

*Science and Global Security*, 2016, Volume 24, No. 2, pp. 68–91  
Supplementary Material  
A Proliferation Assessment of Third Generation Laser Uranium Enrichment Technology  
Ryan Snyder

## **ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ**

### **ОЦЕНКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ОБОГАЩЕНИЯ УРАНА ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ**

**Райан Снайдер**

**Программа науки и всеобщей безопасности Принстонского университета,  
Принстон, Нью-Джерси, США.**

## РАЗДЕЛ А:

### ВОЗМОЖНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ОБОГАЩЕНИЯ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Для того, чтобы любой лазер оказался полезным для технологии лазерного обогащения третьего поколения, он должен излучать на длине волны либо 16 мкм, либо 5,3 мкм. Однако, есть и другие рабочие характеристики, которые следует рассмотреть при оценке эффективности некоторых лазерных систем, а также определить, насколько могут быть доступны определенные модификации этих систем, чтобы сделать эти системы полезными. К этим характеристикам относятся: частота повторения лазерных импульсов, ширина линии излучаемых импульсов, простота настройки центрального пика излучаемого импульса на желательную частоту, длительность импульса, и плотность потока энергии в каждом импульсе. Хотя у различных систем могут быть определенные проблемы в достижении того, что считается идеальным для обогащения урана, некоторый уровень обогащения возможен даже тогда, когда достигнуты не все идеальные рабочие характеристики, и каскадирование для получения ВОУ, обогащенного до 90 процентов, может все еще оставаться желательным, если приобретение большего числа лазеров, затрата больших средств, использование большего пространства, или наличие большего времени, будет возможно и приемлемо для страны, стремящейся получить ядерное оружие.

#### Лазер с поперечной накачкой газового потока при атмосферном давлении на углекислом газе (TEA CO<sub>2</sub>) с рамановским сдвигом на 16 мкм

Часто предполагают, что в системе SILEX будет использоваться лазер с поперечной накачкой газового потока при атмосферном давлении на углекислом газе (TEA CO<sub>2</sub>) с рамановским сдвигом. Такие лазеры работают с приложением импульсного радиочастотного разряда поперек трубки резонатора, содержащей углекислый газ под давлением не менее 1 атм, но более вероятно, что для успешной работы системы SILEX необходимо более высокое давление (около 5 – 8 атм). Однако, необходимо понять, какое оборудование и рабочие характеристики требуются для генерации импульсов примерно в 10 мДж (смотрите раздел «Рабочие характеристики лазера» в главном тексте статьи), которые позволяют обеспечить высокую селективность (узкую ширину линии лазера) на точно настроенной длине волны: 15,916 мкм для моды  $\nu_3$  <sup>235</sup>UF<sub>6</sub>, всего лишь немного отличающейся от 15,931 мкм для <sup>238</sup>UF<sub>6</sub>. Учитывая, что колебательные и вращательные моды молекулы CO<sub>2</sub> излучают в области 9–11 мкм, лазерное излучение следует сдвинуть к линии  $\nu_3$  <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> посредством рамановского рассеяния.

#### Рамановский сдвиг

Рамановское рассеяние определяется как неупругое рассеяние фотонов, и поэтому оно включает в себя либо передачу энергии (стоксова волна), либо приобретение энергии (антистоксова волна). В системе SILEX для того, чтобы позволить генерацию излучения с длиной волны 15,916 мкм от лазера на углекислом газе, нужно создать стоксову волну. В этом случае рамановское рассеяние включает накачку газообразного пара-водорода ( $p$ -H<sub>2</sub>) в виртуальное состояние с распадом в возбужденное вращательное состояние  $S(0)$  при 354,33 см<sup>-1</sup>. При таком поглощенном кванте энергии необходима начальная длина волны накачки в 10,177 мкм, так, чтобы когда уровень  $S(0)$  остается возбужденным, излучалась (рассеивалась) длина волны, в точности равная 15,916 мкм<sup>1</sup>. Для отождествления рисков распространения вопрос состоит в том, как получается излучение стоксовой волны на 15,916 мкм.

Доля параводорода ( $p$ -H<sub>2</sub>, с противоположно направленными спинами) в ячейке рамановского сдвига с газообразным водородом будет тем выше, чем ниже температура. Ячейка, охлаждаемая жидким азотом (77 К) будет содержать больше параводорода, чем при комнатной температуре (300 К), а применение жидкого водорода (20 К) повысит эту долю еще больше. Компромисс состоит в том, что охлаждение до более низких температур обходится дороже, и, в меньшей степени, будет более сложным, но при высоких температурах потребуется большая пороговая мощность в импульсе, чтобы генерировать любое рамановски рассеянное излучение. После того, как достигнут требуемый порог, излучение может много раз проходить через ячейку рамановского сдвига, чтобы увеличить коэффициент усиления индуцированного излучения. W. R. Trutna and R. L. Byer<sup>2</sup> рассчитали, что коэффициент усиления  $\alpha$  для каждого прохода стоксовой волны

$P_{s0}$  через рамановскую ячейку сдвига (усиливаемой в соответствии с выражением  $P_s = P_{s0} \exp(\alpha)$ ) может быть выражен как

$$\alpha = \frac{4P_p G}{\lambda_p + \lambda_s} \tan^{-1} \left( \frac{L}{b} \right) \quad (1.1)$$

где  $P_p$  – мощность накачки,  $L$  – длина ячейки (равная 3,77 м в этом анализе),  $\lambda_p$  и  $\lambda_s$  – соответствующие длины волн накачки и Стокса, и  $b$  – конфокальный параметр, определяемый как

$$b = 2\pi\omega_{p0}^2 / \lambda_p \quad (1.2)$$

где  $\omega_{p0}^2$  – минимальный размер пятна накачки в фокусе (обычно называемый талией пучка).  $G$  – это коэффициент усиления стоксовой плоской волны при интенсивности накачки, задаваемое как

$$G = \frac{4\lambda_s^2 \Delta N}{n_s^2 \hbar \omega_p \Delta \omega_R} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \quad (1.3)$$

где  $\Delta N$  – плотность населенности,  $n_s$  – показатель преломления на стоксовой длине волны  $\lambda_s$ ,  $\omega_p$  – угловая частота накачки,  $\Delta \omega_R$  – ширина линии на половине высоты, и  $d\sigma/d\Omega$  – дифференциальное поперечное сечение рамановского рассеяния на состоянии параводорода  $S(0)$  фотонов накачки лазером  $\text{CO}_2$ . Использование излучения с круговой поляризацией увеличит сечение рамановского рассеяния на 50 процентов из-за подавления антистоксовского излучения<sup>3</sup>. Более полезное выражение для  $G$ , пропорциональное стоксовой частоте  $\omega_s \propto \lambda_s^{-1}$  имеет вид

$$G = \frac{2\omega_s \chi_R''}{n_s n_p c^2 \varepsilon_0} \quad (1.4)$$

где  $\chi_R''$  – резонансная рамановская восприимчивость (связанная с поперечным сечением), и  $n_s$  и  $n_p$  – показатели преломления на стоксовой частоте  $\omega_s$  и частоте накачки  $\omega_p$ .<sup>4</sup>

Если отражательная способность внутри ячейки рамановского сдвига равна  $R$ , то суммарный коэффициент после  $n$  проходов через ячейку равен

$$P_{s0}/P_s = R^n \exp \left[ \alpha (1 + R + R^2 + \dots + R^n) \right] = \exp(\alpha_n) \quad (1.5)$$

где

$$\alpha_n = n\alpha = \alpha \left( \frac{1 - R^n}{1 - R} \right) + \ln R \quad (1.6)$$

Чем выше будет  $R$  у зеркал, используемых в ячейке с многократными проходами, тем выше будет суммарный коэффициент усиления  $P_{s0}/P_s$  для излучаемой стоксовой волны.

Пороговая мощность накачки определяется как коэффициент усиления, требующийся для усиления спонтанной стоксовой мощности до уровня 1 кВт<sup>6</sup>, и первое опасение в отношении распространения заключается в том, что требуется сделать это возможным при температуре в 300 К. Здесь термин «спонтанное» относится к принципу неопределенности Гейзенберга,  $\Delta E \Delta t > \hbar$ . Модель Trutna and Byer's<sup>7</sup> использовалась для расчета рамановского коэффициента усиления, с параметром  $\alpha_n$  оказавшимся равным 44. Масштабируя коэффициент усиления (при давлении в ячейке, равном 3 атм)  $G = 0,5 \cdot 10^{-3}$  см/МВт для длины волны накачки 1,064 мкм в уравнении (1.4) (пропорциональный  $\lambda_s^{-1}$ ) к 10,6 мкм<sup>8</sup>, получаем  $G$  (3 атм) =  $3,4 \cdot 10^{-5}$  см/МВт. При мощности накачки  $P_p = 1$  МВт коэффициент усиления мощности за один проход в рамановской ячейке равен  $\alpha = 0,08$ . Для 25-проходной ячейки с 20 эффективными проходами<sup>9</sup> суммарный коэффициент усиления  $\alpha_n = 1,60$ /МВт. Мощность накачки для достижения порога ( $\alpha = 44$ ) тогда будет равна 27,5 МВт, или

1,9 Дж за 70 нс. Это следует рассматривать только как начальное требование к лазеру на углекислом газе без любых усовершенствований для достижения порогового выхода в 1 кВт на длине волны 15,916 мкм.

Эта мощность накачки может быть уменьшена в 1,6 раза от 27,5 МВт, если использовать зеркала с коэффициентом отражения  $R = 99$  процентов и 40 проходов (что соответствует 33 для  $R = 100$  процентов) в рамановской ячейке. Излучение с круговой поляризацией сократит требуемую мощность накачки в 1,5 раза, и охлаждение параводорода жидким азотом (77 К) позволит получить дополнительное уменьшение в 2,4 раза. Эти три метода позволят сократить требуемую мощность в 5,76 раза, или до умеренной мощности накачки в 4,7 МВт (0,3 Дж в импульсе 70 нс). Это можно будет интерпретировать следующим образом: если возможна минимальная пиковая 4,7 МВт в импульсе от лазера на углекислом газе, то будет получено излучение с рамановским сдвигом с мощностью по меньшей мере 1 кВт. Для того, чтобы получить импульс на длине волны 15,916 мкм с по крайней мере такой же мощностью, будет достаточно рамановского рассеяния импульса от лазера на углекислом газе длительностью 200 нс и энергией 1 Дж. Если длительность импульса будет превышать 200 нс, то лазеры на углекислом газе не будут подлежать экспортному контролю Группы поставщиков ядерного оборудования<sup>10</sup>, но такие лазеры с импульсами длиннее 200 нс все еще смогут обогащать уран в процессе SILEX, если энергия в импульсе будет увеличиваться так, чтобы пиковая мощность оставалась равной 4,7 МВт. Именно поэтому лазеры с короткими импульсами предпочтительнее: пиковую импульсную мощность легче получить. Сводка этих возможных корректировок и факторов, с помощью которых можно уменьшить пороговую мощность, приведены в таблице А-1.

**Таблица А-1.** Сводка корректировок рамановского рассеяния излучения лазера на углекислом газе, которые могут уменьшить пороговую пиковую мощность в импульсе, генерирующем излучение мощностью 1 кВт с рамановским сдвигом до 15,916 мкм. Коэффициенты уменьшения были получены сравнением с рамановской ячейкой при комнатной температуре (300 К). Эти корректировки не включают использование четырех волн, или затравочного лазера, с помощью которых пороговая пиковая мощность может стать еще меньше. Если рамановская ячейка будет охлаждаться жидким водородом (20 К), или в ней будет использоваться больше проходов, то пороговая мощность может быть еще меньше.

Корректировка рамановского рассеяния	Коэффициент уменьшения	Пороговая мощность (МВт)
Комнатная температура (300 К)	Не применимо	27,5
Охлаждение жидким азотом (77 К)	2,4	11,5
Зеркала с $R = 99\%$ с 40 проходами	1,6	17,2
Излучение с круговой поляризацией	1,5	18,3
<b>Все применимые корректировки</b>	<b>5,76</b>	<b>4,7</b>

Применение других методов рамановского сдвига, таких, как смешивание четырех волн с излучением лазера Nd:YAG с длиной волны 1,06 мкм<sup>12</sup>, или стокова затравочного лазера<sup>13</sup>, может потребовать даже еще меньшей пороговой мощности, также, как и охлаждение параводорода до 20 К жидким водородом. Это может повлиять на создание других лазерных систем с менее сложными конструкциями или менее обременительными комбинациями (мощность в импульсе менее 4,7 МВт), пригодными для обогащения в комплексе SILEX. Вопросами для страны, стремящейся к обладанию ядерным оружием, могут быть такими: какие лазеры известны ей, и насколько они доступны, учитывая ее знание того, как управлять требуемой мощностью накачки для генерации фотонов с длиной волны 15,916 мкм. Потенциальным серьезным опасением в будущем может стать возможность применения квантового каскадного лазера (смотрите в последующем разделе) на этой длине волны в качестве затравочного лазера, что может радикально понизить требуемую пороговую мощность накачки и существенно увеличить количество и типы лазеров для возможного использования в комплексе SILEX, так же, как и потенциальное количество ученых и инженеров, которых можно будет привлечь к проекту. Затравочный лазер может быть пригоден для упрощения усиления мощности, поскольку его начальная мощность для рамановской ячейки будет намного больше, чем мощность спонтанного излучения.

#### **Лазер на углекислом газе с поперечной накачкой газового потока при атмосферном давлении (ТЕА)**

Лазеры с поперечной накачкой газового потока при атмосферном давлении (ТЕА) при высоких давлениях обладают преимуществом перед другими системами, потому что их можно непрерывно настраивать

в широком диапазоне длин волн, и у них очень короткие времена нарастания и спада, что дает импульсы малой продолжительности. Кроме того, высокие давления позволяют получить большую мощность, но для превышения требуемого рамановского порога наиболее важна пиковая импульсная мощность, а не средняя мощность по длительному временному интервалу. Именно эта особенность представляется наиболее важным преимуществом перед другими лазерами, поскольку одной из обсуждаемых проблем лазеров ТЕА  $\text{CO}_2$  является малая частота повторения импульсов (около 1 кГц у коммерчески доступных лазеров, но, как сообщают, она может достигать 2 кГц<sup>14</sup>), что будет оставлять большую часть  $\text{UF}_6$  в потоке подачи сырья не облученным. Другие лазеры могут обеспечивать значительно большую частоту повторения импульсов, но они не способны достичь пиковой мощности, требующейся для рамановского рассеяния. Кроме того, хотя низкие частоты повторения создают проблему при желании снизить капитальные затраты в коммерческом проекте, они не создадут значительной технической проблемы для страны, стремящейся к обладанию ядерным оружием, способной смириться с высокими расходами на чередование импульсов от нескольких лазеров для увеличения скорости повторения. Доступны многочисленные методы для чередования импульсов от нескольких лазеров<sup>15</sup>, так же, как и недавно разработанные методы для одного лазера с устройствами чередования для увеличения частоты повторения в несколько раз<sup>16</sup>.

Однако, высокие рабочие давления (около 5–8 атм) приходят вместе с самой серьезной технической проблемой в эксплуатации SILEX, которая заключается в стабильности газа высокого давления при высокочастотных пульсациях<sup>17</sup>. Конструирование и изготовление камеры высокого давления потребует специальных программ, для поджигания разряда потребуются очень высокие напряжения (около 10 кВ/см в разрядном промежутке при атмосферном давлении), лазерная газовая смесь должна будет транспортироваться через резонатор для обеспечения высокой частоты повторения, а пиковые энергии внутри лазерного резонатора приводят к сравнительно короткому времени жизни полупрозрачного отражателя<sup>18</sup>. Автору представляется, что такие проблемы будут большим техническим препятствием, чем настройка или уменьшение ширины линии пучка, которые должны быть доступны любому, у кого есть опыт работы с лазерами и знания о дифракционных решетках, эталонах, пьезоэлектрических зеркалах, и многих других широко опубликованных и документированных методах. Некоторые из этих методов должны быть использованы для задания точной длины волны до рамановского рассеяния, поскольку выходное излучение лазера высокого давления ТЕА, вероятно, потребует настройки излучаемой им длины волны<sup>19</sup>. Высокие давления облегчают этот процесс благодаря перекрытию расширенных под действием давления переходов в четырех диапазонах (10P, 10R, 9P, и 9R) в области длин волн между 9,2 и 10,8 мкм<sup>20</sup>.

Для коммерчески доступных лазеров ТЕА  $\text{CO}_2$  рекламируются частоты повторения в 1 кГц, но они могут разрабатываться и коммерчески продаваться и для более высоких частот. Сообщается также, что камера резонатора очень стабильна, и она не требует никакой корректировки после первоначального выравнивания, что смягчает наиболее серьезное, по мнению автора, техническое требование. Поставщик сообщил автору, что цена одного из коммерчески доступных лазеров ТЕА  $\text{CO}_2$  с частотой повторения 1–2 кГц лежит в интервале от 200 до 250 тысяч долларов США. Для лазера с частотой повторения 500 Гц цена, вероятно, все еще будет превышать 100 тысяч долларов США. Энергии и длительности импульсов этих лазеров позволяют превысить пороговую мощность накачки для рамановского рассеяния при условии применения широко известных и доступных методов.

Если возможны частоты повторения в 2 кГц, предположив наилучшие характеристики, заявленные в 1991 году в открытой печати<sup>21</sup>, и если доли  $^{235}\text{UF}_6$ , уже димеризованные вдоль сечений расширяющейся свободной струи, не будут неприемлемо высоки до облучения лазером, то три отражения от зеркал увеличат частоту в 2 кГц до 8 кГц. Добавление еще трех лазеров с чередующимися импульсами обеспечат частоту повторения импульсов в 32 кГц, что превышает частоту в 30 кГц, необходимую для облучения всего урана. Такая схема, вероятно, потребует установить несколько телескопов пучка (две вогнутых линзы) для того, чтобы поддерживать желательный уровень коллимации вдоль глубины одного потока продукта в каскаде «три вверх, два вниз» для обогащения урана до 90%  $\text{VOU}$  (смотрите раздел С этого сетевого приложения, рисунок С.1). Для только трех таких потоков понадобится 12 лазеров, коммерчески доступных сегодня. При цене в 250 тысяч долларов США за лазер, общая стоимость лазеров будет равна 3 миллион долларов США. Если приемлемо потратить вдвое больше времени для работы каскада для обогащения урана до 90%  $\text{VOU}$ , для получения такого же количества урана понадобится только 6 таких лазеров. Если образование димеров в некоторых облученных участках свободной струи будет слишком велико, то можно будет добавить больше лазеров, или, может быть, можно будет сконструировать сопло с более длинной

горловиной, чтобы подавить формирование димеров.

Существует много веб-сайтов, на которых достаточно подробно описывается, как построить лазеры ТЕА. Эта работа очевидно столкнется с проблемами управления газовым разрядом, но, если справиться с этим, то станет возможным достичь частоты повторения импульсов более 1 кГц. Представляется, что частота около 2 кГц будет оптимальной для баланса капитальных и эксплуатационных расходов<sup>22</sup>, но более продвинутый технический опыт позволит разработать лазеры с более высокими характеристиками, чем у коммерчески доступных лазеров, и что в сети имеется информация по инженерно-техническим вопросам. Проблемы управления газом высокого давления могут быть уменьшены при использовании различных изотопных смесей CO<sub>2</sub>, так чтобы лазер легко настраивался при низких давлениях<sup>23</sup>. Если основной технической проблемой будет обращение с газом высокого давления, то такой метод целесообразно использовать, даже если он потребует большего количества лазеров для достижения желаемых рабочих характеристик. Риск этой технологии состоит в том, что здесь возможны многие варианты, из которых имеющий твердые намерения нарушитель с развитыми техническими навыками сможет выбрать оригинальную схему построения лазерной системы.

Лазеры ТЕА могут применяться во многих направлениях, что может осложнить идентификацию деятельности по обогащению. К этим направлениям относятся: неразрушающие испытания материалов, лазерная система обнаружения и измерения дальности (LIDAR), лазерная система дифференциального поглощения и измерения дальности (DIAL) для измерения концентрации газов, генерация вакуумного ультрафиолетового излучения (EUV), различные способы лазерной маркировки (широкая категория, включающая лазерную гравировку), усиление импульсов, физика высоких энергий, и источники накачки для спектроскопии<sup>24</sup>. Эти приложения не только усложняют идентификацию предполагаемой цели покупателя, но они позволяют распространять знания о работе лазеров ТЕА со скоростью, пропорциональной количеству различных приложений и масштабу их использования.

### **Другие импульсные лазеры на углекислом газе**

Есть и другие лазеры на углекислом газе, которые представляют собой риски распространения, поскольку их рабочие характеристики делают возможным обогащение в процессе SILEX. Этим лазерам все еще понадобится рамановский сдвиг, поскольку выходное излучение лазера на углекислом газе находится в диапазоне 9–11 мкм<sup>25</sup>. Пригодным практическим правилом, представленным в предыдущем разделе по рамановскому рассеянию, является то, что пороговая мощность импульсов лазеров на углекислом газе должна достигать 4,7 МВт (в предположении охлаждения жидким азотом до 77 К, круговой поляризации, давления в ячейке 3 атм, и коэффициента отражения зеркал в 99 процентов) для получения пиковой мощности импульсов в 1 кВт для излучения с рамановским сдвигом. Эти требования легче выполнить для коротких импульсов, и необходимо отслеживать достижения и методы укорачивания длительности импульсов в применении к лазерам на углекислом газе. Однако, в конце концов важно то, будет ли достижима мощность в 4,7 МВт, и сможет ли нарушитель организовать комбинации доступных в настоящее время лазеров для достижения этого порога.

Сейчас существуют коммерчески доступные герметизированные лазеры на углекислом газе, которым не требуется внешний поток газа, как в лазерах ТЕА. В них также не будет проблем с управлением газом высокого давления. Длина волны доступных лазеров равна 10,2 мкм, и она может быть подстроена до 10,177 мкм при рабочем давлении в 150 мм рт.ст. с помощью методов, известных многим работающим с лазерами ученым. Сужение линии выходного излучения для желательной ширины полосы также может быть сделано теми, кто знаком с лазерами. Эти лазеры могут излучать более 750 Вт средней мощности в диапазоне частоты повторения до 200 кГц с использованием импульсного радиочастотного разряда с длительностью импульсов от 2 до 1000 мкс. Для достижения пороговой мощности в импульсе в 4,7 МВт при частоте повторения 10 кГц все еще потребуется большое количество лазеров, но предположим, что пороговая мощность была уменьшена до 2 МВт с более сильным охлаждением, смешивание четырех волн, или затравочным лазером (возможно, лазером QCL на длине волны 15,91 мкм). С таким порогом, если будут разработаны лазеры, которые производят среднюю мощность в 4,5 кВт с длительностью импульса 50 нс с частотой повторения 10 кГц, то для производства более одного существенного количества 90% BOU за один год на тайном предприятии, представленном на рисунке основного текста статьи, понадобится всего

9 таких лазеров<sup>26</sup>. Это всего в шесть раз больше выходной мощности коммерчески доступных сейчас лазеров. Если длительность импульсов будет сокращена в 40 раз с 2 мкс до 50 нс, то на тайном предприятии потребуется 54 лазера, каждый из которых излучает 750 Вт. Автору неизвестны ограничения характеристик, которые накладывают физические ограничения на такие системы, но потенциал дальнейшего развития в этой области потребует только технических знаний от кого-то, кто помог бы использовать процесс SILEX. В настоящее время, если только нарушитель не захочет использовать сотни коммерчески доступных газовых лазеров низкого давления, то ему может оказаться полезным ученый, опытный в обращении с газом высокого давления для повышения пиковой мощности ближе к порогу 4,7 МВт.

Для этих коммерчески доступных лазеров имеются многочисленные применения, но, если длительность их импульсов превышает 200 нс, то они не подлежат экспортному контролю. По мнению автора, это следует изменить. Если средняя мощность лазера равна 1,5 кВт с частотой повторения 1 кГц и длительностью импульса 200 нс, то его способность к обогащению урана будет больше, чем у любого коммерчески доступного лазера TEA CO<sub>2</sub>. Такой лазер не известен автору, но ему также не известно, какие ограничения существуют для такой системы, построенной с низким давлением газов (100–150 мм рт.ст.). Средняя мощность всего лишь в два раза больше, а продолжительность импульса в 10 раз короче, чем у лазеров, которые можно приобрести сегодня. Остается важным убедиться в том, что комбинирование мощностей многих лазерных пучков возможно, и должно считаться возможным для любого, имеющего опыт работы с лазерами и оптикой<sup>27</sup>. Риск того, что нарушитель может применить эти методы к многочисленным лазерам, зависит от его целеустремленности. То, что требуется – это уверенность в успехе, а не изощренная техническая подготовка, измеренная типами академических степеней, присужденных нарушителям, или аналогичная оценка страны, откуда они родом.

#### **Лазер на окиси углерода (CO) на длине волны 5,3 мкм**

Предполагалось, что лазер на окиси углерода (CO) может заменить систему на углекислом газе с рамановским сдвигом<sup>28</sup>. Преимуществами такого выбора будут возможность облучения всего UF<sub>6</sub> в поперечно-осевой свободной струе<sup>29</sup>, и изотопный сдвиг в 1,8 см<sup>-1</sup> в колебательной полосе 3ν<sub>3</sub>, втрое превышающий сдвиг в переходе ν<sub>3</sub>. Это может позволить большую селективность, зависящую от сужения полос поглощения ν<sub>3</sub> в системе 16 мкм. Кроме того, с энергией фотонов 5,3 мкм, втрое превышающей энергию излучения с длиной волны 16 мкм, для снятия возбуждения в моде 3ν<sub>3</sub> понадобится втрое больше столкновений с молекулами <sup>238</sup>UF<sub>6</sub> и это позволяет лазеру на окиси углерода облучать при более высокой температуре (около 150 К), где доля мономеров <sup>238</sup>UF<sub>6</sub> в димерах очень мала, и лазерному импульсу доступно больше урана.

Однако, главной проблемой с лазером на CO является то, что поперечное сечение для возбуждения моды 3ν<sub>3</sub> равно ~ 10<sup>-22</sup> см<sup>2</sup>, или примерно в 5 – 10 тысяч раз меньше, чем для моды ν<sub>3</sub>. Это требует, чтобы на единицу площади приходилось соответственно больше фотонов (или в каждом импульсе, если его длительность коротка)<sup>30</sup>. Сообщают, что есть два способа скомпенсировать это маленькое сечение рассеяния: лазер CO, работающий в непрерывном режиме (CW), и лазер CO с синхронизацией мод, в котором используется радиочастотный разряд в сверхзвуковом потоке. В обоих типах используется внутривибраторное облучение для более эффективного использования энергии и, следовательно, компенсации малого поперечного сечения 3ν<sub>3</sub>. В обеих системах будет использоваться очень большая длина блока разделения (14–15 м)<sup>31</sup>, для того, чтобы ограничить недостаток малого поперечного сечения (автор предполагал 10 м для системы с 16 мкм), и двунаправленные зеркала для перенаправления излучения назад и вперед для дополнительного вынужденного излучения и усиления в среде CO. В системе на 16 мкм это невозможно из-за рамановской ячейки. Кроме того, излучение лазера CO предположительно легче коллимировать на больших расстояниях посредством создания бесселевских волн в лазерном резонаторе с конечными зеркалами большого радиуса<sup>32</sup>. Это более сложно с излучением на 16 мкм из-за эффектов ограничения дифракцией на более длинных волнах, но ограничения существуют на всех длинах волн.

#### **Лазер CO, работающий в непрерывном режиме (CW) на длине волны 5,3 мкм**

Лазер CO, работающий в непрерывном режиме (CW), накачивается электрическим разрядом, который

позволяет возбудить уровни колебательной энергии с последующей релаксацией и вынужденным излучением спектра в широком диапазоне длин волн. Под углом должна быть установлена дифракционная решетка, чтобы настраивать лазерное излучение на полосу, перекрывающуюся с переходами  $3\nu_3$   $UF_6$ , а для ограничения потерь в резонаторе в нем должны быть установлены зеркала с очень высокой отражательной способностью. Для резонатора длиной 15 м коммерчески доступный лазер CW CO, излучающий мощность 100 Вт, обеспечит поток энергии в  $66 \text{ кВт/см}^2$  при сложении многократных проходов пучка диаметром 1 см через свободную струю<sup>33</sup>. Было заявлено, что такие лазеры, настроенные на одиночную линию (5,3 мкм), могут доставлять поток энергии от 3 до  $10 \text{ кВт/см}^2$ .<sup>34</sup> Проблемой для такой конструкции являются потенциальные потери на зеркалах и дифракционной решетке, но большинство ученых, знакомых с лазерами, либо обладают необходимыми навыками, либо могут концептуально понять и приобрести такие навыки. Очевидно, что эффективность ограничена из-за необходимости работать на одной частоте, так что экономическая конкурентоспособность с системой на 16 мкм представляется проблематичной. Это зависит от электрооптической эффективности и конструкции системы рамановского сдвига (согласно расчетам автора, ее полная эффективность будет лежать в пределах от 8 до 14 процентов), но не следует ожидать, что работа на лазере CW CO на одиночной длине волны обеспечит эффективность более, чем несколько процентов<sup>35</sup>.

Однако, наиболее важным сомнением в отношении распространения является то, насколько эта система доступна нарушителю, а не то, что она сможет работать с меньшими расходами. Конструкция представляется более простой, чем система на 16 мкм (меньше компонентов), и управляющая системой электроника почти очевидно будет более простой из-за того, что давление газовой смеси будет меньше, чем у лазера TEA CO<sub>2</sub>, и из-за отсутствия импульсного высокочастотного разряда или модуляции добротности. В системе CW CO может понадобиться более сложная настройка зеркал, но похоже, что для работы с ней понадобится меньше навыков повышенного типа и менее сложные технические знания, учитывая, что система с рамановским сдвигом эквивалентна дополнительному лазеру. Учитывая, что эти системы были проданы Ирану в 1970-х годах для помощи в лазерном обогащении<sup>36</sup>, их следует рассматривать как риск распространения. Кроме того, лазеры CW CO не включены в перечень контролируемого оборудования Группы поставщиков ядерного оборудования. В нем фигурируют только лазеры CO с частотой повторения больше 250 Гц<sup>37</sup>. Лазеры CW широкого спектра, коммерчески доступные по цене около 100 тысяч долларов<sup>38</sup>, должны быть настроены на одиночную длину волны, но, учитывая распространенные сведения о том, как делать это, такое упущение представляется серьезным промахом.

### **Импульсный лазер CO на длине волны 5,3 мкм**

Предполагалось, что импульсный лазер CO может работать более эффективно, чем рамановский лазер на 16 мкм, и лазеры CO CW<sup>39</sup>. Такая система может легко облучить весь уран при частоте повторения 10 МГц, и в ней может быть использован импульсный электрический разряд, разработанный для столь же эффективного использования энергии, как и свободно работающий лазер CW CO; эта система испускает излучение в диапазоне 4,9 – 6 мкм. В блоке разделения, расположенном между двумя двунаправленными зеркалами, импульсы с частотой 10 МГц непрерывно распространяются в обоих направлениях через свободную струю, содержащую  $UF_6$ . Свет распространяется со скоростью  $3 \cdot 10^8$  м/с в резонаторе длиной 15 м, и каждый импульс проходит через одно и то же местоположение вдоль блока разделения в среднем через  $5 \cdot 10^{-8}$  сек. При движении  $UF_6$  со скоростью  $3 \cdot 10^8$  см/с 110 тысяч импульсов облучают все молекулы, проходящие через диаметр лазера в 1 см. Для пучка со средней энергией 3 кВт с импульсами в 3 нс для возбуждения моды  $3\nu_3$  доступна энергия в 33 Дж. По сравнению с примерно 10 мДж, требующимися для моды  $\nu_3$ , этот фактор увеличения в 3300 близок к в 5000 – 10000 раз большему сечению для моды  $\nu_3$ . Если средняя мощность лазера достигнет 10 кВт, то количество доступной энергии будет в 11000 раз больше.

При работе этого лазера накачка лазерного уровня молекул CO, соответствующего длине волны 5,3 мкм, производится радиочастотным разрядом в сверхзвуковом потоке среды CO:N<sub>2</sub>, направленном перпендикулярно оси лазера. Это требует временной синхронизации импульсов для того, чтобы обеспечить достаточное этого уровня, и лазерного резонатора, выбирающего нужную частоту. Продолжительность импульса радиочастотного разряда должна быть короткой по сравнению с периодом колебательного обмена с нужным уровнем, составляющего примерно  $10^{-7}$  с. Импульс также должен быть достаточно длинным по сравнению с энергетическим обменом между вращательными уровнями для того, чтобы позволить всей



популяции вращательных уровней вносить свой вклад в лазерное действие на желаемом переходе<sup>40</sup>. Оптимальный ввод мощности в среду CO:N<sub>2</sub> для обеспечения колебательного обмена от уровня V = 9 до уровня V = 10 и последующего излучения в колебательно-вращательном переходе 10-9(7), соответствующего длине волны 5,3 мкм, примерно равен 60 Вт/см<sup>2</sup>.<sup>41</sup> Отсюда следует частота повторения импульсов 10 МГц и электрооптическая эффективность лазера около 20 процентов. Лазер синхронизируется по моде на длине волны 5,3 мкм с помощью акустооптического модулятора внутри лазерного резонатора.

На точную частоту, соответствующую полосе 3v<sub>3</sub> молекулы <sup>235</sup>UF<sub>6</sub>, можно будет точно настроиться с помощью нескольких методов, включая пьезо-управляемые микровибрации зеркал резонатора, дифракционные решетки, эталоны, и прочие. Любое увеличение ширины полосы оптической мощности можно будет отрегулировать различными методами сужения линии, которые также включают применение эталонов и дифракционных решеток. Имеются переходы CO, которые обеспечивают доступ к линиям 3v<sub>3</sub> молекулы <sup>235</sup>UF<sub>6</sub>, и большой изотопный сдвиг в 1,8 см<sup>-1</sup> должен позволить некоторое обогащение урана даже при рассогласовании выходящей длины волны. Автору неясно, помешает ли этот вопрос достичь лучшей энергетической эффективности, чем система с рамановским сдвигом. Однако, все перечисленные выше методы доступны тем, кто имеет опыт работы с лазерами, так что это направление можно рассматривать как еще один путь к производству оружейного материала. Дополнительная эффективность фотонов может быть получена при использовании блока разделения длиной около 14 м, и давлении газа в 1 мм рт.ст. в месте облучения лазером. Давление газа в зоне облучения лазером с длиной волны 16 мкм примерно равно 0,02 мм рт.ст.<sup>42</sup>. Это означает, что каждый импульс лазера CO может облучить больше UF<sub>6</sub>.

Дополнительный риск, связанный с этой технологией, связан с большим количеством промышленных приложений, которые затрудняют отождествление активности, направленной на обогащение урана. Лазеры высокой мощности на окиси углерода могут быть использованы в следующих направлениях: резка и сварка стекла или керамики, обработка металлов, хирургические и косметологические применения, лазерное спекание, сверление многослойных плат (MLB) и соединительных структур высокой плотности (HDIS) для смартфонов и планшетов. Кроме того, слабое поглощение излучения с длиной волны 5,3 мкм в халькогенидных волокнах открывает возможность передачи лазерного излучения по волокнам, что важно для телекоммуникационной технологии. Можно ожидать, что в будущем масштаб применения лазера CO будет возрастать, что еще более усложнит идентификацию деятельности по обогащению.

Неясно, какая лазерная система в конце концов окажется наиболее экономичной для процесса SILEX. Неприятная новость заключается в том, что эти две системы предоставляют маршруты для получения высокообогащенного урана, которые становятся доступными для большего (и растущего) числа ученых, чем это было бы в случае возможного использования только одной системы.

### **Квантовый каскадный лазер на длине волны 16 мкм**

Квантовые каскадные лазеры (QCL) могут стать наиболее проблемной лазерной системой в отношении будущих рисков распространения. Эти лазеры принадлежат к одной из наиболее быстро развивающихся областей прикладной физики, и сейчас коммерчески доступны лазеры, излучающие до 120 мВт мощности на длинах волн вплоть до 9,55 мкм с очень узкими ширинами линий. В этих твердотельных устройствах используются тонкие материалы с переменным составом, образующие сверхструктуру, в которой электроны могут туннелировать вниз по «каскаду» энергетических полос, излучая по одному фотону на каждый период сверхструктуры. Это приводит к квантовой эффективности больше единицы, и позволяет получить большой выход мощности по сравнению с полупроводниковыми лазерными диодами. Сообщалось, что на длине волны 4,73 мкм наблюдался выход мощности в 10 Вт<sup>43</sup>.

В одной статье сообщалось об использовании лазеров QCL для измерений обогащения урана, в которых Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) пыталось заменить дорогие и длительные измерения по методу лазерной абсорбционной спектроскопии (LAS) с отбором проб окружающей среды<sup>44</sup>. Отбор проб окружающей среды позволяет обнаружить, был ли уран обогащен на предприятии выше объявленных пределов, и его эффективность ограничена тем, как быстро могут быть проанализированы образцы и сделаны выводы. Идея метода LAS заключается в том, что различие между излучаемой лазером мощностью и мощностью, прошедшей через образец воздуха должна быть пропорциональна концентрации <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> в воздухе на проверяемом предприятии. Представляется, что коммерческая технология QCL предпочитает

длину волны 8 мкм ( $1291 \text{ см}^{-1}$ ) в комбинации полос  $\nu_1 + \nu_3$  в среднем ИК-диапазоне, но будущие усовершенствования смогут сделать доступной более изолированную полосу  $\nu_3$  на длине волны 16 мкм<sup>45</sup>. Эта полоса в системе SILEX возбуждается системой с рамановским сдвигом на  $\text{CO}_2$ , и методы гарантий LAS не будут работать на этой длине волны с QCL, если только ученые не разработают средства доступа к ней. Мощность лазера, вероятно, будет оставаться низкой, но комбинирование мощности многих лазеров не следует считать существенным техническим барьером, даже для тех, кто не обладал расширенной технической подготовкой. Автору неясно, какие физические ограничения будут накладываться на выходную мощность в разработке материала сверхструктуры, необходимые для излучения на длине волны 16 мкм, но дальнейшее развитие этой технологии следует рассматривать в отношении рисков распространения, которые оно может создать.

## РАЗДЕЛ В:

### ОБРАЗОВАНИЕ ДИМЕРОВ, ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ И РОСТ ЧАСТИЦ

Первое экспериментальное свидетельство того, что лазеры могут подавлять образование димеров, было опубликовано в 1985 году Х. Ван ден Бергом; в статье было описано облучение сверхзвуковых расширяющихся свободных струй смесей  $\text{SF}_6/\text{Ar}$  фотонами лазера на углекислом газе, на краях свободных струй наблюдалось обогащение изотопов в  $\text{SF}_6$ <sup>46</sup>. Результат был удивительным, поскольку он подтверждал, что димеризация происходила намного быстрее, чем считалось возможным ранее; это могло быть объяснено, только если в ней будут доминировать столкновения двух тел с малой скоростью. Обычная теория, в которой для образования димеров требовались столкновения трех тел, была обновлена<sup>47</sup>, и приведена в соответствие с наблюдениями. Обновленная модель включала преобразование поступательной кинетической энергии одного из сталкивающихся атомов (или молекул) во внутреннюю колебательную или вращательную энергию другой молекулы, поглощаемую при столкновении. В случае образования димера  $\text{UF}_6:\text{G}$  начальная кинетическая энергия  $G$  должна быть порядка возбужденной колебательной моды  $\text{UF}_6$ . Это возможно только для медленно движущихся молекул, что делает образование димеров более вероятным при низких температурах<sup>48</sup>.

Лазерное подавление формирования димеров также помогает другому процессу, усиливающему обогащение  $^{235}\text{UF}_6$  в потоке продукта. Молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  образуют димеры с  $\text{UF}_6$  или  $\text{G}$ , которые быстро диссоциируют, а невозбужденные молекулы  $^{238}\text{UF}_6$  образуют тяжелые димеры ( $^{238}\text{UF}_6:\text{G}$  или  $^{238}\text{UF}_6:\text{UF}_6$ ), которые быстро не диссоциируют. Это означает, что  $^{235}\text{UF}_6$  отличается по массе на  $\Delta M = M_G + 3$ , где  $M_G$  – масса газа-носителя, от  $^{238}\text{UF}_6:\text{G}$ , или на  $\Delta M = 355$  от  $^{238}\text{UF}_6:\text{UF}_6$ , и будут иметь намного большие скорости убегания из сердцевинной свободной струи из-за радиального градиента давления, поскольку скорости убегания пропорциональны  $\Delta M$ . Этот эффект был впервые раскрыт в исследованиях Беккера, упомянутых во введении<sup>49</sup>, и подтвержден и разъяснен А.А. Бочкаревым и др. на сверхзвуковых струях смесей аргона и гелия в 1970 году<sup>50</sup>. Приобретенная поступательная энергия отдачи в диссоциации димера  $^{235}\text{UF}_6$  только увеличивает эту скорость убегания.

Выбор газа-носителя  $\text{G}$  для смешивания с  $\text{UF}_6$  определяется несколькими конкурирующими факторами. Как уже отмечалось, скорость радиального убегания из-за градиента давления пропорциональна  $\Delta M$ , так что более тяжелый газ-носитель  $\text{G}$  позволит улучшить разделение. Однако, выбор газа-носителя  $\text{G}$  со своим собственным колебательным спектром также позволит некоторое преобразование в колебательную энергию вместо поступательной энергии и уменьшить разделение с более низкими скоростями убегания. Более тяжелый газ-носитель  $\text{G}$  также не будет формировать димеры так же легко, поскольку надо будет поглотить большую кинетическую энергию колебательными и вращательными модами молекулы  $\text{UF}_6$ . Наиболее важным ограничением является то, что нужно выбирать такой газ-носитель  $\text{G}$ , показатель адиабаты которого  $\gamma = c_p/c_v$  не будет слишком мал для того, чтобы обеспечить приемлемое адиабатическое охлаждение. Уравнение (9) в главной секции статьи предоставляет соотношение, которое определяет, какая температура  $T$  будет в определенном положении вниз по течению в сопле, и газ-носитель  $\text{G}$  нужно выбрать таким образом, чтобы охлаждение было достаточным, чтобы разделить полосы поглощения изотопов  $\text{UF}_6$  для высокой селективности  $^{235}\text{UF}_6$ . Моноатомные газы с  $\gamma = 1,67$ , такие, как  $\text{Xe}$  и  $\text{Ar}$ , кажутся подходящими, так же как и  $\text{SF}_6$  ( $\gamma \sim 1,3$ ). Если колебательно-колебательные переходы между модой  $\nu_3$   $\text{UF}_6$

(628 см<sup>-1</sup>) и модой  $\nu_4$  SF<sub>6</sub> (616 см<sup>-1</sup>) окажут слабое воздействие, то может обеспечить максимальное обогащение и поэтому будет предпочтительным выбором<sup>51</sup>.

Успешное подавление конденсации от того, будет ли свободная струя оставаться в газовой фазе, так, чтобы молекулы <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> могли мигрировать из сердцевины струи для сбора сепаратором. Необходимость формирования димеров вызывает напряженность, поскольку образование димеров – это первый этап конденсации. Когда газ UF<sub>6</sub>/G охлаждается в расширении сопла, он некоторое время будет оставаться в газовой фазе под давлением, намного большим равновесного давления пара  $p_e(T)$  из-за большой кривизны маленьких сферических капель (эффект Кельвина) и уменьшенной энергии связи в расчете на мономер в небольших кластерах частиц<sup>52</sup>. По мере образования димеров, тримеров и других олигомеров достигается размер «критического эмбриона», после которого становится возможным необратимый рост частиц. При давлении  $p_d(T)$ , значительно превышающем  $p_e(T)$ , эти «критические эмбрионы» будут необратимо расти («зародышеобразование»), стягивая на свою поверхность способный к конденсации UF<sub>6</sub><sup>53</sup>. Время, требующееся для того, чтобы 20 процентов UF<sub>6</sub> достигло размеров «критического эмбриона», обозначается через  $t_c$ , и оно должно превышать время пролета до сбора  $t_{tr}$ <sup>54</sup>. После времени  $t_c$  значительный рост кластеров будет препятствовать миграции <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> до края струи и отрицательно повлияет на коэффициент обогащения.

## РАЗДЕЛ С:

### КАСКАДИРОВАНИЕ ДО 90% ВЫСОКООБОГАЩЕННОГО УРАНА

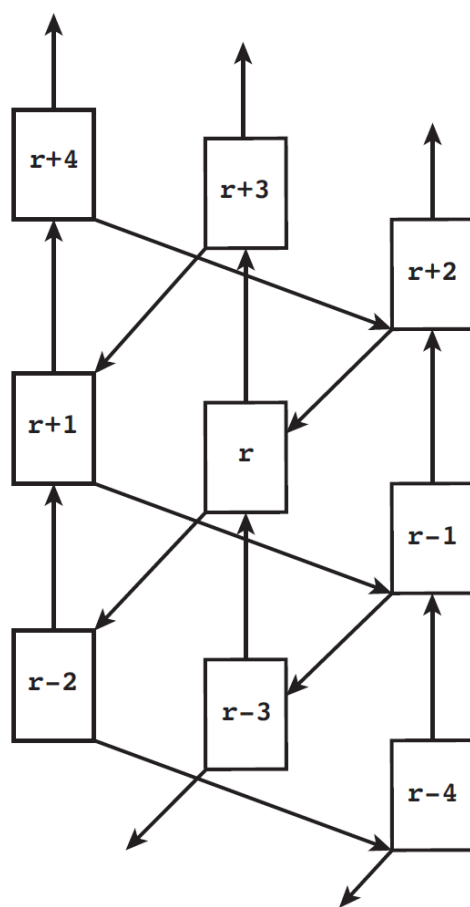
Организация нескольких блоков разделения в каскаде для цели производства 90% высокообогащенного урана по технологии лазерного обогащения третьего поколения более сложна, чем та, которая используется для центрифуг. Проектное преимущество при конструировании каскада для центрифуг состоит в том, что потоки продукта и отвалов посылаются для последующей обработки только на одну ступень вперед или назад. Такой каскад называют «симметричным» и разбавление  $\theta$  в такой схеме будет немного меньше одной второй<sup>55</sup>. Однако, в системах обогащения третьего поколения используются меньшие значения  $\theta$  и, следовательно, «асимметричные» значения обогащения и обеднения в двух выходных потоках. Отсюда следует, что эти потоки будут направляться на различные количества ступеней вперед и назад, что делает конструкцию каскада более сложной. Такая конструкция, которая минимизирует отношение разделительной работы к произведенному продукту, называется «идеальной», и она обеспечивает, что потоки с различным изотопным составом никогда не будут перемешиваться.

В этом разделе будет рассмотрен идеальный асимметричный каскад для производства 90% УОУ с использованием рабочих характеристик технологии лазерного обогащения третьего поколения. Однако, наиболее идеальный каскад не обязательно будет тем, которым используется минимальное количество работы разделения, и может отличаться от того, который представлен здесь. Причина состоит в том, что разделительная работа тесно связана с потоком материала через разделяющий элемент, и она является хорошей мерой энергопотребления обогатительного завода только тогда, когда эти две величины могут быть связаны друг с другом. Для лазерного разделения изотопов это не так. Электропотребление зависит от минимального количества фотонов, необходимых для возбуждения всех молекул <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> в подаче, и поэтому оно не зависит от потока материала, а скорее от концентрации <sup>235</sup>UF<sub>6</sub> в потоке. Это объясняет интерес, проявляемый концерном «Глобальное лазерное обогащение» (GLE) к получению доступа к отвалам процессов газовой диффузии с завода в Падьюке, штат Кентукки, для обогащения в процессе SILEX<sup>56</sup>. Энергия, затрачиваемая в последующей обдирке существующих запасов отвалов будет небольшой платой по сравнению с использованием природного урана в качестве сырья<sup>57</sup>. Для целей будущих оценок распространения технологии SILEX, или других методов лазерного разделения изотопов, «идеальный» каскад будет балансировать капитальные затраты (предположительно с доминирующими расходами на лазеры) и стоимость электроэнергии в расходах на обогащенную продукцию.

#### Идеальный асимметричный каскад «три вверх, два вниз»

Как отмечалось ранее, представленный здесь каскад считается идеальным в том смысле, что он является конструкцией с минимальным отношением работы разделения к произведенной продукции. Отсюда

следует, что потоки с различными концентрациями не должны перемешиваться, так, чтобы работа разделения сохранялась, но в процессах лазерного разделения изотопов некоторое перемешивание может в конце концов оказаться более идеальным, поскольку потребляемая мощность пропорциональна концентрации  $^{235}\text{UF}_6$  в подаваемом сырье, или, более точно, доле  $^{235}\text{UF}_6$  в потоке, который должен быть облучен. Правило отсутствия перемешивания применимо, поскольку каскадирование для 90% ВООУ требует отличающегося распределения потоков процесса из-за небольшого асимметричного разбавления  $\theta = 0,25$  при благоприятных рабочих условиях. Если  $\theta = 1/n$ , то в общем это означает, что должно быть  $n - 1$  параллельных потоков продукта, где продукты потока с каждой ступени посылаются вперед на  $n - 1$  ступень<sup>58</sup>. Потоки отходов могут быть посланы назад на одну или две ступени, но две ступени допускают большую гибкость в геометрическом расположении частей внутри блоков разделения и по этой причине они были выбраны в этом примере. Этот пример называется асимметричным каскадом «три вверх, два вниз» (три потока продуктов и два потока отходов); он показан на рисунке 1.



**Рисунок 1.** Сечение асимметричного каскада «три вверх, два вниз».

Общий метод расчета потоков и концентраций в идеальном каскаде с асимметричными блоками был представлен Д. Вольфом и др. в 1976 году<sup>59</sup>; этот метод использован здесь при разработке примера каскада. Ключевое предположение метода состоит в том, что коэффициент разделения  $\alpha$  одинаков для всех ступеней. Предполагается, что оцениваемые оптимальные рабочие параметры таковы: для каждого блока разделения коэффициент обогащения равен 2 с разбавлением 0,25, но условие отсутствия перемешивания в этом каскаде означает, что коэффициент обогащения для каждой ступени  $\beta_{stage}$ , в отличие от каждого блока разделения, может быть рассчитан по формуле

$$\beta_{stage} = \alpha^{1/(k+1)} \quad (1.7)$$

где коэффициент разделения  $\alpha = 3$  для каждой ступени,  $k$  равно количеству ступеней, через которые поток продукта должен пройти вперед перед входом на следующий этап разделения, и  $l$  – количество ступеней, на которое должен вернуться назад поток отходов. Для этого каскада «три вверх, две назад»  $k = 3$ ,  $l = 2$ , и  $\beta_{\text{stage}} = 1,2457$ . В этом анализе моделировались два каскада: один с сырьем из природного урана (концентрация урана-235 = 0,7 процента), и другой с урановым сырьем реакторного качества (концентрация урана-235 = 3,5 процента). Каскад с природным ураном может оказаться более соответствующим опасением в отношении технологии лазерного обогащения третьего поколения, поскольку природный уран – это самое вероятное сырье для тайного предприятия. Тем не менее, проблемы учета материала с гарантиями на объявленных предприятиях очевидно реальны, и необнаруженное отвлечение урана реакторного качества для дальнейшего обогащения на тайном предприятии также следует рассмотреть. Концентрация в сырье для этих каскадов поэтому будет равна либо  $NF = 0,035$  или  $NF = 0,007$ , желаемая концентрация ВОО в конечном продукте  $NP = 0,90$ , и конечная концентрация в отвалах равна  $NT = 0,002$  для каскада с  $NF = 0,035$  и  $NT = 0,001$  для каскада с  $NF = 0,007$ . Нет ничего существенного в выборе значения концентрации в отвалах, поскольку оба значения определенно возможны. Меньшая концентрация в отвалах может быть выбрана, если желательнее более эффективно использовать начальный запас урана за счет требования большего пространства для большего количества блоков разделения. Как отмечалось ранее, установки лазерного разделения изотопов третьего поколения требуют меньших затрат энергии для обогащения более обедненных отвалов, потому что требующаяся энергия строго не связана с потоком через блоки разделения.

Профиль концентрации вдоль каждой ступени в каскадах рассчитывался, начиная с относительной изотопной распространенности в сырье на некоторой ступени  $r$ ,  $R_{Fr}$ , и умножая ее на  $\beta_{\text{stage}}$  для каждой ступени, пока не будет достигнута желаемая концентрация в продукте  $NP = 0,9$ . Количество повторений этой операции будет равно количеству обогащающих ступеней в каскаде. Количество ступеней обеднения равнялось количеству раз, на которые надо было поделить  $R_{Fr}$  на  $\beta_{\text{stage}}$  для достижения  $NT = 0,002$  или  $0,001$ . Что бы быть точным, следует отметить, что количество ступеней обеднения будет равно этому числу минус единицу. Соответствующие параметры и выражения, используемые в определении профиля концентрации в каскаде, перечислены в таблице 1.

**Таблица 1.** Параметры и выражения, используемые в определении профиля концентрации асимметричных каскадов с сырьем, обогащенным до 3,5 процентов, или природным ураном (0,7 процента).

Концентрация уранового сырья	NF = 0,035	NF = 0,007
Для каждой ступени: $\sigma^{1/(k+l)} = \beta_{\text{stage}}$	1,2457	1,2457
<b>Для каждой обогащающей ступени <math>r</math>: <math>R_{Fr+1} = R_{Fr} \cdot \beta_{\text{stage}}</math></b>		
Количество обогащающих ступеней	25	32
<b>Для каждой обедняющей ступени <math>r</math>: <math>R_{Fr-1} = R_{Fr} / \beta_{\text{stage}}</math></b>		
Количество обедняющих ступеней	12	7
Общее количество ступеней в каскаде	37	39

Профиль потока в каскаде можно рассчитать, сначала записав уравнение баланса материала для потока в ступень  $r$  и из нее:

$$W_{r+l} + P_{r-k} = F_r = W_r + P_r \quad (1.8)$$

и изотопного баланса материала для ступени  $r$ :

$$W_{r+l} \cdot N_{W_{r+l}} + P_{r-k} \cdot N_{P_{r-k}} = F_r \cdot N_{F_{r-k}} = W_r \cdot N_{W_r} + P_r \cdot N_{P_r} \quad (1.9)$$

Из условия отсутствия смешивания следует, что следующие потоки в каскаде должны иметь одну и ту же концентрацию  $^{235}\text{UF}_6$ :

$$N_{W_{r+l}} = N_{P_{r-k}} = N_{R_r} \quad (1.10)$$

Уравнение (1.9) можно затем переписать как:

$$F_r N_{F_r} = (F_r - P_r) N_{W_r} + P_r N_{P_r} \quad (1.11)$$

что можно преобразовать, чтобы получить разбавление

$$\theta_r = \frac{P_r}{F_r} = (N_{F_r} - N_{W_r}) / (N_{P_r} - N_{W_r}) \quad (1.12)$$

Поскольку  $\theta_r$  зависит только от концентрации, оно может быть рассчитано для каждой ступени после того, как будут определены концентрации.

Из-за того, что неизвестно, каковы отношения между различными потоками продукта и отходов, Вольф и др. предложили решение, которое начинается с баланса материалов подачи на каждой ступени:

$$F_r = W_{r+1} + P_{r-k} + F \quad (1.13)$$

где  $F$  – это внешний поток в ступень, или из нее. Он равен нулю, если только не добавляется сырье, или продукты не извлекаются из каскада. Это уравнение может быть выражено в терминах разбавления как

$$F_r = (1 - \theta_{r+1}) \cdot F_{r+1} + \theta_{r-k} \cdot F_{r-k} + F \quad (1.14)$$

которое представляет систему линейных уравнений, включающих каждую ступень каскада. Подача  $F$  и разбавление  $\theta$  известны для каждой ступени, и цель заключается в поиске потоков сырья  $F_r$  для расчета полного профиля потока. Матричная форма уравнения (1.14) имеет вид

$$\mathbf{F}_r = \theta \mathbf{F}_r + \mathbf{F} \quad (1.15)$$

которое может быть преобразовано для поиска  $F_r$  следующим образом:

$$\mathbf{F}_r = (\mathbf{I} - \theta)^{-1} \mathbf{F} \quad (1.16)$$

Определение обратной матрицы  $\mathbf{I} - \theta$  и знание внешней подачи  $F$  на каждой ступени позволяет рассчитать  $F_r$  на каждой ступени  $r$ .

Для  $NF = 0,007$  потоки рассчитывались только с единственной внешней подачей 5000 кг природного урана (0,7 процента) на ступень 8. Потоки на ступенях 37, 38 и 39 собирались как продукт, потоки отвалов со ступеней 1 и 2 сбрасывались как окончательно обедненные потоки. Ежегодное производство на этом каскаде составляло 32,5 кг ВОУ, обогащенного до 90,3 процента, что соответствовало 153,8 кг природного урана на каждый килограмм произведенного материала оружейного качества. Полная требующаяся длина блока разделения (глубина сопла) равнялась 35,25 м, и длина на каждой ступени, приведенная к потоку через один метр, соответствовала 1933,4 кг/год.

Для  $NF = 0,035$  потоки  $F_r$  для каждой ступени рассчитывались только с единственной внешней подачей 1000 кг урана, обогащенного до 3,5 процента) на ступень 13. Потоки на ступенях 35, 36 и 37 собирались как продукт, потоки отвалов сбрасывались со ступеней 1 и 2 потоки выражались в килограммах урана за год. Средняя концентрация урана-235 в потоках продукта составляла примерно 90 процентов, и количество произведенного ВОУ соответствовало потокам из головных ступеней. Ежегодное производство составило 36,4 кг ВОУ, обогащенного до 91,2 процента, при внешней подаче только в 1000 кг урана, обогащенного до 3,5 процента в год. На каждый килограмм материала оружейного качества требовалось только 27,5 кг обогащенного до 3,5 процентов сырья. Требуемая длина блока разделения равна 11,37 м.

Требования по ресурсам урана и полной длине блока разделения для обеих каскадов приведены в

таблице 2 главной части статьи.

## РАЗДЕЛ D:

### МОДЕЛЬ КОЭФФИЦИЕНТА ОБОГАЩЕНИЯ $\beta$

В этом приложении подтверждается, что рассчитанные автором минимальные рабочие характеристики лазера позволяют использовать коэффициент обогащения  $\beta \sim 2$  и другие оптимальные рабочие параметры (таблица 1 из главного раздела статьи), предоставленные в анализе Дж. Ееркенса<sup>60</sup>. Однако, у этого приложения есть еще две другие задачи: в нем упрощается выражение Дж. Ееркенса для  $\beta$ , необходимое при высоких уровнях обогащения, и в нем обсуждается, почему предположения стационарности в модели Ееркенса неточно моделируют эволюцию свободной струи. Следствия этих предположений стационарности могут существенно недооценить максимальное значение  $\beta \sim 2$ , которое может уменьшить как требуемое пространство для тайного предприятия лазерного обогащения третьего поколения, так и энергопотребление на единицу работы разделения.

#### Модель $\beta$ для технологии лазерного обогащения третьего поколения

Важной характеристикой любой технологии обогащения служит величина коэффициента обогащения  $\beta$ , меры измерения изменения относительной распространенности урана-235 к урану-238 от потока подаваемого сырья до потока продукта. Из уравнения 13 в главной части статьи следует, что:

$$\beta = \frac{N_P / (1 - N_P)}{N_F / (1 - N_F)} = \frac{R_P}{R_F} \quad (1.17)$$

где  $N_P$  и  $N_F$  – соответствующие концентрации  $^{235}\text{UF}_6$  в продукте и подаваемом сырье, а  $R_P = N_P / (1 - N_P)$  и  $R_F = N_F / (1 - N_F)$  – соответствующие относительные изотопные распространенности  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  в этих потоках. Отсюда следует модель для расчета коэффициента обогащения  $\beta$  для процессов лазерного обогащения третьего поколения. Она тесно связана с моделью из единственного анализа<sup>61</sup>, в котором была принята попытка предоставить точные выражения для миграции молекул  $^{235}\text{UF}_6$  во внешние слои сверхзвуковой свободной струи, основанные на динамике различных составляющих газа.

Коэффициент обогащения  $\beta$  следует сначала переопределить, чтобы он стал более применимым к высоким уровням обогащения. Сепаратор собирает в поток продукта молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$ , выходящие из сердцевины струи. В связи с этим коэффициент обогащения  $\beta$  можно переписать в виде:

$$\beta = \frac{x'_{235} / (1 - x'_{235})}{x_{235} / (1 - x_{235})} \quad (1.18)$$

где  $x'_{235}$  – концентрация  $^{235}\text{UF}_6$ , собираемого сепаратором в качестве продукта:

$$x'_{235} = \left( \text{Все вылетающие } ^{235}\text{UF}_6 \right) / \left( \text{Все вылетающие } \text{UF}_6 \right) \quad (1.19)$$

а  $x_{235}$  – концентрация  $^{235}\text{UF}_6$  в подаваемом сырье.

Что следует сначала установить, так это различные составляющие, существующие в свободной струе. Все молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  относятся к четырем различным формам: димеры  $^{235}\text{UF}_6\text{:G}$ , возбужденные лазером мономеры  $^{235}\text{UF}_6^*$ , невозбужденные мономеры  $^{235}\text{UF}_6$ , и надтепловые мономеры  $^{235}\text{UF}_6^\dagger$ . Молекулы  $^{235}\text{UF}_6^\dagger$  образуются при быстрой диссоциации димеров  $^{235}\text{UF}_6\text{:G}$ , в которой колебательная энергия преобразуется в энергию поступательного движения отдачи с превышающими тепловые, или «надтепловыми» скоростями, которые позволяют молекулам мигрировать более быстро, чем невозбужденные молекулы  $^{235}\text{UF}_6$ . Все молекулы  $^{235}\text{UF}_6$  существуют в виде двух форм: либо невозбужденные мономеры  $^{238}\text{UF}_6$ , либо димеры

$^{238}\text{UF}_6$ :G. Молекулы всех шести типов, за исключением  $^{235}\text{UF}_6^*$  и  $^{235}\text{UF}_6$ , будут мигрировать из сердцевины струи с различными скоростями из-за разных поперечных сечений столкновений и средних молекулярных скоростей. Уравнения баланса материалов для всех этих типов записываются в виде:

$$f_{235}^* + f_{235} + f_{235}^l + f_{235}^d = 1 \quad \text{и} \quad f_{238} + f_{238}^d = 1 \quad (1.20)$$

где  $f_{235}^*$ ,  $f_{235}$ ,  $f_{235}^l$ , и  $f_{235}^d$  – соответствующие стационарные доли  $^{235}\text{UF}_6^*$ ,  $^{235}\text{UF}_6$ ,  $^{235}\text{UF}_6^l$ , и  $^{235}\text{UF}_6$ :G во всех формах  $^{235}\text{UF}_6$ , и  $f_{238}$ , и  $f_{238}^d$  – соответствующие стационарные доли  $^{238}\text{UF}_6$ , и  $^{238}\text{UF}_6$ :G во всех формах  $^{238}\text{UF}_6$ .

Каждый из этих типов будет обладать различной долей выхода  $\Theta$  на край газа для сбора продукта из-за различных скоростей миграции из сердцевины струи. Теперь уравнение (1.19) можно переписать в виде:

$$x_{235}^l = \frac{\left[ x_{235} \left\{ (1 - f_{235}^l - f_{235}^d) \Theta^m + f_{235}^l \Theta^l + f_{235}^d \Theta^d \right\} \right]}{\left[ (1 - x_{235}) \left\{ (1 - f_{238}^d) \Theta^m + f_{238}^d \Theta^d \right\} + x_{235} \left\{ (1 - f_{235}^l - f_{235}^d) \Theta^m + f_{235}^l \Theta^l + f_{235}^d \Theta^d \right\} \right]} \quad (1.21)$$

где  $\Theta^m$ ,  $\Theta^l$ ,  $\Theta^d$  – соответствующие доли выхода для тепловых мономеров, надтепловых молекул и димеров. Различие этих значений обусловлено различными скоростями миграции из сердцевины струи; различием из-за мало отличающихся масс тепловых мономеров  $^{235}\text{UF}_6$  и  $^{238}\text{UF}_6$  пренебрегается, потому что они малы по сравнению с изменениями между другими группами.

С учетом полученных соотношений выражение для коэффициента обогащения  $\beta$  теперь можно записать в виде

$$\beta = \frac{(1 - f_{235}^l - f_{235}^d) \Theta^m + f_{235}^l \Theta^l + f_{235}^d \Theta^d}{(1 - f_{238}^d) \Theta^m + f_{238}^d \Theta^d} \quad (1.22)$$

Это выражение проще, чем приведенное в анализе<sup>62</sup>, на котором базируется данная модель. В оригинальной модели рассматривается выражение для  $\beta$ , которое равно отношению концентраций  $^{235}\text{UF}_6$  в собираемом на краю струи газе и в потоке подаваемого сырья,  $x_{235}^l / x_{235}$ . Это приближенно справедливо, если концентрация  $^{235}\text{UF}_6$  мала, что хорошо работает для уровней обогащения реакторного качества. Модель, представленная уравнением (1.22), справедлива для любого уровня обогащения, и более точна для каскадирования к высокому обогащению для оружейного материала. Важный результат заключается также в том, что формула не зависит от  $x_{235}$ .

Другой важной характеристикой технологии лазерного обогащения третьего поколения является коэффициент разбавления продукта  $\theta$ , который просто равен доле потока подаваемого сырья, собираемого в качестве продукта. Он может быть выражен через уже определенные параметры как

$$\theta = x_{235} \left\{ (1 - f_{235}^l - f_{235}^d) \Theta^m + f_{235}^l \Theta^l + f_{235}^d \Theta^d \right\} + (1 - x_{235}) \left\{ (1 - f_{238}^d) \Theta^m + f_{238}^d \Theta^d \right\} \quad (1.23)$$

и он должен быть достаточно большим для того, чтобы сделать процесс привлекательным в аспекте экономики. Низкие значения  $\theta$  потребуют больших количеств подаваемого уранового сырья или, возможно, более сложной конструкции каскада с большим количеством блоков разделения и большей физической площадью. Уравнение (1.23) показывает, что  $\theta$  зависит от  $x_{235}$ , что согласуется с тем, что величина  $\theta$  увеличивается с концентрацией  $^{235}\text{UF}_6$  при каскадировании до оружейного материала.

Для того, чтобы не увеличивать длину статьи, отметим, что подробные соотношения между всеми символами в уравнении (1.22) точно такие же, как в статье Дж.У. Ееркенса 2005 года<sup>63</sup>, и они не воспроизводятся здесь. Форма уравнения (1.22) достаточно проста, чтобы точно обсудить ограничения данной модели. Однако, с целью подтверждения предположений, сделанных в этой статье, на основании которых



определяются характеристики каскада для производства, важно отметить, что результаты модели, воссозданной автором, в основном согласуются с представленными Дж.У. Ееркенсом (2005 год), несмотря на несколько отличающиеся формулировки.

Дж.У. Ееркенс представил вариант, в котором правдоподобные параметры процесса SILEX могут быть выбраны из рисунков 5А, 5В, 9А и 9В статьи 2005 года<sup>64</sup>, которые показывают, как  $\beta$  и  $\theta$  для  $UF_6$ , смешанного с различными газами-носителями, изменяются с температурой при фиксированном давлении в 1 мм рт.ст., и с давлением при фиксированной температуре 35 К. Вероятно, наиболее предпочтительным газом-носителем является  $SF_6$ , но Ar и Xe также могут стать возможными вариантами.

**Таблица 2.** Рабочие параметры процесса SILEX, полученные Дж.У. Ееркенсом (2005) и автором.

Рабочие параметры процесса SILEX	Дж.У. Ееркенс <sup>65</sup>	Р. Снайдер
Давление $SF_6$ (мм рт.ст.) в месте облучения лазером	0,02	0,026
Температура (К)	35	42
Коэффициент обогащения $\beta$	1,95	1,93
Концентрация $UF_6$ в газе-носителе G	0,02	0,04
Мощность лазера (Вт)	1000	374
Длина сердцевинки струи <sup>66</sup>	20	20
Общее разбавление в продукте ( $\theta$ )	0,25	0,25
Давление $SF_6$ (мм рт.ст.) у сепаратора для сбора	0,002	0,003

Результаты Дж.У. Ееркенса и автора показаны в таблице 2. Здесь раскрываются ограничения модели в уравнении (1.22), с перечисленными автором двумя различными давлениями  $SF_6$ , 0,026 и 0,003 мм рт.ст. Дж.У. Ееркенс не точно моделировал изменения параметров при расширении свободной струи в блоке разделения, поскольку модель требовала исходных параметров постоянной температуры и давления. Однако, для точного вычисления  $\beta$  требуется точная модель изменения этих параметров в расширяющейся свободной струе. Автор выбрал давление 0,026 мм рт.ст. в местоположении лазерного облучения для того, чтобы обеспечить достаточно высокий коэффициент  $\beta$ , а давление в 0,003 мм рт.ст. было выбрано для получения достаточно высокого значения  $\theta$ . Концепция, на которой базируется этот процесс обогащения, состоит в том, чтобы для лазерного облучения были доступны как можно больше мономеров  $^{235}UF_6$ , за чем последовало бы образование максимального количества димеров, которые затем быстро диссоциировали. Такое может произойти только при температуре, значительно большей 42 К (таблица 2), где, согласно авторской версии модели, 10 процентов молекул  $^{235}UF_6$  уже входят в состав димеров. Если облучение лазеров происходит при более желательной температуре в 100 К, то в составе димеров практически не будет находиться молекул  $^{235}UF_6$ . Если свободная струя будет охлаждаться с этой температуры, то возбужденные лазером молекулы  $^{235}UF_6^*$  образуют больше димеров  $^{235}UF_6^*:G$ , чем если бы лазерное возбуждение произошло при 42 К. Это позволяет увеличить член  $f_{235}^1$  в уравнении (1.22), чтобы в струе присутствовало больше надтепловых молекул. По мере того, как струя будет охлаждаться, а давление понижаться, все коэффициенты разбавления ( $\Theta^m$ ,  $\Theta^l$ , и  $\Theta^d$ ) будут расти, откуда при  $\Theta^l > \Theta^m > \Theta^d$  следует, что будет расти и  $\beta$ . Эта динамика эволюции не учитывалась в указанной выше модели и именно поэтому  $\beta \sim 2$  представляется недооценкой. Если  $\beta$  на самом деле будет больше, то технология лазерного обогащения третьего поколения потребует меньшего пространства и будет потреблять энергию более эффективно, чем это оценивалось в главном разделе статьи.

#### ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. В документе после посещения опытной установки процесса SILEX предполагалось, что перед рамановским рассеянием излучение лазера на углекислом газе будет настроено на частоту 10,8 мкм перед рассеянием на параводороде ( $p-H_2$ ). Однако, для этой начальной длины волны представляется, что понадобится рассеяние на нормальном дейтерии ( $n-D_2$ ) для сдвига длины волны до 15,916 мкм. Волновое число для состояния S(1)  $n-D_2$  равно 297,52  $cm^{-1}$ . Учитывая, что в научной литературе представлено больше сведений о рассеянии на  $p-H_2$ , чем на  $n-D_2$ , и зная, что дейтерий дороже и сложнее приобрести, чем  $p-H_2$ , этот анализ делался в предположении об использовании  $p-H_2$ . Это может потребовать использования начальной длины волны в 10,177, а не 10,8 мкм. Смотрите в: John L. Lyman, Enrichment separative capacity for SILEX, LA-UR-05-3786, 2005. <https://www.fas.org/sgp/othergov/>

doe/lanl/docs4/silex.pdf

2. W. R. Trutna and R. L. Byer, "Multiple-pass Raman gain cell," *Applied Optics* 19 (1980): 301-312.
3. R. W. Minck, E. E. Hagenlocker, and W. G. Rado, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966): 229-231. Пластина  $\lambda/4$ , или френелевский ромб, может быть использована для преобразования падающего излучения лазера на углекислом газе с линейной поляризацией в излучение с круговой поляризацией перед входом в ячейку рамановского сдвига.
4. Trutna and Byer, "Multiple-pass Raman gain cell," 305. (ссылка 2)
5. Там же.
6. Trutna and Byer, "Multiple-pass Raman gain cell," 307. (ссылка 2)
7. Там же.
8. Требуемая стоксова длина волны равна 10,177 мкм, но это довольно близкое приближение для оценки того, что возможно.
9. В предположении  $R = 98$  процентов.
10. IAEA, INFCIRC/254/Rev.9/Part 2.
11. Trutna and Byer, "Multiple-pass Raman gain cell," 310. (ссылка 2)
12. Там же.
13. J. L. Carlsten and R. G. Wenzel, "Stimulated Rotational Raman Scattering in CO<sub>2</sub>-Pumped Para-H<sub>2</sub>," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-19 (1983): 1407-1413.
14. Коммерчески доступную систему с частотой повторения 1 кГц можно найти на сайте: "TEA Series - UT", Par Systems, accessed September 15, 2015, <http://www.par.com/technologies/pulsed-co2-lasers/lasers/co2-lasers/>. Rates as high as 2 kHz were reported here: Kemp et al., "Uranium Enrichment Technologies in South Africa."
15. "Time Division Multiplexing," RP Photonics Encyclopedia, <https://www.rp-photonics.com/>
16. M. Sander, S. Frolov, J. Shmulovich, E. Ippen, and F. Kartner, "10 GHz femtosecond pulse interleaver in planar waveguide technology" *Optics Express* 20 (2012).
17. Ronander et al., "High-pressure continuously tunable CO<sub>2</sub> lasers and molecular laser isotope separation."
18. Там же, 53.
19. Lyman, "Enrichment separative capacity for SILEX." (ссылка 1)
20. P. Repond and M. W. Sigrist, "Continuously Tunable High-Pressure CO<sub>2</sub> Laser for Spectroscopic Studies on Trace Gases," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32 (1996).
21. Kemp et al., "Uranium Enrichment Technologies in South Africa."
22. Ronander et al., "High-pressure continuously tunable CO<sub>2</sub> lasers and molecular laser isotope separation."
23. L. R. Botha, High repetition rate continuously tunable CO<sub>2</sub> laser system investigation (PhD diss., University of Natal, South Africa, 1990)
24. Обсуждение с коммерческим поставщиком лазеров TEA показало, что существуют более высокие стандарты для доказательства того, что заявленное намерение потенциального покупателя для использования лазеров TEA с высокими характеристиками истинно. Из этого следует, что если лазеры TEA с высокими характеристиками не будут проданы, если покупатель не будет должным образом отождествлен, то возможно, что лазеры с менее высокими характеристиками могут быть приобретены у коммерческого поставщика несмотря на экспортный контроль.
25. Были попытки создать лазер на 16 мкм, работающий на различных полосах молекулы CO<sub>2</sub>, используя методы предионизации в УФ-диапазоне для подготовки активной среды (исключая необходимость в рамановском сдвиге), но автору неизвестны никакие подобные коммерчески доступные лазеры. Существуют статьи в журналах, обсуждающие динамику таких систем, но широких исследований не было.
26. Смотрите рисунок 5 в Carlsten and Wenzel, "Stimulated Rotational Raman Scattering in CO<sub>2</sub>-Pumped Para-H<sub>2</sub>." Уравнение этой линии для энергии накачки от 0,2 до 0,6 Дж имеет вид  $0,0005(10)^{6,75x}$ , где  $x$  – это энергия накачки лазера на углекислом газе после достижения порога пиковой мощности. С перехватом  $5 \times 10^{-5}$ , указывающим на то, что энергия Стокса для импульса в 1 кВт, произведенного на пороге с длительностью 50 нс, необходима дополнительная энергия накачки в 0,35 для создания минимального импульса порядка 10 мДж для возбуждения всего урана лазерным излучением в процессе SILEX.
27. T. Y. Fan, "Laser Beam Combining for High-Power, High-Radiance Sources," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 11 (2005).

28. Baranov and Koptev, "Mode-Locked CO Laser for Isotope Separation of Uranium Employing Condensation Repression," and I. Baranov and Andrey V. Koptev, "Pulsed CO Laser for Isotope Separation of Uranium," *AIP Conference Proceedings* 1464 (2012): 689, doi: 10.1063/1.4739921 and J. Eerkens, "Process and Apparatus for Condensation Repressing Isotope Separation by Laser Activation," U. S. Patent 270,035, filed Mar. 12, 2014, and issued Sep. 18, 2014.
29. Baranov and Koptev, "Mode-Locked CO Laser for Isotope Separation of Uranium Employing Condensation Repression."
30. Здесь важно помнить, что  $\sigma(3\nu_3) \propto \sqrt{T}$ , так что поперечные сечения, в 5000 – 10000 раз меньше по сравнению с  $\sigma(\nu_3)$ , могут быть изменены, если больший изотопный сдвиг позволит проводить лазерное облучение при более высокой температуре.
31. Baranov and Koptev, "Mode-Locked CO Laser for Isotope Separation of Uranium Employing Condensation Repression," and Baranov and Koptev, "Pulsed CO Laser for Isotope Separation of Uranium," and Eerkens, "Process and Apparatus for Condensation Repressing Isotope Separation by Laser Activation."
32. Eerkens, "Process and Apparatus for Condensation Repressing Isotope Separation by Laser Activation."
33. Это было получено расчетом того, что 2,22 Дж должно будет пройти через свободную струю за время, которое понадобится молекуле UF<sub>6</sub> для того, чтобы пройти через пучок диаметром 1 см. Если для прохода 1 см понадобится  $3,33 \cdot 10^{-5}$  с, мощность, циркулирующая в резонаторе, будет равна  $2,22/3,33 \cdot 10^{-5} = 66,667$  кВт/см<sup>2</sup>.
34. Eerkens, "Process and Apparatus for Condensation Repressing Isotope Separation by Laser Activation."
35. Baranov and Koptev, "Pulsed CO Laser for Isotope Separation of Uranium."
36. A. Khlopkov, "How the United States Helped Iran Build a Laser Enrichment Laboratory," *The Nonproliferation Review*, 20 (2013): 39-62.
37. IAEA, INFCIRC/254/Rev.9/Part 2.
38. Автор получил среднюю цену при обсуждении с представителем крупного поставщика лазеров.
39. Baranov and Koptev, "Pulsed CO Laser for Isotope Separation of Uranium."
40. Здесь идея состоит в том, чтобы для каждого заселенного уровня заселять вращательный уровень с максимальным коэффициентом усиления, если этот уровень непрерывно опустошается вынужденным излучением. Длинные импульсы (3–10 нс), сравнимые с вращательными переходами (1 нс) поэтому позволяют наиболее эффективно использовать энергию, если создается некоторое излучение 5,3 мкм, которое в противном случае не могло появиться в коротком импульсе.
41. Эта номенклатура обозначает вынужденное излучение с 10 на 9 колебательный уровень при вращательном уровне 7.
42. В обеих этих давлениях в месте облучения предполагается, что диаметр пучка равен 1 см.
43. Yao et al., *Nanoscale Research Letters*, 10 (2015): 177.
44. R. Lewicki et al., "Quantum cascade laser absorption spectroscopy of UF<sub>6</sub> at 7.74  $\mu$ m for analytical uranium enrichment measurements." *Proceedings of SPIE- The International Society for Optical Engineering*, January 2010.
45. Там же.
46. H. Van den Bergh, "Laser Assisted Aerodynamic Isotope Separation," *Laser and Optoelectronic* 3 (1985): 263-273.
47. Eerkens, "Equilibrium dimer concentrations in gases and gas mixtures," 196.
48. Там же, 206. Следует отметить, что при температуре  $T = 300$  К,  $kT = 0,025$  эВ и что кинетическая энергия в одной степени свободы для газов равна  $\frac{1}{2} kT$ , где  $k$  – постоянная Больцмана.
49. Becker, Bier, and Burghoff, "Die Trenndiise-Ein neues Element zur Gas- und Isotopen-trennung."
50. A. A. Bochkarev et al., "Structure of a supersonic jet of an argon-helium mixture in a vacuum," *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 11 (1970): 857-861.
51. Eerkens, "Laser-induced migration and isotope separation of epi-thermal monomers and dimers in super-cooled free jets," 252.
52. J. W. Eerkens, "Nucleation and particle growth in supercooled flows of SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> and UF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> mixtures," *Chemical Physics* 293 (2003): 111-153.
53. Там же.
54. Eerkens, "Laser-induced migration and isotope separation of epi-thermal monomers and dimers in super-cooled free jets," 248

55. A. S. Krass, P. Boskma, B. Elzen, and W. A. Smit, *Uranium Enrichment and Nuclear Weapon Proliferation*, Stockholm International Peace Research Institute (Taylor & Francis, 1983).
56. "Laser enrichment chosen for Paducah," *World Nuclear News*, November 28, 2013, <http://www.world-nuclear-news.org/enf-laser-enrichment-chosen-for-paducah-2811137.html>.
57. C. P. Robinson and R. J. Jensen, "Laser Methods of Uranium Isotope Separation," in *Uranium Enrichment*, ed. S. Villani (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979): 269-290.
58. Krass, et al., *Uranium Enrichment and Nuclear Weapon Proliferation*
59. D. Wolf, J. L. Borowitz, A. Gabor, Y. Shraga, "A General Method for the Calculation of an Ideal Cascade with Asymmetric Units," *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 15 (1976).
60. Eerkens, "Laser-induced migration and isotope separation of epi-thermal monomers and dimers in super-cooled free jets."
61. Там же.
62. Там же, 239.
63. Там же.
64. Там же, 242–243, 248–249.
65. Там же.
66. Длина свободной струи от сопла до сепаратора.