

# О возможности эффективной изотопно-селективной ИК диссоциации колебательно-возбужденных бихроматическим лазерным излучением молекул $^{235}\text{UF}_6$

Г. Н. Макаров<sup>1)</sup>

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2022 г.

После переработки 25 апреля 2022 г.

Принята к публикации 26 апреля 2022 г.

На основе спектроскопических данных о молекулах  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$ , о частотах генерации  $\text{CF}_4$ - и пара- $\text{H}_2$ -лазеров, а также результатов недавних исследований предложен метод увеличения эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$  в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения. Метод основан на использовании двух процессов: 1) резонансного многофотонного возбуждения молекул  $^{235}\text{UF}_6$  в колебательные состояния  $3\nu_3$  или  $2\nu_3$  бихроматическим ИК излучением двух  $\text{CF}_4$ - или пара- $\text{H}_2$ -лазеров и 2) облучения молекул с резонансно поглощающим излучением указанных лазеров сенсибилизатором – молекулами  $\text{SF}_6$ . Описана суть метода, приведены схемы и параметры для изотопно-селективной диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$  предложенным способом.

DOI: 10.31857/S1234567822110052, EDN: ilhvgy

**1. Введение.** В последнее время проводится много исследований, посвященных молекулярному лазерному разделению изотопов (МЛРИ, *MLIS – molecular laser isotope separation*) [1–23]. Основная цель многих исследований – разработка методов разделения изотопов урана с использованием молекул  $\text{UF}_6$  [1–7, 10–22]. Большинство выполнявшихся в ряде стран (в США, Германии, Англии, Франции, Японии, Австралии) в конце прошлого века проектов по лазерному разделению изотопов урана было закрыто. Вместе с тем исследования по МЛРИ урана проводятся во многих странах и в настоящее время [1–7, 20–22]. Ожидается, что с использованием лазеров можно разработать более экономичную и эффективную, чем центрифугирование, технологию обогащения урана – лазерную технологию. Сегодня исследования направлены главным образом на разработку низкоэнергетических методов МЛРИ [1–3, 10–22], а также альтернативных им методов [2, 3, 13, 24, 25].

Важными проблемами при лазерном разделении изотопов урана с использованием молекул  $\text{UF}_6$  являются: 1) малая величина изотопического сдвига в спектрах ИК поглощения возбуждаемых лазером колебаний  $\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  и 2) отсутствие мощных и эффективных лазерных источников для изотопно-селективного колебательного возбуждения и диссоциации молекул  $\text{UF}_6$ . Изотопический сдвиг в

колебании  $\nu_3$  ( $\approx 627.7 \text{ см}^{-1}$  [26]) для молекул  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  составляет  $\Delta\nu_{is} \approx 0.604 \text{ см}^{-1}$  [26]. Из-за малой величины изотопического сдвига и сравнительно большой ширины (около  $20 \text{ см}^{-1}$ ) полосы ИК поглощения молекул при комнатной температуре [2, 27] реализовать изотопно-селективную ИК диссоциацию молекул  $\text{UF}_6$  возможно лишь при низкой температуре газа, когда полосы ИК поглощения молекул  $\text{UF}_6$  с разной изотопической модификацией значительно уже [1, 2, 27].

Для выполнения проектов по МЛРИ урана методом изотопно-селективной ИК многофотонной диссоциации (МФД) молекул  $\text{UF}_6$  были разработаны два источника перестраиваемого по частоте излучения в области 16 мкм. Это – оптически накачиваемый мощным излучением  $\text{CO}_2$ -лазера молекулярный  $\text{CF}_4$ -лазер [28, 29] и источник излучения, основанный на смещении частоты излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в область 16 мкм за счет стимулированного комбинационного (рамановского) рассеяния света на вращательных переходах молекул пара-водорода, – пара- $\text{H}_2$ -лазер [30, 31]. По многим параметрам эти лазеры удовлетворяют требованиям, которые предъявляются к работе на крупномасштабных установках [2]. Однако существенными недостатками как  $\text{CF}_4$ -лазера, так и пара- $\text{H}_2$ -лазера применительно к разделению изотопов урана являются дискретность перестройки частоты излучения указанных лазеров и отсутствие сильных и перестраиваемых линий генерации в обла-

<sup>1)</sup>e-mail: gmakarov@isan.troitsk.ru

сти Q-ветви колебания  $\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  (в области  $628.32\text{ см}^{-1}$  [26]).

В качестве возможного подхода к МЛРИ урана рассматривается метод изотопно-селективного возбуждения состояния  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  ( $\approx 1877.5\text{ см}^{-1}$  [32]), в котором изотопический сдвиг составляет около  $1.81\text{ см}^{-1}$  [26], излучением СО-лазера [33–36]. В этом подходе использовалась химическая реакция колебательно-возбужденных молекул  $\text{UF}_6$  с молекулами  $\text{HCl}$  [33, 34]. Разделение изотопов урана происходит за счет различия в скоростях реакции колебательно-возбужденных и невозбужденных молекул  $\text{UF}_6$  с молекулами  $\text{HCl}$ . Для этого подхода создаются мощные СО-лазеры [35, 36], генерирующие в области  $5.3\text{ мкм}$ , которые планируется использовать для возбуждения молекул  $^{235}\text{UF}_6$ . Однако эффективное возбуждение состояний  $3\nu_3$  молекул  $\text{UF}_6$  ИК излучением с длиной волны  $\approx 5.3\text{ мкм}$  проблематично из-за слабого поглощения молекул  $\text{UF}_6$  на колебательном переходе  $0\nu_3 \rightarrow 3\nu_3$ . Интегральное поглощение оберточной полосы  $0\nu_3 \rightarrow 3\nu_3$  молекул  $\text{UF}_6$  более чем на четыре порядка (примерно в  $1.8 \times 10^4$  раз) меньше интегрального поглощения основной полосы  $0\nu_3 \rightarrow 1\nu_3$   $\text{UF}_6$  [32]. Поэтому поиск альтернативных схем изотопно-селективного возбуждения и диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$  представляется весьма важным и актуальным. В данной работе предлагается новый метод для реализации эффективной изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$ .

**2. Основы метода.** Предлагаемый метод основан на использовании процесса резонансного трех- или двухфотонного возбуждения молекул  $^{235}\text{UF}_6$  в колебательные состояния  $3\nu_3$  или  $2\nu_3$  бихроматическим ИК излучением двух импульсных  $\text{CF}_4$ - или пара- $\text{H}_2$ -лазеров [18, 19] и облучения возбужденных молекул  $^{235}\text{UF}_6$  с резонансно поглощающим излучением этих лазеров сенсibilизатором – молекулами  $\text{SF}_6$  [16, 17, 23]. Кроме того, возбуждение молекул предлагается проводить в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения, формирующегося перед твердой поверхностью при падении на нее интенсивного сверхзвукового газодинамически охлажденного молекулярного потока [1, 2, 24, 25].

В работах [37, 38] было показано, что за счет резонансного двух- [37] и трехчастотного [38] возбуждения молекул  $\text{SF}_6$ , охлажденных в газодинамической струе, импульсами излучения  $\text{CO}_2$ -лазера можно эффективно заселять высокие колебательные состояния  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $\text{SF}_6$ . А в недавних работах [16, 23] продемонстрирована возможность сильного

увеличения выхода диссоциации молекул  $\text{CF}_2\text{HCl}$  при их облучении в скачке уплотнения с резонансно поглощающим излучением лазера сенсibilизатором – молекулами  $\text{CF}_3\text{Br}$ . Установлено, что указанные выше процессы применимы также к другим молекулам [16, 23, 37], включая молекулы  $\text{UF}_6$ . Именно эти процессы и положены в основу предлагаемого нами метода, реализуемого в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения.

Для формирования молекулярного потока предполагается использовать смесь молекул  $\text{UF}_6/\text{SF}_6/\text{CH}_4$  при соотношении давлений примерно  $1/3/10$  [39]. Молекулы  $\text{SF}_6$  используются как сенсibilизаторы, а молекулы  $\text{CH}_4$  – как акцепторы атомов фтора, образующихся при диссоциации молекул  $\text{UF}_6$  и  $\text{SF}_6$ . При указанном соотношении давлений используемых газов колебательная температура молекул  $\text{UF}_6$  (а также молекул  $\text{SF}_6$ ) в падающем на поверхность потоке, а также в скачке уплотнения будет составлять  $T_{\text{vib}} \leq 100\text{ К}$  [27, 39]. При такой колебательной температуре заселенность основного колебательного состояния молекул  $\text{UF}_6$  составляет около 50 % [2, 27], и молекулы  $\text{UF}_6$  имеют сравнительно узкие ( $\approx 7\text{--}8\text{ см}^{-1}$  на полувысоте) полосы ИК поглощения [39].

Используемые в качестве сенсibilизатора молекулы  $\text{SF}_6$  резонансно возбуждаются теми же лазерными импульсами, что и молекулы  $^{235}\text{UF}_6$ . Частота колебания моды  $\nu_4$  молекул  $\text{SF}_6$  ( $\approx 615\text{ см}^{-1}$  [40, 41]) находится в очень хорошем резонансе с высоколежащими переходами колебательно-возбужденных молекул  $^{235}\text{UF}_6$ . Это обеспечивает эффективную передачу энергии от возбужденных  $\text{CF}_4$ - или пара- $\text{H}_2$ -лазерами молекул  $\text{SF}_6$  к колебательно возбужденным молекулам  $^{235}\text{UF}_6$ . В результате реализуется эффективная изотопно-селективная диссоциация молекул  $^{235}\text{UF}_6$  за счет радиационных и столкновительных процессов возбуждения [16, 17, 23].

Отметим, что молекулы  $\text{SF}_6$  в качестве сенсibilизаторов для возбуждения и диссоциации молекул  $\text{UF}_6$  использовались во многих работах (см., например, работы [2, 42] и приведенные там ссылки). Однако в них молекулы  $\text{SF}_6$  использовались для предварительного накопления колебательной энергии в результате их возбуждения импульсным излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. Молекулы  $\text{SF}_6$  имеют интенсивную полосу поглощения в области  $10.6\text{ мкм}$  (колебание  $\nu_3$ , частота  $\approx 948\text{ см}^{-1}$  [43]). В последующем запасенная молекулами  $\text{SF}_6$  энергия через моды  $\nu_4$ , резонансную с модой  $\nu_3$  молекул  $\text{UF}_6$ , передавалась последним, что приводило к их возбуждению и диссоциации [2, 42].

В отличие от этого, в предлагаемом нами методе молекулы сенсбилизатора и молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  должны возбуждаться резонансным излучением  $\text{CF}_4$ - или пара- $\text{H}_2$ -лазеров одновременно, что приводит к существенному увеличению эффективности диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$  [16, 17, 23]. Поскольку энергия диссоциации молекул  $\text{UF}_6$  ( $\approx 68$  ккал/моль [44]) намного меньше энергии диссоциации молекул  $\text{SF}_6$  ( $\approx 92$  ккал/моль [45]), в процессе облучения смеси диссоциация молекул  $\text{UF}_6$  будет происходить при значительно меньшей колебательной температуре, чем диссоциация молекул  $\text{SF}_6$ . В результате, при небольшой плотности энергии возбуждающего лазерного излучения ( $\Phi \leq 1.5\text{--}2$  Дж/см<sup>2</sup>) могут реализоваться условия, когда молекулы  $\text{UF}_6$  будут диссоциировать, в то время как молекулы  $\text{SF}_6$  не будут подвергаться диссоциации [16, 17, 23].

В газодинамически охлажденном молекулярном потоке для поступательной, вращательной и колебательной температур многоатомных молекул реализуются [46] условия:  $T_{1,\text{tr}} \leq T_{1,\text{rot}} \leq T_{1,\text{vib}}$ . В скачке уплотнения [47], из-за разницы в скоростях поступательной, вращательной и колебательной релаксаций [48], реализуются обратные неравновесные условия, а именно:  $T_{2,\text{tr}} \geq T_{2,\text{rot}} \geq T_{2,\text{vib}}$  [1, 2, 24]. Числами 1 и 2 в нижних индексах обозначены температуры молекул соответственно в падающем потоке и в скачке уплотнения. При этом из-за большого времени колебательно-поступательной релаксации молекул (например, для  $\text{SF}_6$   $\tau_{\text{v-T}} \approx 150$  мкс · торр [49], для  $\text{UF}_6$   $\tau_{\text{v-T}} \approx 32$  мкс · торр [50]), колебательная температура молекул в скачке уплотнения в случае использования импульсного потока разреженного газа может практически не отличаться от колебательной температуры молекул в падающем потоке ( $T_{2,\text{vib}} \approx T_{1,\text{vib}}$ ), в то время как поступательная и вращательная температуры молекул в скачке уплотнения значительно выше, чем в невозмущенном потоке:  $T_{2,\text{tr}} > T_{1,\text{tr}}$  и  $T_{2,\text{rot}} > T_{1,\text{rot}}$ . Таким образом, в скачке уплотнения создаются новые неравновесные условия, которые характеризуются тем, что колебательная температура молекул существенно меньше поступательной и вращательной температур.

Для резонансного возбуждения колебательных состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  излучением двух импульсных ИК лазеров необходимо [51], чтобы выполнялись соответственно следующие соотношения между частотами  $\nu_{1L}$  и  $\nu_{2L}$  излучения используемых лазеров и частотой  $\nu_3$  возбуждаемого колебания молекул  $^{235}\text{UF}_6$ :

$$\nu_{1L} + \nu_{2L} = 2\nu_3, \quad (1)$$

$$2\nu_{1L} + \nu_{2L} = 3\nu_3. \quad (2)$$

С использованием двух или трех лазеров, имеющих разные частоты излучения, сравнительно легко обеспечить резонансные условия для возбуждения высоких колебательных уровней молекул. Особенно просто это реализовать в условиях, когда используются лазеры высокого давления с плавной перестройкой частоты излучения. Необходимым условием для реализации таких экспериментов является точное знание частот (энергий) высоких колебательных уровней исследуемых молекул. Для молекул  $\text{SF}_6$  [52] и  $\text{UF}_6$  [53] такие данные были получены исследователями Лос-Аламосской научной лаборатории в ходе выполнения проектов по молекулярному лазерному разделению изотопов урана.

Преимущества процесса облучения молекул  $^{235}\text{UF}_6$  с резонансно поглощающим излучением лазера сенсбилизатором  $\text{SF}_6$  для увеличения эффективности их диссоциации поясняются рис. 1. На

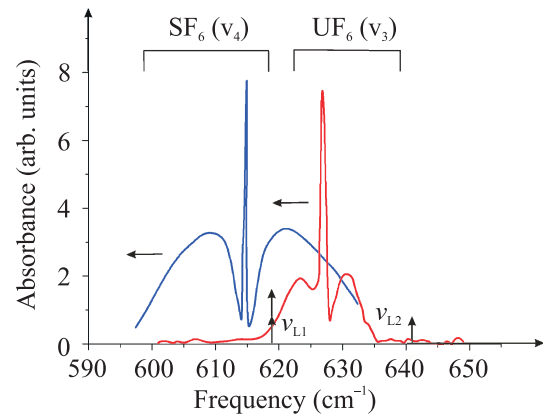


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полоса ИК поглощения колебания  $\nu_4$  молекул  $\text{SF}_6$  при температуре  $T = 213$  К [54] и полоса ИК поглощения колебания  $\nu_3$  молекул  $\text{UF}_6$ , охлажденных в сверхзвуковой газодинамической струе в смеси с аргоном при температуре  $T \leq 130$  К [39]. Вертикальными стрелками показаны частотные положения линий генерации  $\text{CF}_4$ -лазера, на которых предполагается возбуждать молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  в состояние  $3\nu_3$   $F_1$  ( $1877.41$  см<sup>-1</sup>). Горизонтальными стрелками показано направление смещения полос поглощения молекул  $\text{UF}_6$  и  $\text{SF}_6$  в низкочастотную область при их колебательном возбуждении

нем показаны полоса ИК поглощения колебания  $\nu_4$  (частота  $615$  см<sup>-1</sup> [41, 54]) резонансно поглощающих излучение  $\text{CF}_4$ -лазера молекул  $\text{SF}_6$  при температуре  $T = 213$  К [54] и полоса ИК поглощения колебания  $\nu_3$  ( $\approx 627.72$  см<sup>-1</sup> [26]) молекул  $\text{UF}_6$ , охлажденных в сверхзвуковой газодинамической струе в смеси с аргоном при температуре  $T \leq 130$  К [39]. На рисунке 1 вертикальными стрелками показаны также

частотные положения линий генерации  $\text{CF}_4$ -лазера (частоты –  $618.2\text{ см}^{-1}$  и  $640.9\text{ см}^{-1}$ ), на которых предполагается возбуждать молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  в состояние  $3\nu_3 F_1$  ( $1877.41\text{ см}^{-1}$ ) (см. ниже). Горизонтальными стрелками показано направление смещения полос поглощения молекул  $\text{UF}_6$  и  $\text{SF}_6$  в низкочастотную область при их колебательном возбуждении.

Резонансное возбуждение молекул  $^{235}\text{UF}_6$  в колебательные состояния  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  бихроматическим лазерным ИК излучением приводит из-за ангармонизма колебаний к смещению их полос ИК поглощения в низкочастотную область, совпадающую с полосой ИК поглощения колебания  $\nu_4$  молекул  $\text{SF}_6$ . В результате этого для колебательно-возбужденных молекул  $^{235}\text{UF}_6$  и молекул  $\text{SF}_6$  реализуется процесс эффективного резонансного радиационно-столкновительного возбуждения молекул [16, 17, 23, 42]. Возбужденные лазером молекулы  $\text{SF}_6$  за счет процесса колебательно-колебательного  $V-V$  обмена энергией передают поглощенную энергию молекулам  $^{235}\text{UF}_6$ , приводя к увеличению их выхода диссоциации. Поскольку процесс  $V-V$  обмена энергией между молекулами происходит в условиях малых частотных отстроек между колебательными переходами молекул  $\text{SF}_6$  и  $\text{UF}_6$ , передача энергии между молекулами очень эффективна [42, 55]. Этому способствуют также сравнительно большая плотность частиц в скачке уплотнения [ $\approx (5-7) \times 10^{16}$  [23, 24]] и высокая колебательная и вращательная температуры молекул ( $\geq 550\text{ K}$  [23, 24]).

**3. Схемы и параметры резонансного возбуждения состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$ .** Состояния  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  нами вычислялись с учетом изотопического сдвига в полосе поглощения колебания  $\nu_3$  для  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  ( $\Delta\nu_{is} = 0.604\text{ см}^{-1}$  [26]). В состоянии  $2\nu_3$  изотопическое смещение считалось равным  $1.21\text{ см}^{-1}$ , а в состоянии  $3\nu_3$  –  $1.81\text{ см}^{-1}$ . Уровни энергии  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  смещались в сторону более высоких энергий на указанные величины. С использованием двух ИК лазеров можно осуществить эффективное изотопно-селективное возбуждение колебательных состояний как  $2\nu_3$ , так и  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  [18, 19]. Мы рассмотрим возбуждение только тех состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$ , через которые возможно резонансное возбуждение молекул теми же лазерными импульсами в более высокие колебательные состояния  $4\nu_3$  и  $6\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$ .

На рисунке 2а приведена схема возбуждения колебательного состояния  $3\nu_3 F_1$  молекул

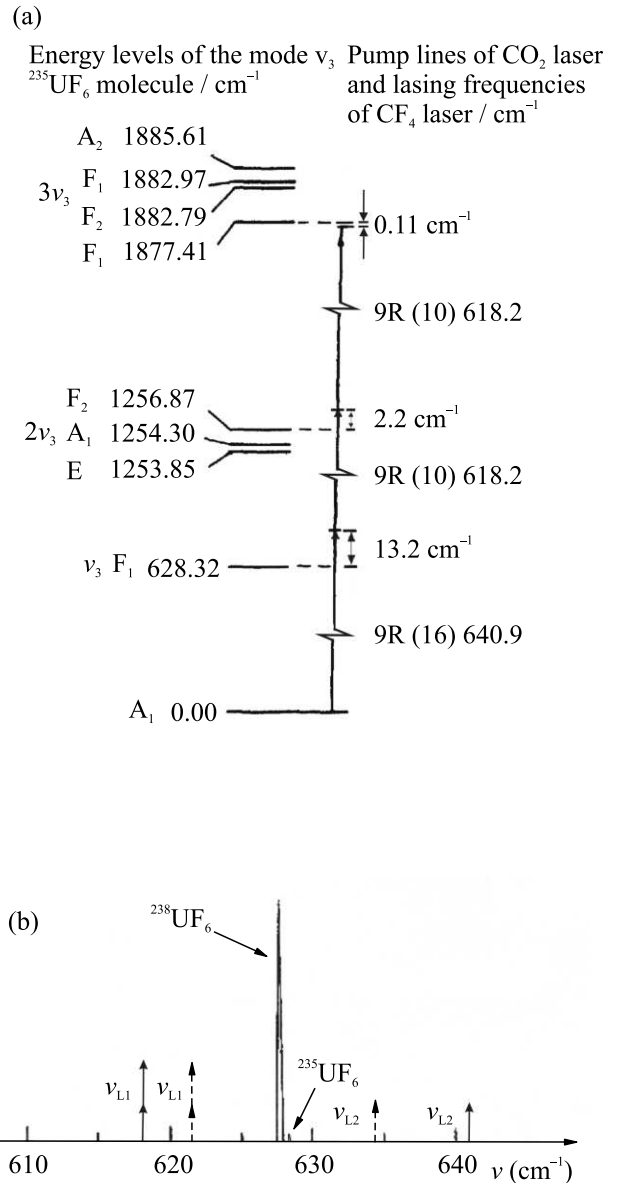


Рис. 2. (а) – Схема резонансного трехфотонного бихроматического возбуждения колебательного состояния  $3\nu_3 F_1$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  ( $1877.41\text{ см}^{-1}$  [53]) излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров. (б) – Частотное положение линий генерации  $\text{CF}_4$ -лазеров для возбуждения состояния  $3\nu_3 F_1$   $^{235}\text{UF}_6$  (сплошные стрелки) относительно Q-ветвей колебания  $\nu_3$  молекул  $^{238}\text{UF}_6$  и  $^{235}\text{UF}_6$  в газодинамически охлажденном молекулярном потоке при температуре  $T \leq 50-70\text{ K}$  [27]. Частотное положение линий генерации пара- $\text{H}_2$ -лазеров для возбуждения состояния  $3\nu_3 F_1$   $^{235}\text{UF}_6$  показано пунктирными стрелками

$^{235}\text{UF}_6$  ( $1877.41\text{ см}^{-1}$  [53]) излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров, работающих соответственно на частотах  $\nu_{L1} \approx 618.2\text{ см}^{-1}$  и  $\nu_{L2} \approx 640.9\text{ см}^{-1}$ . Трехфотонное бихроматическое возбуждение указанного уровня

**Таблица 1.** Схемы резонансного двух-фотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний  $2\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  ИК излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров (схемы 1 и 2) и двух пара- $\text{H}_2$ -лазеров (схемы 3 и 4). При стимулированном комбинационном рассеянии на вращательных уровнях пара-водорода частота генерации  $\text{CO}_2$ -лазера уменьшается на величину  $354.33 \text{ см}^{-1}$  [30]

Схема	Возбуждаемое состояние и его частота, $\text{см}^{-1}$	Частота $\text{CF}_4$ -/пара- $\text{H}_2$ -лазера $\nu_{L1}$ , $\text{см}^{-1}$	Линия и частота $\text{CO}_2$ -лазера-1 накачки, $\text{см}^{-1}$	Частота $\text{CF}_4$ -/пара- $\text{H}_2$ -лазера $\nu_{L2}$ , $\text{см}^{-1}$	Линия и частота $\text{CO}_2$ -лазера-2 накачки, $\text{см}^{-1}$	Частотная отстройка в конечном состоянии $2\nu_3$ , $\Delta\nu_{\text{fin}} = 2\nu_3 - (\nu_{L1} + \nu_{L2})$ , $\text{см}^{-1}$	Частотные отстройки в ближайшие резонансные состояния $4\nu_3$ , $\text{см}^{-1}$
1	$2\nu_3 \text{ A}_1$ (1254.30)	612.2	9R (14), 1074.65	642.4	9P (4), 1060.57	-0.30	+0.09 - $\text{A}_1$ -0.18 - $\text{E}$
2	$2\nu_3 \text{ F}_2$ (1256.87)	615.1	9R (12), 1073.28	641.9	9R (18), 1077.30	-0.13	-0.16 - $\text{F}_2$
3	$2\nu_3 \text{ E}$ (1254.05)	621.63	10R (20), 975.93	632.27	10R (38), 986.57	+0.15	-0.51 - $\text{A}_1$
4	$2\nu_3 \text{ E}$ (1254.05)	622.91	10R (22), 977.21	631.19	10R (36), 985.49	-0.05	-0.12 - $\text{A}_1$

**Таблица 2.** Схемы резонансного бихроматического возбуждения колебательных состояний  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  ИК излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров (схемы 1 и 2) и двух пара- $\text{H}_2$ -лазеров (схемы 3 и 4)

Схема	Возбуждаемое состояние и его частота, $\text{см}^{-1}$	Частота $\text{CF}_4$ -/пара- $\text{H}_2$ -лазера $\nu_{L1}$ , $\text{см}^{-1}$	Линия и частота $\text{CO}_2$ -лазера-1 накачки, $\text{см}^{-1}$	Частота $\text{CF}_4$ -/пара- $\text{H}_2$ -лазера $\nu_{L2}$ , $\text{см}^{-1}$	Линия и частота $\text{CO}_2$ -лазера-2 накачки, $\text{см}^{-1}$	Частотная отстройка в конечном состоянии $3\nu_3$ , $\Delta\nu_{\text{fin}} = 3\nu_3 - (2\nu_{L1} + \nu_{L2})$ , $\text{см}^{-1}$	Частотные отстройки в ближайшие резонансные состояния $6\nu_3$ , $\text{см}^{-1}$
1	$3\nu_3 \text{ F}_1$ (1877.41)	$618.2 \times 2$	9R (10), 1071.90	640.9	9R (16), 1075.99	+0.11	-0.06 - $\text{A}_1$ -0.16 - $\text{E}$
2	$3\nu_3 \text{ F}_2$ (1882.78)	$615.1 \times 2$	9R (12), 1073.28	652.2	9P (10), 1055.63	+0.38	+0.12 - $\text{A}_1$
3	$3\nu_3 \text{ F}_1$ (1877.41)	$621.60 \times 2$	10R (20), 975.93	634.32	10R (42), 988.65	-0.11	-0.5 - $\text{A}_1$
4	$3\nu_3 \text{ F}_2$ (1882.79)	$631.16 \times 2$	10R (36), 985.49	620.29	10R (18), 974.62	+0.18	-0.3 - $\text{A}_1$

$3\nu_3 \text{ F}_1$  реализуется с отстройкой по конечному состоянию  $\Delta\nu_{\text{fin}} \approx 0.11 \text{ см}^{-1}$  ( $2\nu_{L1} + \nu_{L2} = 1877.3 \text{ см}^{-1}$ ). На рисунке 2b показано (сплошными стрелками) для данного конкретного примера частотное положение линий генерации  $\text{CF}_4$ -лазеров относительно Q-ветвей колебания  $\nu_3$  молекул  $^{238}\text{UF}_6$  и  $^{235}\text{UF}_6$  в газодинамически охлажденном молекулярном потоке при температуре  $T \leq 50-70 \text{ K}$  [27]. Частотное положение линий генерации пара- $\text{H}_2$ -лазеров для возбуждения состояния  $3\nu_3 \text{ F}_1$   $^{235}\text{UF}_6$  показано пунктирными стрелками. Отметим, что при выборе схем для резонансного возбуждения молекул нами учитывались только наиболее интенсивные линии излучения  $\text{CF}_4$ -лазеров [56], а также пара- $\text{H}_2$ -лазеров. Частоты генерации лазеров ни в

отдельности, ни попарно не находятся в резонансе с низколежащими переходами молекул  $\text{UF}_6$ .

В таблице 1 приведены предлагаемые нами возможные схемы резонансного двухфотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний  $2\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  ИК излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров и двух пара- $\text{H}_2$ -лазеров, а в табл. 2 – схемы резонансного трехфотонного бихроматического возбуждения колебательных состояний  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  ИК излучением двух  $\text{CF}_4$ -лазеров и двух пара- $\text{H}_2$ -лазеров. Как видно из табл. 1 и 2, при использовании обоих типов лазеров можно осуществить резонансное возбуждение состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  с небольшой частотной отстройкой по конечному состоянию, что способствует достижению высокой селективности процесса

возбуждения молекул  $^{235}\text{UF}_6$ . Для всех приведенных в табл. 1 и 2 схем возбуждения состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  реализуется возможность резонансного заселения теми же лазерными импульсами состояний  $4\nu_3$  и  $6\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$ . Реализация такой возможности является полезным фактором, поскольку при этом происходит [57] более эффективное возбуждение молекул в высокие колебательные состояния и последующая их диссоциация. Условия для оптимального изотопно-селективного заселения состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  обсуждаются в работе [19].

**4. Заключение.** Предложен метод увеличения эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул  $^{235}\text{UF}_6$  в неравновесных условиях скачка уплотнения, основанный на селективном возбуждении колебательных состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$   $^{235}\text{UF}_6$  бихроматическим излучением двух  $\text{CF}_4$ - или пара- $\text{H}_2$ -лазеров и использовании резонансно поглощающего излучение этих лазеров сенсбилизатора – молекул  $\text{SF}_6$ . Приведены схемы и параметры для резонансного двух- и трех-фотонного бихроматического возбуждения состояний  $2\nu_3$  и  $3\nu_3$  молекул  $^{235}\text{UF}_6$ , охлажденных в газодинамическом потоке до температуры  $T \leq 100$  К излучением указанных лазеров. Результаты работы могут найти практическое применение при использовании лазерной ИК диссоциации молекул для разделения изотопов.

Автор выражает глубокую благодарность А. Н. Петину за помощь в работе над рисунками.

1. Г. Н. Макаров, УФН **185**, 717 (2015).
2. Г. Н. Макаров, УФН **192** (2022), в печати; <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038942>.
3. J. W. Eerkens and J. Kim, *AIChE Journal* **56**, 2331 (2010).
4. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **97**, 82 (2013).
5. P. Mathi, V. Parthasarathy, A. K. Nayak, J. P. Mittal, and S. K. Sarkar, *Proc. Nat. Acad. Sci. India, Sect. A: Phys. Sci.*, **1** (2015), p. 1; DOI:10.1007/s40010-015-0249-6.
6. E. Ronander, H. J. Strydom, and R. L. Botha, *Pramana – Journal of Physics* **82**(1), 49 (2014).
7. C. D. Ferguson and J. Boureston, <https://www.iranwatch.org/sites/default/files/perspex-fwi-Laser.pdf>
8. K. A. Lyakhov and A. N. Pechen, *Appl. Phys. B* **126**(8), 141 (2020).
9. J. Guo, Y.-J. Li, J.-P. Ma, X. Tang, and X.-S. Liu, *Chem. Phys. Lett.* **773**, 138572 (2021).
10. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, Е. А. Рябов, *Квантовая электроника* **48**, 157 (2018).
11. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, А. Н. Петин, Е. А. Рябов, *ЖЭТФ* **154**, 287 (2018).
12. V. N. Likhman, G. N. Makarov, A. L. Malinovskii, A. N. Petin, D. G. Poydashev, and E. A. Ryabov, *Laser Phys.* **28**, 105703 (2018).
13. Г. Н. Макаров, УФН **190**, 264 (2020).
14. В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Д. Г. Пойдашев, Е. А. Рябов, *ЖЭТФ* **155**, 216 (2019).
15. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **111**, 361 (2020).
16. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **112**, 226 (2020).
17. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, *ЖЭТФ* **159**, 281 (2021).
18. Г. Н. Макаров, *Квантовая электроника* **51**, 643 (2021).
19. Г. Н. Макаров, *ЖЭТФ* **160**, 786 (2021).
20. <http://www.silex.com.au>.
21. SILEX Process, [www.chemeurope.com/en/encyclopedia/Silex\\_Process.html](http://www.chemeurope.com/en/encyclopedia/Silex_Process.html).
22. SILEX Uranium Enrichment, SILEX Annual Report 2019, <http://www.silex.com.au>.
23. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **115**, 292 (2022).
24. Г. Н. Макаров, УФН **173**, 913 (2003).
25. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, *Квантовая электроника* **46**, 248 (2016).
26. J. P. Aldridge, E. G. Brock, H. Filip et al. (Collaboration), *J. Chem. Phys.* **83**, 34 (1985).
27. R. J. Jensen, P. Judd O'Dean, and J. A. Sullivan, *Los Alamos Science* **4**, 2 (1982).
28. J. J. Tjee and C. Wittig, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 420 (1977).
29. J. J. Tjee, T. A. Fischer, and C. Wittig, *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 958 (1979).
30. R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **12**, 732 (1976).
31. W. R. Trutna and R. L. Byer, *Appl. Opt.* **19**, 301 (1980).
32. G. A. Laguna, K. C. Kim, C. W. Patterson, M. J. Rausfeld, and D. M. Seitz, *Chem. Phys. Lett.* **75**, 357 (1980).
33. J. W. Eerkens, R. P. Griot, J. H. Hardin, and R. G. Smith, in *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest*, Optical Society of America (1986); <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-1986-TUI4>.
34. B.-y. Xu, Y. Liu, W.-b. Dong, Ch.-f. Zheng, Y.-y. Zhao, G.-yh. Wang, and H.-sh. Qian, *INIS (International Nuclear Information System)* **21** (20), 1990; [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:21077879](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:21077879).
35. O. V. Budilova, A. A. Ionin, I. O. Kinyaevskiy, Yu. M. Klimachev, A. A. Kotkov, and A. Yu. Kozlov, *Opt. Commun.* **345**, 163 (2015).

36. I. Y. Varanov and A. V. Koptev, Proc. SPIE **7915**, 7915F (2011); <https://doi.org/10.1117/12871578>.
37. С. С. Алимпов, С. М. Никифоров, Б. Г. Сартаков, Э. М. Хохлов, А. Л. Штарков, Квантовая электроника **12**, 434 (1985).
38. V. M. Apatin, V. N. Lohman, and G. N. Makarov, Laser Chem. **5**(4), 231 (1985).
39. Y. Okada, S. Tanimura, H. Okamura, A. Suda, Y. Tashiro, and R. Takeuchi, J. Mol. Struct. **410–411**, 299 (1997).
40. W. B. Person and K. C. Kim, J. Chem. Phys. **69**, 1764 (1978).
41. K. C. Kim, W. B. Person, D. Seitz, and B. J. Krohn, J. Mol. Spectrosc. **76**, 322 (1979).
42. R. S. Karve, S. K. Sarkar, K. V. S. Rama Rao, and J. P. Mittal, Appl. Phys. B **53**, 108 (1991).
43. K. Kim, R. S. McDowell, and W. T. King, J. Chem. Phys. **73**, 36 (1980).
44. D. Hildenbrand, J. Chem. Phys. **66**, 4478 (1977).
45. S. W. Benson, Chem. Rev. **78**, 23 (1978).
46. J. B. Anderson, *Molecular beams from nozzle sources*, in *Gasdynamics, Molecular Beams and Low Density Gasdynamics*, ed. by P. P. Wegener, Marcel Dekker, N.Y. (1974).
47. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
48. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов, *Релаксационные процессы в ударных волнах*, Наука, М. (1965).
49. J. I. Steinfeld, I. Burak, D. G. Sutton, and A. V. Nowak, J. Chem. Phys. **52**, 5421 (1970).
50. H. E. Bass, F. D. Shields, W. D. Breshears, and L. B. Asprey, J. Chem. Phys. **67**, 1136 (1977).
51. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, Наука, М. (1975).
52. C. W. Patterson, B. J. Krohn, and S. N. Pine, Opt. Lett. **6**, 39 (1981).
53. B. J. Krohn, R. S. McDowell, C. W. Patterson, N. G. Nereson, M. J. Raisfield, and K. C. Kim, J. Mol. Spectrosc. **132**, 285 (1988).
54. V. Boudon, G. Pierre, and H. Burger, J. Mol. Spectr. **205**, 304 (2001).
55. B. H. Mahan, J. Chem. Phys. **46**, 98 (1967).
56. R. S. McDowell, C. W. Patterson, C. R. Jones, M. I. Buchwald, and J. M. Telle, Opt. Lett. **4**, 274 (1979).
57. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, *Оптика и спектроскопия* **63**, 762 (1987).