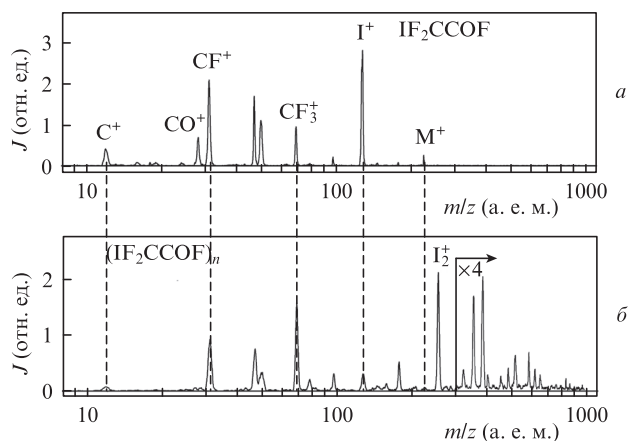


Рис.1. Масс-спектры ионных продуктов, образующихся при ионизации молекул IF_2CCOF (а) и кластеров $(\text{IF}_2\text{CCOF})_n$ (б) фемтосекундным УФ излучением ($\lambda = 266$ нм, $I \approx 0.8$ ТВт/см², $\tau \approx 150$ фс); J – ионный ток.

ки, то при увеличении Φ наблюдается существенный выход более мелких ионных осколков. Более подробно выход продуктов ионизации рассмотрен далее на примере УФ ионизации молекулы CF_3I .

При облучении молекул CF_3I фемтосекундными импульсами на длине волны $\lambda = 266$ нм и плотности потока энергии излучения начиная с $\Phi_{\text{UV}} \approx 0.02$ Дж/см² наблюдается ионизация этих молекул. При этом основными ионными продуктами являются CF_3^+ , I^+ с несколько меньшим количеством ионов CF_3I^+ . Масс-спектр в случае ионизации молекул CF_3I фемтосекундными импульсами отличается от случая УФ многофотонной ионизации (МФИ) наносекундными импульсами [9, 10] главным образом наличием молекулярного иона CF_3I^+ .

Результаты измерений зависимости ионного сигнала $S(\Phi_{\text{UV}})$ от плотности энергии Φ_{UV} для свободных молекул приведены на вставке рис.2. В приближении степенной функции вида $S(\Phi_{\text{UV}}) = \Phi_{\text{UV}}^m$ показатель степени измеренных зависимостей m составляет 2.15 для CF_3^+ , 2.5 для I^+ и 2.38 для молекулярного иона CF_3I^+ . Отметим, что в используемом диапазоне плотностей энергии Φ_{UV} насыщения зависимостей выхода ионов практически не происходит.

При облучении кластеров $(\text{CF}_3\text{I})_n$ фемтосекундным УФ излучением ионизация этих частиц наблюдается уже при $\Phi_{\text{UV}} > 0.03$ Дж/см² ($\lambda = 266$ нм). Можно выделить два типа ионных продуктов, образующихся в процессе ионизации и фрагментации, причем по мере роста Φ_{UV} один тип сменяется другим (см. рис.2). В условиях сравнительно малых плотностей энергии ($\Phi_{\text{UV}} < 0.06$ Дж/см²) наблюдаются в основном достаточно крупные осколки – CF_3^+ , CF_2I^+ , I_2^+ , $\text{CF}_3\text{I}-\text{I}^+$, $\text{CF}_3\text{I}-\text{IF}_3^+$ и ряд еще более крупных частиц. При этом имеют место очень резкие ($m \approx 6$) зависимости величины ионного сигнала от Φ_{UV} на начальном этапе. С увеличением Φ_{UV} крутизна зависимости выхода этих ионов от Φ_{UV} падает с одновременным появлением еще более резких (например, с $m > 8$ для C^+) зависимостей выхода более мелких осколков I^+ , CF_2^+ , CF^+ , F^+ и C^+ , что является результатом более глубокой фрагментации частиц. При значительном увеличении плотности энергии излучения в масс-спектре ионных продуктов наблюдаются сигналы от кратно заряженных ионов, однако этот диапазон плотностей энергии выходит за рамки экспериментальных условий настоящей работы.

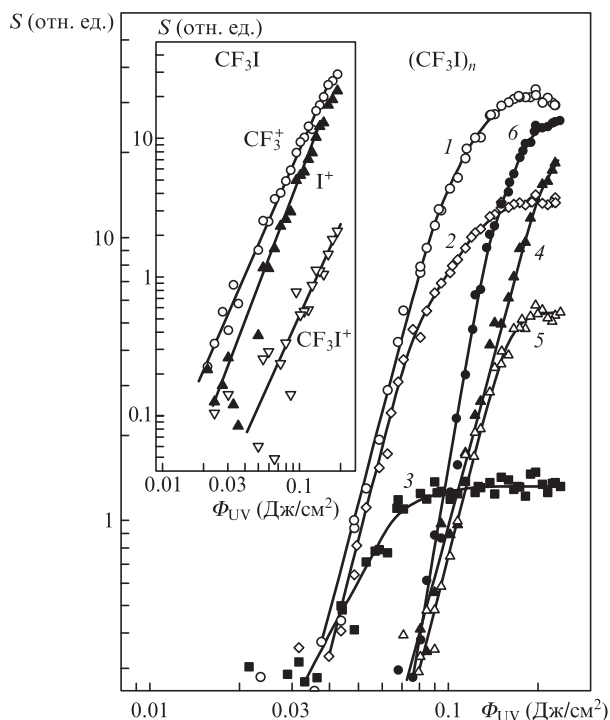


Рис.2. Зависимости выхода ионных продуктов от плотности энергии Φ_{UV} УФ излучения ($\lambda = 266$ нм) в случае молекулярного (на вставке) и кластерного пучков для следующих ионных продуктов: CF_3^+ (1), I_2^+ (2), CF_3I-I^+ (3), I^+ (4), CF_3I^- (5) и CF_3^+ (6).

Принимая во внимание тот факт, что в течение длительности фемтосекундного лазерного импульса происходит возбуждение и ионизация молекул и кластеров, а последующие процессы диссоциации и фрагментации происходят уже в отсутствие излучения [2], на наш взгляд, хорошей характеристикой выхода ионизации является суммарный ионный сигнал S_{Σ} от всех наблюдаемых ионных продуктов. Под выходом ионизации в дальнейшем будем подразумевать именно зависимость суммарного ионного сигнала S_{Σ} от плотности энергии (или интенсивности) лазерного излучения. Зависимости суммарного ионного сигнала от плотности энергии УФ излучения для молекул и кластеров CF_3I и $Fe(CO)_5$ представлены на рис.3.

Эксперимент убедительно показывает, что зависимости выхода ионизации от плотности энергии падающего излучения описываются степенными функциями вида $S_{\Sigma} \sim \Phi^m$ как в случае мономеров, так и кластеров этих двух молекул. В последнем случае это приближение работает лишь на начальном этапе при относительно небольших плотностях энергии лазерного излучения. При этом показатель степени m в случае ионизации кластеров заметно превышает величину аналогичного показателя в случае мономеров. Качественно такое же поведение демонстрируют зависимости, полученные для мономеров и кластеров молекул IF_2CCOF . Этот факт указывает либо на значительный набор энергии молекулами в кластере за время УФ лазерного импульса (~ 150 фс), либо на различия в механизмах ионизации кластеров и мономеров.

Дополнительную информацию о закономерностях в поведении зависимостей суммарного ионного сигнала можно получить, сравнивая ионизацию под действием фемтосекундного лазерного излучения на разных длинах волн. На рис.4 представлены зависимости от Φ сигнала S_{Σ} для мономеров и кластеров CF_3I при фотоионизации на длинах волн 266, 400 и 800 нм. В целом характер зави-

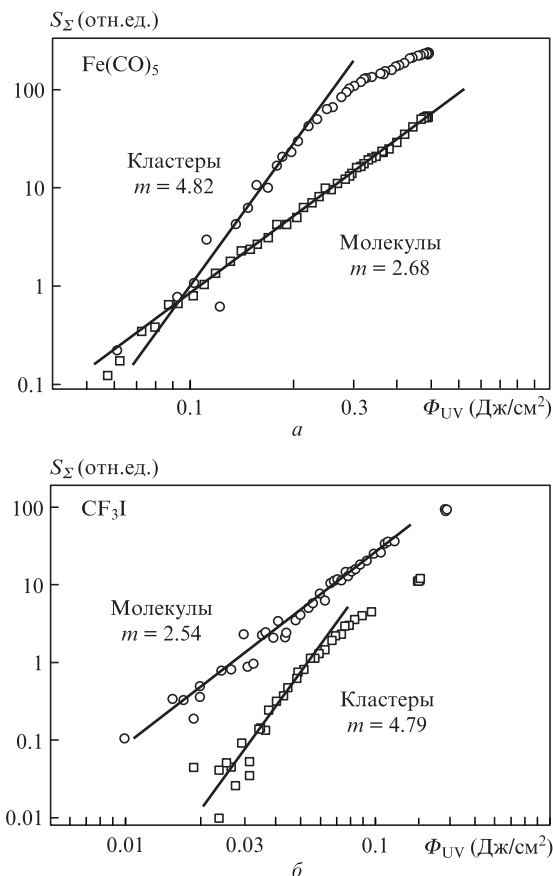


Рис.3. Зависимости суммарного ионного сигнала от плотности энергии Φ_{UV} при ионизации мономеров и кластеров молекул $Fe(CO)_5$ (a) и CF_3I (б) фемтосекундным излучением с $\lambda = 266$ нм.

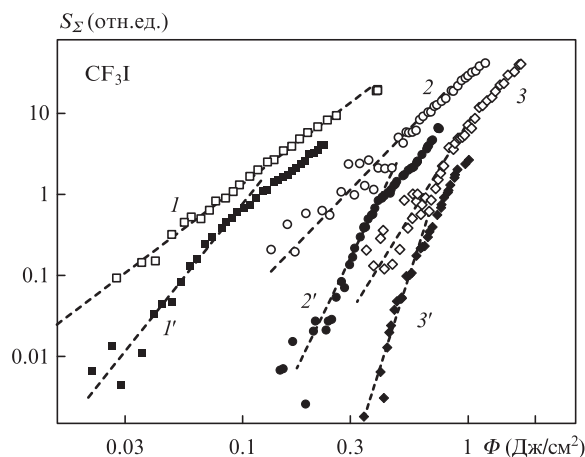


Рис.4. Зависимости суммарного ионного сигнала от плотности энергии Φ при ионизации молекул и кластеров фемтосекундным излучением на длинах волн 266 нм (1, 1'), 400 нм (2, 2') и 800 нм (3, 3').

симостей для молекул и кластеров CF_3I при фотоионизации на длинах волн $\lambda = 400$ и 800 нм такой же, как и на длине волны $\lambda = 266$ нм. В случае кластерного пучка в приближении степенной функции кривая зависимости стартует с больших степеней m , чем в случае молекулярного пучка: при ионизации на $\lambda = 400$ нм $m \approx 3.5$ для молекул и $m \approx 5.2$ для кластеров, при ионизации на $\lambda = 800$ нм $m \approx 4.8$ и 9.5 для мономеров и кластеров соответственно. Заметим, что при повышенных плотностях энергии на фиксированной длине волны вид зависимости для кластерного и молекулярного пучков практически неот-

личим (что хорошо видно, если сместить, например, кривую I' на рис.4 по оси ординат).

Сравнение ионизации на разных длинах волн, однако, не столь очевидная задача, т. к. излучение Ti:сапфирового лазера с $\lambda = 800$ нм и используемые в работе его вторая и третья гармоники обладают различной шириной спектра и различной длительностью импульса. Так, например, может отличаться набор возбуждаемых ридберговских состояний молекулы CF_3I с энергией в районе 9.3 эВ или число квантов, необходимых для возбуждения на высокий уровень, с которого может происходить ионизация ($2\hbar\omega$ (266 нм) = $3\hbar\omega$ (400 нм) = $6\hbar\omega$ (800 нм) = 9.32 эВ), что может оказывать влияние на вероятность ионизации. Поэтому были проведены эксперименты по ионизации кластеров $(\text{CF}_3\text{I})_n$ на фиксированной длине волны $\lambda = 800$ нм при изменении лишь одного параметра – длительности лазерного импульса. При увеличении длительности ширина спектра излучения оставалась неизменной, однако, как было сказано выше, появлялась его частотная модуляция (чирп). Сразу оговоримся, что какого-либо различия в исследуемых зависимостях при одной и той же длительности импульса в случае наличия положительного или отрицательного чирпа не наблюдалось. Результаты экспериментов по ионизации кластеров $(\text{CF}_3\text{I})_n$ при длительности лазерного импульса в диапазоне 50–200 фс ($\lambda = 800$ нм) представлены на рис.5.

4. Обсуждение результатов

Анализ результатов экспериментов по УФ ионизации дает основание полагать, что основным механизмом образования ионных продуктов при облучении свободных молекул CF_3I фемтосекундным излучением с $\lambda = 266$ нм в указанном диапазоне интенсивностей является многофотонная ионизация, в данном случае – трехфотонный процесс. Этот вывод согласуется с наблюдаемым характером зависимости $S(\Phi_{\text{UV}}) = \Phi_{\text{UV}}^m$. Кроме того, параметр Келдыша γ [11] в наших экспериментах превышал 27 (интенсивность УФ излучения была меньше 1.7×10^{12} Вт/см²), что также свидетельствует в пользу именно многофотонного механизма ионизации свободных молекул CF_3I . Следует также отметить, что излучение с $\lambda = 266$ нм попадает в резонанс с первым возбужденным электронным состоянием \tilde{A} , время жизни которого для аналогичной молекулы CH_3I составляет 150 фс [12], и его распад слабо влияет на состав конечных ионных продуктов. Вместе с тем наличие промежуточного резонанса может понижать эффективное значение показателя степени m зависимости $S(\Phi_{\text{UV}}) = \Phi_{\text{UV}}^m$, с чем и связано отличие измеренных значений m от 3 ($m < 3$). Как показали эксперименты, проведенные с молекулами IF_2CCOF и $\text{Fe}(\text{CO})_5$, при их УФ ионизации величины наблюдаемых показателей степени m также согласуются с количеством квантов излучения, необходимым для преодоления потенциала ионизации молекул.

Зависимости суммарного ионного сигнала $S(\Phi_{\text{UV}})$ для случая ионизации молекулярного пучка на длинах волн $\lambda = 400$ и 800 нм с хорошей точностью можно аппроксимировать кривыми, полученными в предположении, что происходит процесс многофотонной ионизации с насыщением. При этом скорость ионизации определяется выражением

$$w(I) = \sigma_m I^m, \quad (1)$$

где σ_m – сечение многофотонной ионизации, а сигнал из области ионизации можно получить после интегрирования:

$$S \sim \int_0^{I_0} \frac{dI}{I} (1 - \exp[-\tau w(I)]), \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность в максимуме импульса. Подробные расчеты приведены, например, в работе [2]. Здесь мы отметим два результата данной теории. При малых интенсивностях излучения I интегрирование приводит к выражению

$$S \sim I^m, \quad (3)$$

а при больших – к выражению

$$S \sim \ln I. \quad (4)$$

Уверенный переход к логарифмическому закону (4) не наблюдался в наших экспериментах, по-видимому, из-за ограниченности выбранного диапазона интенсивностей лазерного излучения. Этот факт подтверждают литературные данные. Например, для ионизации фемтосекундным излучением с $\lambda = 800$ нм целого набора органических молекул с потенциалами ионизации, лежащими в диапазоне 8–11.5 эВ, авторам работы [2] потребовались интенсивности I_{sat} в диапазоне 50–150 ТВт/см², что превышает используемые в настоящей работе интенсивности в несколько раз. Однако наблюдаемые при относительно небольших интенсивностях показатели m в степенных зависимостях суммарного ионного сигнала (3) близки к числу квантов, энергетически необходимых для достижения потенциала ионизации. Это позволяет сделать вывод, что основным (преимущественным) механизмом ионизации мономеров на всех используемых длинах волн является многофотонная ионизация.

Для кластеризованных молекул наблюдаемые величины показателей степени m значительно выше как в случае УФ ионизации, так и в случае использования излучений с $\lambda = 400$ и 800 нм. Здесь стоит сделать замечание. Как было отмечено выше, лазерная ионизация кластеров сопровождается достаточно глубокой фрагментацией исходных объектов. При этом большие значения степени в зависимостях от Φ_{UV} выхода отдельных ионных продуктов, например CF^+ при УФ ионизации кластеров $(\text{CF}_3\text{I})_n$ (см. рис.2), могут быть связаны с необходимостью набора энергии для достижения высоколежащих состояний, в результате распада которых эти продукты образуются. Их влияние на суммарный ионный сигнал начинает преобладать лишь при определенных (достаточно больших) энергиях лазерного импульса, в то время как на начальную стадию процесса ионизации существенное влияние оказывают другие, более крупные ионные осколки. Таким образом, именно суммарный ионный сигнал позволяет учесть фрагментацию.

Принимая во внимание высказывание авторов обзора [6] о понижении в случае ионизации кластеров интенсивностей, необходимых для проявления полевых эффектов, нами был смоделирован выход ионизации кластеров $(\text{CF}_3\text{I})_n$ в случае использования излучения с $\lambda = 800$ нм различной длительности (рис.5). Отметим, что оценка параметра Келдыша [11] в наших экспериментах для излучения с $\lambda = 800$ нм дает для молекулы CF_3I с потенциалом ионизации $E_{\text{ion}} = 10.37$ эВ $\gamma \approx 1.3$ при интенсивности излучения

$I = 5 \times 10^{13}$ Вт/см². Как известно, при $\gamma > 1$ происходит переход от полевой ионизации к многофотонной, и в последнем случае существенное влияние могут оказывать резонансы, отвечающие возбужденным состояниям, прилегающим к потенциалу ионизации [13]. Следовательно, мы, по-видимому, имеем дело с пограничным случаем, и для выявления влияния того или иного механизма требуется моделирование. Экспериментальные зависимости, полученные для кластеров, удалось аппроксимировать (сплошные кривые на рис.5) с помощью выражения для скорости ионизации

$$w(I) \sim \frac{1}{\sqrt{I}} \exp\left(-\frac{2}{3\sqrt{I}}\right), \quad (5)$$

которое было впервые получено Ландау и Лифшицем [14] для описания ионизации атома водорода статическим электрическим полем. Сигнал из области ионизации аналогично выражению (2) получен после интегрирования:

$$S(\tau) \sim \int_0^{\tau_0} \frac{dI}{I} w\left(\frac{I\tau_0}{\tau}\right), \quad (6)$$

где $\tau_0 = 50$ фс; τ – длительность лазерного импульса (единственный изменяемый параметр). Само по себе использование формулы (5) в данном случае требует оговорки. Во-первых, формула (5) соответствует не промежуточному, а предельному случаю $\gamma < 1$. Во-вторых, энергия связи оптического электрона в исследуемых молекулах и кластерах отличается от случая атома водорода. Кроме того, в молекулах, а тем более в кластерах, ситуация дополнительно осложняется тем, что процесс ионизации этих систем значительно более сложен по сравнению со случаем атомов (см. [6]), и использование простых атомарных моделей не может описывать всех явлений, присущих ионизации этих систем. Поэтому аппроксимацию экспериментальных зависимостей формулой (5) здесь следует рассматривать лишь как грубую демонстрацию того, что полевые эффекты при ионизации кластеров $(CF_3I)_n$ имеют сходство с ионизацией атомов водорода. Тем не менее, как следует из (5) и (6), при моделировании выхода ионизации кластеров ведущим параметром (при изменении длительности возбуждающего импульса) является величина \sqrt{I} . Таким образом, анализ результатов измерений зависимости выхода ионного сигнала от длительности лазерного импульса по-

зволил сделать вывод, что для кластеров, в частности, при ионизации на длине волны $\lambda = 800$ нм, существенную роль может играть полевая ионизация. Этим, в свою очередь, обусловлены наблюдаемые различия в поведении зависимостей выхода ионизации от энергии лазерного излучения в случае кластеров и молекул.

5. Заключение

Исследованы процессы возбуждения и ионизации мономеров и кластеров молекул CF_3I , IF_2CCOF и $Fe(CO)_5$ под действием лазерного излучения фемтосекундной длительности на длинах волн $\lambda = 266, 400$ и 800 нм. Обнаружено, что характер ионизации мономеров и кластеров этих же молекул существенно отличается для всех трех исследуемых молекул, что выражается в различном поведении зависимостей выхода ионизации от интенсивности падающего излучения. В приближении степенной функцией в случае кластеров зависимости стартуют с заметно больших степеней по сравнению со свободными молекулами, причем данный эффект является общим для кластеров различных молекул.

Проведено моделирование выхода ионизации мономеров CF_3I на используемых длинах волн лазерного излучения, а также моделирование выхода ионизации кластеров $(CF_3I)_n$ при ионизации излучением с $\lambda = 800$ нм различной длительности. Анализ полученных данных позволил сделать вывод, что для свободных молекул определяющим механизмом ионизации на всех трех длинах волн является многофотонная ионизация, в то время как для кластеров этих молекул, особенно в случае ионизации излучением с $\lambda = 800$ нм, значительную роль может играть механизм полевой ионизации.

Нами рассмотрены два основных вида ионизации: многофотонная и полевая. Однако для более определенного вывода о роли механизмов ионизации и, возможно, существовании других механизмов в случае ионизации кластеров необходимы дальнейшие исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-02-31892, 13-02-00260) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

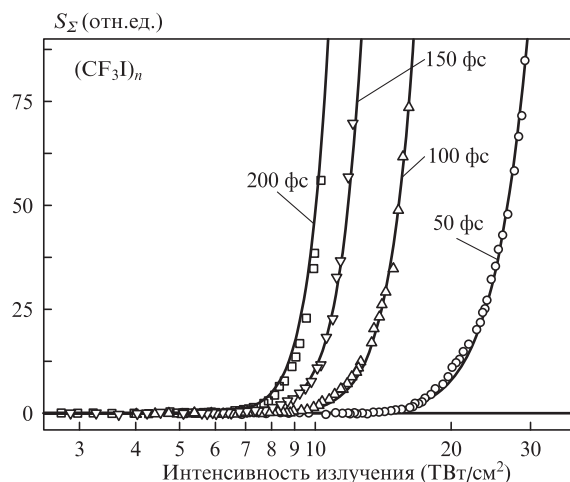


Рис.5. Зависимости суммарного ионного сигнала от интенсивности излучения при ионизации кластеров $(CF_3I)_n$ излучением с $\lambda = 800$ нм и различной длительности лазерного импульса (точки – эксперимент, сплошные кривые – модельный расчет).

1. Вилесов Ф.И. *УФН*, **81**, 669 (1963).
2. Hankin S.M., Villeneuve D.M., Corkum P.B., Rayner D.M. *Phys. Rev. A*, **64**, 013405 (2001).
3. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **91**, 2008 (1986).
4. Hankin S.M., Villeneuve D.M., Corkum P.B., Rayner D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5082 (2000).
5. Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Смирнов М.Б. *УФН*, **177**, 953 (2007).
6. Fennel Th., Meiwes-Broer K.-H., Tiggesbäumker J., Reinhard P.-G. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1793 (2010).
7. Апатин В.М., Компанец В.О., Лохман В.Н., Огурок Н.-Д.Д., Пойдашев Д.Г., Рябов Е.А., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **142** (4), 644 (2012).
8. <http://www.isan.troitsk.ru>.
9. Апатин В.М., Лохман В.Н., Огурок Н.-Д.Д., Пойдашев Д.Г., Рябов Е.А. *ЖЭТФ*, **139**, 5 (2011).
10. Лохман В.Н., Огурок Н.-Д.Д., Рябов Е.А. *ЖЭТФ*, **135**, 835 (2009).
11. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964)
12. Zhong D., Cheng P.Y., Zewail A.H. *J. Chem. Phys.*, **105**, 7864 (1996).
13. Попов В.С. *УФН*, **174**, 921 (2004).
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (М.: Физматлит, 2001).