

УДК 621.38.029

ЛАЗЕРНЫЙ МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ИТТЕРБИЯ**С. К. Борисов, М. А. Кузьмина, В. А. Мишин**

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Экспериментально и теоретически исследован процесс изотопически селективной фотоионизации (AVLIS процесс) в парах иттербия. Определены оптимальная схема ионизации и динамика процесса.

Численно промоделирован процесс селективной фотоионизации 168 изотопа Yb. Определены производительность и селективность процесса. Показано, что наибольшей эффективностью ионизации можно достичь, разбив процесс на две части: первая - когерентное возбуждение атомов выделяемого изотопа, вторая - их фотоионизация. При этом можно повысить как эффективность ионизации среды, так и получить высокую степень изотопической селективности процесса.

В основе всех методов лазерного разделения изотопов лежит уникальное свойство лазерного излучения воздействовать только на желаемый изотоп, а не на всю смесь в целом, как это характерно для остальных методов разделения изотопов. Это приводит к энергетической эффективности и представляет собой громадное преимущество лазерных методов разделения изотопов.

К настоящему времени уже сформировались несколько направлений, среди которых наибольшее распространение получил метод разделения изотопов, основанный на использовании изотопически селективной многоступенчатой фотоионизации атомов. Этот метод был предложен В. С. Летоховым и получил в английской аббревиатуре название — метод AVLIS (Atomic Vapor Laser Isotope Separation). Суть метода AVLIS заключается в селективном возбуждении атомов выделяемого изотопа, а затем их фотоионизации из верхнего возбужденного состояния. Разработкой этого метода занимаются практически все промышленно развитые страны мира, причем успехи в продвижении этого метода таковы, что он начинает применяться в промышленных масштабах [1]. Успехи в практической реализации этого метода объясняются, во-первых, тем, что к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал и достигнута определенная ясность в вопросах возбуждения и ионизации атомов, а также тем, что для него уже существуют мощные лазерные системы.

Процесс разделения делится условно на три этапа:

испарение материала и формирование его в виде атомного пучка;

воздействие лазерного излучения на атомный пар в целях ионизации атомов выделяемого изотопа;

экстракция ионов выделяемого изотопа из атомного пучка и сбор их на коллектор.

Преимуществами этого метода являются принципиальная простота и универсальность. Это позволяет резко удешевить получение многих изотопов, выделение которых традиционными, хорошо разработанными методами либо невозможно, либо нецелесообразно из-за сравнительно малой потребности. Технология AVLIS дает возможность получать высокую степень изотопической очистки, недостижимой для современных методов разделения изотопов, а также является экологически чистой: выбросы в атмосферу отсутствуют, потребление электроэнергии и воды уменьшено по сравнению с такими же показателями при традиционных методах в десятки раз.

Однако реализация этого метода встречается с трудностями, заключающимися в том, что лазерное излучение дорого. Отсюда следует, что наиболее тщательного исследования требует непосредственно сам процесс лазерного воздействия на вещество, который, в свою очередь, можно условно подразделить на два этапа. Во-первых,

необходимо на основании определенных критериев выбрать наиболее эффективную схему возбуждения и ионизации атома. Во-вторых, провести изучение динамики взаимодействия лазерного излучения со средой в целях определения условий оптимального использования как разделяемого вещества, так и энергии лазерного излучения. Ниже дано описание результатов работ по исследованию и оптимизации процесса изотопически селективной фотоионизации редкого (содержание в природной смеси 0,14 %) 168 изотопа иттербия.

ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМА ИТТЕРБИЯ

Схема фотоионизации должна удовлетворять следующим критериям: большими (по сравнению с доплеровской шириной) величинами изотопических сдвигов уровней; большими временами жизни промежуточных возбужденных состояний; большими величинами сечений автоионизационных переходов; желательно, чтобы рабочие переходы лежали в области длин волн генерации наиболее эффективных и долгоживущих красителей, накачиваемых зеленой или желтой линией медного лазера.

Такой цикл исследований для атома иттербия был нами выполнен. Спектроскопические исследования включали определение положения и идентификацию энергетических состояний; исследование изотопической и сверхтонкой структуры переходов; поиск автоионизационных состояний; исследование радиационных характеристик переходов (времен жизни, дипольных моментов, сечений автотонизационных переходов).

Выбранная схема селективной фотоионизации атома иттербия использует интеркомбинационный переход из основного $4f^{14}6s^2(6^1S_0)$ состояния в состояние $4f^{14}6p6s(6^3P_1)$. Энергетическое положение уровня 6^3P_1 — $17992,007 \text{ см}^{-1}$ [2]. Длина волны излучения, возбуждающая этот переход, равна $555,648 \text{ нм}$.

Изотопическая структура перехода $6^1S_0 - 6^3P_1$ иттербия была измерена с высокой точностью в работе [3]. Результаты идентификации линий различных изотопов и величина изотопических сдвигов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Изотопическая структура $6^1S_0 - 6^3P_1$ перехода иттербия

Ат. ед.	$F' - F$	$\Delta \nu, \text{ MHz}$	Ат. ед.	$F' - F$	$\Delta \nu, \text{ MHz}$
173	7/2—5/2	-2409	170	1—0	2283
171	1/2—1/2	-2136	173	5/2—5/2	2301
176	1—0	-948	168	1—0	3636
174	1—0	0	173	3/2—5/2	3804
172	1—0	993	171	3/2—1/2	3816

Измерение времени жизни атома иттербия в 6^3P_1 состоянии проводилось многими исследователями, например в работе [4]. Поэтому оно хорошо известно и равно $(840 \pm 20) \text{ нс}$.

Известное время жизни уровня 6^3P_1 позволяет легко определить дипольный момент перехода $6^1S_0 - 6^3P_1$. Действительно, поскольку этот переход изолирован, то время жизни атома в состоянии 6^3P_1 однозначно определяет и его дипольный момент. Таким образом, для дипольного момента перехода $6^1S_0 - 6^3P_1$ было получено значение, равное $2,7 \cdot 10^{-30} \text{ Кл} \cdot \text{м}$.

В качестве перехода второй ступени процесса ИСФИА был выбран переход на уровень $(7/2, 3/2)_2$, соответствующий электронной конфигурации $(4f^{13}6s^26p)$ с энергией $35196,98 \text{ см}^{-1}$ [2]. Длина волны излучения лазера, возбуждающая этот

переход, равна 581,067 нм и лежит в полосе длин волн, генерируемых красителем родамин-6Ж.

Изотопическая структура перехода $6^3P_1 - (7/2, 3/2)_2$ была исследована нами впервые. Результаты идентификации линий различных изотопов и величина изотопических сдвигов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Изотопическая структура $6^3P_1 - (7/2, 3/2)_2$ перехода иттербия

Ат. ед.	$F' - F$	$\Delta \nu$, MHz	Ат. ед.	$F' - F$	$\Delta \nu$, MHz
168	2-1	-10293	173	7/2-5/2	-2532
171	3/2-3/2	-8805	173	3/2-5/2	-2426
170	2-1	-6318	173	5/2-5/2	-1833
171	5/2-3/2	-5973	173	9/2-7/2	-732
173	1/2-3/2	-4147	174	2-1	0
173	3/2-3/2	-3612	173	7/2-7/2	2172
173	5/2-3/2	-3302	176	2-1	2578
171	3/2-1/2	-2862	173	5/2-7/2	2894
172	2-1	-2711			

Обозначения в табл. 1 и 2: Ат. ед. — атомный номер соответствующего изотопа; $F' - F$ — полный момент верхнего и нижнего уровней; $\Delta \nu$ — изотопический сдвиг линии соответствующего изотопа относительно линии 174 изотопа.

Было измерено время жизни атома иттербия в состоянии $(7/2, 3/2)_2$. Для этого был использован метод прямого измерения времени жизни по наблюдению динамики люминесценции после быстрого выключения лазерного излучения, воздействующего на этот переход. Установлено, что время жизни атома иттербия в $(7/2, 3/2)_2$ состоянии равно $(1,12 \pm 0,05)$ мкс.

Для измерения дипольного момента перехода $6^3P_1 - (7/2, 3/2)_2$ был использован метод, основанный на регистрации уширения линии перехода при большой интенсивности возбуждающего поля. При плотности насыщающей мощности 160 Вт/см^2 форма линии была близка к лоренцевой с шириной 44 МГц. Вычисленный отсюда дипольный момент перехода $6^3P_1 - (7/2, 3/2)_2$ имел величину $4,2 \cdot 10^{-31}$ Кл·м.

Затем был проведен эксперимент по поиску автоионизационных переходов из $(7/2, 3/2)_2$ состояния атома иттербия. В результате был обнаружен интенсивный автоионизационный резонанс на длине волны 582,79 нм. Энергия уровня, соответствующего этому переходу, равна 52353 см^{-1} , а его ширина — 13 см^{-1} . Следует отметить тот положительный факт, что длина волны излучения, возбуждающего этот переход, лежит в максимуме кривой преобразования красителя родамин-6Ж. Методом измерения насыщающей плотности мощности было определено сечение фотоионизации для этого автоионизационного перехода, которое оказалось равным $6,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Итак, в результате комплексного исследования спектроскопических и радиационных характеристик атома иттербия, было выяснено, что наиболее эффективная схема изотопически селективной фотоионизации для осуществления лазерного разделения изотопов иттербия должна выглядеть так:

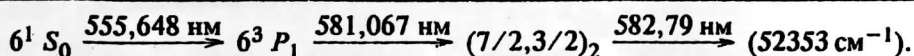


Схема переходов показана на рис. 1. Наличие в этой схеме фотоионизации сильного перехода в автоионизационное состояние удачно сочетается с большой величиной изотопического сдвига на первой и второй ступенях. Более подробные сведения об исследовании этой схемы фотоионизации можно получить в работе [5]. Полученные данные позволяют провести изучение динамики взаимодействия лазерного излучения со средой с целью оптимизации процесса лазерного разделения изотопов иттербия.

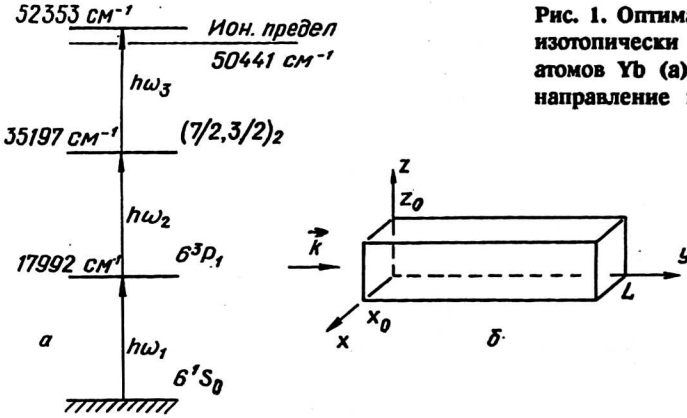


Рис. 1. Оптимальная схема трехступенчатой изотопически селективной фотоионизации атомов Yb (а); геометрия задачи (б); \vec{k} — направление волнового вектора лазерного излучения

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ФОТОИОНИЗАЦИИ

Для изучения динамики взаимодействия лазерного излучения со средой было решено сосредоточить основные усилия на создании математической модели процесса ИСФИА. Это позволяет быстро и дешево определить эффективность ионизации среды, выявить физические процессы, понижающие эффективность, выдвинуть требования к лазерным системам: их спектральным характеристикам, мощности. В настоящее время эта работа завершена. В результате созданы математическая модель процесса ИСФИА "AVLIS", корректная применительно к условиям промышленного производства изотопов, и пакет программ для ЭВМ.

Приведем краткое описание модели. Эта модель базируется на использовании теоретического аппарата матрицы плотности и волновых уравнений Максвелла. В этом случае наиболее естественным образом можно описать процесс, включив в него все практически важные параметры среды и поля, такие как неоднородное уширение и вырождение линий радиационных переходов, многоизотопность среды, квазимонохроматичность лазерного излучения, различные процессы релаксации и т. д. Немаловажным является и то обстоятельство, что аппарат матрицы плотности из-за отсутствия внутренних ограничений оставляет возможность дальнейшего развития модели.

Динамика эволюции среды описывается уравнением Лиувилля:

$$i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{\Gamma} \right) \rho = \left[\hat{H}_0 + \hat{V}, \rho \right],$$

где $\hat{\Gamma}$ — оператор, описывающий релаксацию системы; \hat{H}_0 — гамильтониан невозмущенной системы; \hat{V} — оператор дипольного взаимодействия атомной системы с электромагнитным полем.

В данной модели мы предполагаем отсутствие столкновений, приводящих к продольной и поперечной релаксациям, поэтому релаксация системы будет обусловлена лишь радиационными процессами. Предполагаем также, что лазерное излуче-

ние есть суперпозиция трех линейно поляризованных плоских волн, каждая из которых резонансна соответствующему переходу. Уравнения для элементов матрицы плотности были записаны в резонансном приближении, уравнения Максвелла — в приближении медленно меняющихся амплитуд. Все эти приближения работают с огромным запасом для всех интересующих нас случаев. Процесс фотоионизации из верхнего возбужденного состояния рассматривался как один из механизмов релаксации системы и описывался обыкновенным кинетическим уравнением баланса. В рамках этой же идеологии уравнение для фотоионизирующего излучения было сведено к кинетическому уравнению для интенсивности.

Для описания взаимодействия неоднородно-уширенной, вырожденной, многоизотопной среды с квазимонохроматичным лазерным излучением использовали систему уравнений (1), которая была разработана специально для этого случая [6].

$$(\partial/\partial t) \rho_{11}^{mi} = -2 \sum_{k=-K}^K \{U_{1k}^{mi} V_{1k}^{mi} + \mu_{1k}^{mi} V_{1k}^{*mi}\} + A_{21}^{(m-1)i} \rho_{22}^{(m-1)i} + A_{21}^{mi} \rho_{22}^{mi} + A_{21}^{(m+1)i} \rho_{22}^{(m+1)i},$$

$$(\partial/\partial t + 1/T_2) \rho_{22}^{mi} = 2 \sum_{k=-K}^K \{\mu_{1k}^{mi} V_{1k}^{*mi} + U_{1k}^{mi} V_{1k}^{mi} - U_{2k}^{mi} V_{2k}^{mi} - \mu_{2k}^{mi} V_{2k}^{*mi}\} + A_{32}^{(m-1)i} \rho_{33}^{(m-1)i} + A_{32}^{mi} \rho_{33}^{mi} + A_{32}^{(m+1)i} \rho_{33}^{(m+1)i},$$

$$(\partial/\partial t + 1/T_3 + W_3) \rho_{33}^{mi} = 2 \sum_{k=-K}^k \{\mu_{2k}^{mi} V_{2k}^{*mi} + U_{2k}^{mi} V_{2k}^{mi}\};$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_2)/2) U_{1k}^{mi} = V_{1k}^{mi} (\rho_{11}^{mi} - \rho_{22}^{mi}) - V_{2k}^{mi} U_{3k}^{mi} - V_{2k}^{*mi} \mu_{3k}^{mi}, \quad (1)$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_2)/2) \mu_{1k}^{mi} = V_{1k}^{*mi} (\rho_{11}^{mi} - \rho_{22}^{mi}) + V_{2k}^{*mi} U_{3k}^{mi} - V_{2k}^{mi} \mu_{3k}^{mi},$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_2 + 1/T_3 + W_3)/2) U_{2k}^{mi} = V_{2k}^{mi} (\rho_{22}^{mi} - \rho_{33}^{mi}) + V_{1k}^{mi} U_{3k}^{mi} + V_{1k}^{*mi} \mu_{3k}^{mi},$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_2 + 1/T_3 + W_3)/2) \mu_{2k}^{mi} = V_{2k}^{*mi} (\rho_{22}^{mi} - \rho_{33}^{mi}) - V_{1k}^{*mi} U_{3k}^{mi} + V_{1k}^{mi} \mu_{3k}^{mi},$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_3 + W_3)/2) U_{3k}^{mi} = -V_{1k}^{mi} U_{2k}^{mi} + V_{1k}^{*mi} \mu_{2k}^{mi} + V_{2k}^{mi} U_{1k}^{mi} - V_{2k}^{*mi} \mu_{1k}^{mi},$$

$$(\partial/\partial t + (1/T_3 + W_3)/2) \mu_{3k}^{mi} = -V_{1k}^{mi} \mu_{2k}^{mi} - V_{1k}^{*mi} U_{2k}^{mi} + V_{2k}^{*mi} U_{1k}^{mi} + V_{2k}^{mi} \mu_{1k}^{mi},$$

$$(\partial/\partial t) n_+ = W_3 n_3, \quad W_3 = \sigma_3 I_3(t) / h \omega_3;$$

$$n_j^i = \int W(V_y) \sum_{m=-M}^M \rho_{jj}^{mi} dV_y, \quad \text{где } j=1, 2, 3,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{1k}}{\partial y} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varepsilon_{1k}}{\partial t} = \sum_i \frac{(\omega_{21}^i)^2 n_0^i}{\varepsilon_0 c \omega (2F^i + 1)} \int_{-\infty}^{\infty} W(V_y) \sum_{m=-M}^M d_1^{mi} \left\{ \mu_{1k}^{mi} \cos \Delta_{1k}^i + \right. \\ \left. + U_{1k}^{mi} \sin \Delta_{1k}^i \right\} d(V_y);$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{2k}}{\partial y} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varepsilon_{2k}}{\partial t} = \sum_i \frac{(\omega_{32}^i)^2 n_0^i}{\varepsilon_0 c \omega_{1k} (2F^i + 1)} \int_{-\infty}^{\infty} W(V_y) \sum_{m=-M}^M d_2^{mi} \left\{ \mu_{2k}^{mi} \cos \Delta_{2k}^i + \right. \\ \left. + U_{2k}^{mi} \sin \Delta_{2k}^i \right\} d(V_y); \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_3}{\partial y} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_3}{\partial t} = -\sigma_3 I_3 n_3;$$

$$V_{1k}^{mi} = d_1^{mi} \varepsilon_{1k} \sin \Delta_{1k}^i / 2h, \quad V_{1k}^{*mi} = d_1^{mi} \varepsilon_{1k} \cos \Delta_{1k}^i / 2h;$$

$$V_{2k}^{mi} = d_1^{mi} \varepsilon_{1k} \sin \Delta_{2k}^i / 2h, \quad V_{2k}^{*mi} = d_1^{mi} \varepsilon_{1k} \cos \Delta_{2k}^i / 2h;$$

$$\Delta_{1k}^i = \left[\omega_{21}^i (1 - V_y/c) - \omega_1 - k \Delta_{\text{мод}} \right] (t - y/c);$$

$$\Delta_{2k}^i = \left[\omega_{32}^i (1 - V_y/c) - \omega_2 - k \Delta_{\text{мод}} \right] (t - y/c).$$

Здесь U и μ — соответственно фазная и противофазная компоненты поляризации среды, нормированные на дипольный момент; $n_{1, 2, 3}$ — населенность уровней; n_+ — концентрация ионов.

Доплеровское уширение описывается функцией распределения атомов по проекции скоростей на ось y — $W(V_y)$ $d_{1, 2}$ — дипольные моменты и ω_{21}, ω_{32} — частоты переходов; $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ — лазерные частоты.

Индекс m маркирует магнитные подуровни, а индекс i — атомы различных изотопов; A_{ij} — коэффициент Эйнштейна переходов; T_2 и T_3 — времена жизни атомов на втором и третьем уровнях; F — полный атомный момент основного состояния; c — скорость света; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; h — постоянная Планка.

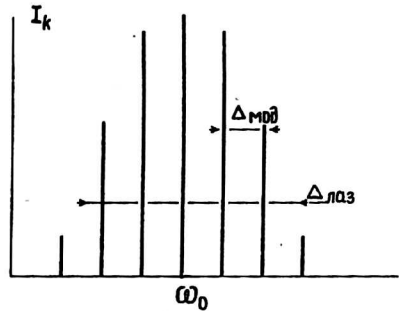
Квазимонохроматическое лазерное излучение мы описали набором фазовонезависимых, эквидистантных мод.

Форму линии лазерного излучения мы аппроксимировали гауссовой функцией. Таким образом, интенсивность каждой моды определяется выражением:

$$I_k(t, \omega_0 + k \Delta_{\text{мод}}) = I_0(t) \exp\left\{-\left(2k \Delta_{\text{мод}}/\Delta_{\text{лаз}}\right)^2\right\},$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm K$ (рис. 2); $\Delta_{\text{мод}}$ — межмодовый частотный интервал; $\Delta_{\text{лаз}}$ — ширина линии лазера.

Рис. 2. Схематичное изображение спектра квазимонохроматического лазера:
 I_k — интенсивность каждой моды;
 $\Delta_{\text{лаз}}$ — характерная ширина спектра; $\Delta_{\text{мод}}$ — межмодовый частотный интервал



В случае монохроматического (Фурье ограниченного) лазерного излучения в уравнениях (1) индекс k можно опустить.

Особенностью математического моделирования процесса ИСФИА для целей лазерного разделения изотопов (ЛРИ) является необходимость вычисления населенностей уровней при довольно больших, порядка изотопического сдвига, отстройках частот ($10^9 \div 10^{10}$ Гц). Это необходимо для правильного вычисления величины коэффициента разделения изотопической смеси и особенно важно при расчете процесса выделения изотопов с малой концентрацией (0,1—1) %. Но при попытке воспользоваться уравнениями (1) при больших отстройках частот возникают трудности, связанные с особенностями численного решения этих уравнений. Из характера уравнений для элементов матрицы плотности (ЭМП) видно, что в этом случае решения представляют собой быстроколеблющиеся функции времени. Это приводит к тому, что шаг разностной схемы должен выбираться достаточно малым, что неизбежно увеличивает число шагов. В свою очередь, большое число шагов приводит к накоплению ошибки и значительно увеличивает время вычислений. Поэтому прямое численное интегрирование уравнений (1) при больших отстройках нерацionalmente. Выход из этого положения может быть найден в получении аналитических решений для ЭМП при больших отстройках. Это становится возможным при некоторых упрощениях системы уравнений (1). Следует заметить, что при больших отстройках частота осцилляций ЭМП определяется, главным образом, отстройками. Поэтому электрическое поле можно считать стационарным на единицах масштаба частоты осцилляций. Кроме того, можно пренебречь вкладом крыльев линий далекого стоящих изотопов в поляризацию среды и считать, что они не влияют на эволюцию лазерных импульсов и исключаются из решения самосогласованной задачи среда — поле. Поэтому задача определения населенности уровней при больших отстройках ограничивается решением уравнений для ЭМП без уравнений Максвелла при стационарных полях. Эти же соображения позволяют пренебречь вкладом релаксаций в динамику процесса. При сделанных предположениях система уравнений (1) легко решается [6]. Поскольку нас интересует населенность третьего уровня, приведем здесь решение только для ρ_{33} :

$$\rho_{33}(t) = \frac{V_1^2 V_2^2}{8} \left\{ \frac{a^2}{C} + \frac{(3a_1^2 - a^2) \cos(|a_1| t)}{a_1^2 (a_1^2 - a_2^2) (a_1^2 - a_3^2)} + \frac{(3a_2^2 - a^2) \cos(|a_2| t)}{a_2^2 (a_2^2 - a_3^2) (a_2^2 - a_1^2)} + \frac{(3a_3^2 - a^2) \cos(|a_3| t)}{a_3^2 (a_3^2 - a_1^2) (a_3^2 - a_2^2)} \right\},$$

где a_1^2, a_2^2, a_3^2 — корни характеристического уравнения

$$p^6 + 2a^2 p^4 + a^4 p^2 + C = 0;$$

$$a^2 = \Omega_1^2 + \Omega_1 \Omega_2 + \Omega_2^2 + 3(V_1^2 + V_2^2)/4;$$

$$c = \Omega_1^2 \Omega_2^2 \left[(\Omega_1 + \Omega_2)^2 + (V_1^2 + V_2^2)/2 \right] + \Omega_1^4 V_2^2 + \Omega_2^4 V_1^2 + \\ + \Omega_1^3 \Omega_2 (4V_2^2 - V_1^2)/2 + \Omega_1 \Omega_2^3 (4V_1^2 - V_2^2)/2 + V_1^4 (\Omega_1^2/8 - \Omega_1 \Omega_2 - \Omega_2^2)/2 + \\ + V_2^4 (\Omega_2^2/8 - \Omega_1 \Omega_2 - \Omega_1^2)/2 + V_1^2 V_2^2 (10\Omega_1^2 + 19\Omega_1 \Omega_2 + 10\Omega_2^2)/8 + \\ + (V_1^2 + V_2^2)^3 / 16.$$

В выражении для ρ_{33} особенно важна выделенная средняя часть:

$$\langle \rho_{33} \rangle = V_1^2 V_2^2 a^2 / 8C,$$

позволяющая получать усредненные по времени значения ρ_{33} при любых соотношениях параметров $V_1(t), V_2(t), \Omega_1, \Omega_2$ без решения каких-либо уравнений. Теперь населенность третьего уровня i -го изотопа можно будет получить, пользуясь следующим выражением:

$$n_3^i = n_0^i \left(V_1^2 V_2^2 / 8 \right) \int W(V_y) (a^2 / C) dV_y; \quad (2)$$

где $\Omega_1^i = \omega_{21}^i (1 - V_y/c) - \omega_1$, $\Omega_2^i = \omega_{32}^i (1 - V_y/c) - \omega_2$.

Здесь ω_1 и ω_2 — частоты лазерных излучений; ω_{21}^i и ω_{32}^i — частоты радиационных переходов.

Заметим, что полученное выражение для $\langle \rho_{33} \rangle$ может использоваться не только для расчета коэффициента разделения изотопических смесей, но и для оптимизации процесса ИСФИА.

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Геометрия задачи показана на рис. 1. Предполагается, что атомный пучок распространяется вдоль оси z с тепловой скоростью. Волновые векторы излучений лазеров коллинеарны оси y . Теперь определим параметры задачи, имея в виду харак-

терные значения этих параметров в реальных системах для лазерного разделения изотопов.

Плотность нейтральных атомов в зоне фотоионизации n_0 примем равной 10^{13} см⁻³. Распределение скоростей атомов по оси y опишем гауссианом: $W(V_y) = n_0 / (\pi^{1/2} V_0) \exp \{ -(V/V_0)^2 \}$, где $V_0 = (2kT/m_0)^{1/2}$. Поскольку иттербий испаряется очень легко, мы взяли $T = 1000$ К.

Плотность энергии лазерных импульсов выберем из условия насыщения автоионизационного перехода:

$$E_1 = E_2 = E_3 = h \omega_3 / \sigma_{\text{фи}}$$

Для численных экспериментов величины $E_1 = E_2 = E_3$ приняли равными 5 Дж/м².

Форма лазерного импульса предполагалась гауссовой с характерной полушириной $T_0 = 10$ нс:

$$I = \left(E_j / (\pi^{1/2} T_0) \right) \exp \left\{ - (t/T_0)^2 \right\}.$$

Эта форма импульса, как нам кажется, хорошо аппроксимирует реальный импульс CVL-Дуе лазерной системы.

Теперь определим некоторые характеристики процесса фотоионизации, характеризующие его селективность, производительность и экономичность.

Производительность процесса можно описать следующим выражением:

$$P^i = m_0^i n_0^i X_0 Z_0 L f_r K_L^i, \tag{3}$$

здесь P^i — скорость наработки i -го изотопа; m_0^i — масса атома; n_0^i — плотность атомов i -го изотопа в зоне фотоионизации; $X_0 Z_0 L$ — объем зоны фотоионизации; f_r — частота повторения лазерных импульсов.

Степень ионизации i -го изотопа в среде характеризуется величиной ионизационного коэффициента K_L^i , который определяется выражением

$$K_L^i = (1/L) \int_0^L K^i(y) dy,$$

где $K^i(y)$ — отношение концентрации ионов i -го изотопа n_+^i после прохождения лазерного импульса к начальной концентрации атомов i -го изотопа n_0^i в элементарном объеме $X_0 Z_0 dy$.

Изотопическая селективность процесса характеризуется величиной коэффициента разделения α_L^i :

$$\alpha_L^i = (1/L) \int_0^L \alpha^i(y) dy,$$

где α^i есть отношение относительной концентрации выделяемого изотопа перед и после процесса разделения:

$$\alpha^i(y) = \frac{n_+^i / (1 - n_+^i)}{n_0^i / (1 - n_0^i)}$$

в элементарном объеме $X_0 Z_0 dy$.

Энергетическая цена процесса разделения определяется затратами энергии лазерного излучения на единицу массы выделяемого изотопа в продукте:

$$\gamma = (E_1 + E_2 + E_3) / M^i, \quad (4)$$

где $M^i = m_0^i n_0^i L K_L^i$.

Поскольку на фотоионизацию одного атома необходимо затратить, как минимум, три фотона, то минимальную энергетическую цену процесса разделения определим как $\gamma_0 = (\hbar \omega_1 + \hbar \omega_2 + \hbar \omega_3) / m_0$. Например, для выбранной схемы фотоионизации иттербия $\gamma_0 = 3,7 \cdot 10^3$ Дж/г. Конечно, в реальных условиях затраты энергии на получение одного грамма продукта будут гораздо большими, и в этом случае величина γ_0 может служить естественным масштабом энергетической цены процесса, а отношение γ_0 / γ будет показателем энергетической эффективности процесса разделения.

Поскольку задача ИСФИА состоит собственно в селективном возбуждении с последующей фотоионизацией атомов из верхнего возбужденного состояния, то здесь проглядываются две возможности проведения процесса. В первом случае можно использовать динамическую ионизацию среды, когда все лазерные импульсы действуют на среду одновременно, переводя ее из нейтрального состояния в ионизованное. В другом случае можно предварительно подготовить среду, изотопически селективно заселив третий уровень, а затем включить импульс фотоионизирующего излучения. Этот способ ионизации был предложен Дайлсом (Diels) в работе [7], где было показано, правда для двухуровневой системы, что этот метод, кроме высокой эффективности ионизации, обладает еще и увеличенной степенью изотопической селективности процесса. Поэтому были проведены численные эксперименты по исследованию фотоионизации Yb среды как первым, так и вторым способом.

Таким образом, исследован процесс выделения 168-го изотопа иттербия при динамической фотоионизации. Мы положили, что лазерное излучение, как на первой, так и на второй ступени процесса имеет непрерывное распределение мощности в пределах контура спектральной линии. Контур лазерной линии был аппроксимирован гауссовой функцией с характерной шириной $\Delta_{\text{лаз}}$, равной доплеровской ширине линии на соответствующем переходе. Спектр лазерного импульса определим следующей моделью. Положим, что он состоит из отдельных, не связанных между собой по фазам, эквидистантно расположенных мод излучения (см. рис. 2). В идеальном случае число мод должно быть бесконечным, тогда спектр будет наиболее близок к однородному. С точки зрения численного счета будет достаточно взять конечное число мод с величиной межмодового интервала, близкой к $1/T_0$. В этом случае можно считать, что результаты воздействия на среду излучения с таким спектром и излучения с непрерывным распределением мощности в пределах контура линии излучения будут слабо отличимы. Для наших расчетов мы взяли число мод, равным 11, Центры лазерных линий настраивались точно на частоты переходов 168 изотопов иттербия. Лазерные импульсы на первой, второй и третьей ступенях процесса включались одновременно. Система уравнений (1) использовалась для моделирования процесса ионизации 168, 171 и 173-го изотопов иттербия, поскольку их линии перекрываются. Фотоионизация остальных изотопов рассчитывалась по формуле (2).

Результаты воздействия лазерного излучения на среду показаны на рис. 3—5. Динамика неоднородно-уширенной иттербиевой среды и функции распределения

по скоростям населенностей первого, второго и третьего уровней, усредненных по времени импульса при $y = 0$, показаны на рис. 3, а, б. Из них видно, что лазерное излучение взаимодействует практически со всей неоднородно-уширенной системой. Благодаря тому, что лазерное излучение квазикогерентно, поглощение носит почти классический характер. При этом оно перемешивает населенности первого, второго и третьего уровней так, что на каждом из них в среднем по времени находится одна треть из всех частиц, находящихся в системе. Как и следовало ожидать, эффективность ионизации в этом случае сравнительно невелика и составляет 20 %. На рис. 4 показано распределение населенности уровней и концентрации ионов ^{168}Yb в зоне фотоионизации после прохождения лазерных импульсов. Видно, что величина коэффициента ионизации непрерывно уменьшается с длиной так, что становится почти равной нулю уже на длине 4 м. Причина этого явления ясна. Действительно, поскольку на первой ступени процесса из-за доплеровского уширения линия поглощения ^{168}Yb перекрывается с линиями ^{171}Yb и ^{173}Yb (см. табл. 1), чье содержание примерно в 300 раз больше чем ^{168}Yb , лазерный импульс на первой ступени задерживается и поглощается в среде значительно больше, чем импульсы на второй и третьей ступенях, что видно из рис. 5, а, б. Все это приводит к тому, что процесс фотоионизации прекращается уже на четырехметровом отрезке среды. Таким образом, при заданных условиях длина зоны фотоионизации ограничена поглощением волны атомами невыделяемых изотопов и может быть увеличена лишь путем значительного увеличения мощности излучения, действующего на первом переходе. Численные эксперименты показали также, что коэффициент ионизации может быть увеличен до 60 % (в пределах четырехметровой длины зоны фотоионизации) при увеличении мощности фотоионизирующего излучения до 20 Дж/м^2 .

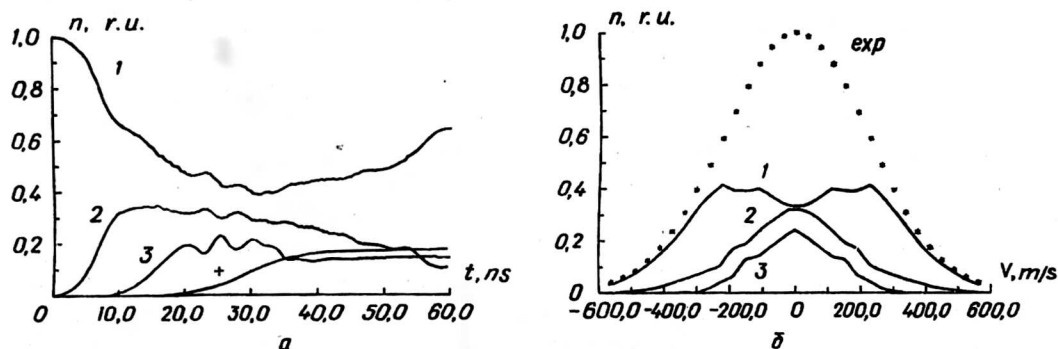
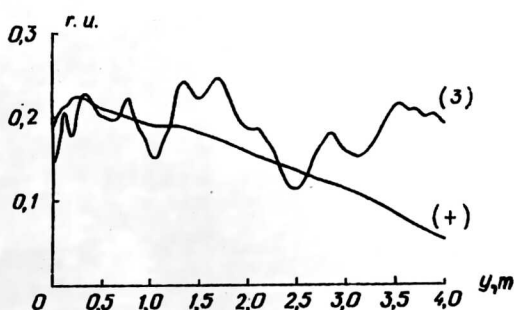


Рис. 3. Динамика населенности уровней под действием квазиоднохроматического лазерного излучения (а) при $y = 0$:

1, 2, 3 — относительные концентрации атомов ^{168}Yb на первом, втором и третьем уровнях; + — относительная концентрация ионов ^{168}Yb ; б — распределение атомов по скоростям на первом и третьем уровнях до и после лазерного воздействия

Рис. 4. Распределение населенности третьего уровня (3) и концентрации ионов (+) по длине зоны фотоионизации после лазерного воздействия



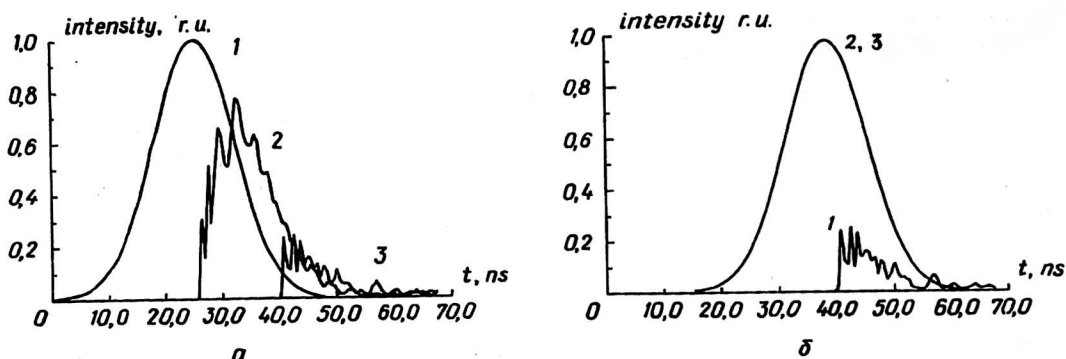


Рис. 5. Форма лазерного импульса, действующего на первой ступени процесса в трех точках среды (а):
 1, 2, 3 — $y=0$, $y=2m$, $y=4m$ соответственно; форма лазерных импульсов, действующих на первой, второй и третьей ступенях процесса при $y=4m$ (б)

Пользуясь формулой (3), можно определить производительность и энергетическую эффективность процесса для 168-го изотопа ($m_0 = 2,8 \cdot 10^{-22}$ г; $n_0 = 1,4 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$; $X_0 \cdot Z_0 = 1$ см 2 ; $L = 400$ см; $f_r = 10$ кГц; $K_L = 0,18$, получив $P^l = 2,8 \cdot 10^{-6}$ г/с, или 10 мг/ч. При этом суммарные затраты средней мощности лазерного излучения равны 15 Вт/см 2 (по 5 Вт/см 2 на каждой ступени процесса).

Используя формулу (4), определим энергетическую цену процесса $\gamma = 2,1 \cdot 10^6$ Дж/г. Поскольку минимальная энергетическая цена процесса равна $\gamma_0 = 3,7 \cdot 10^3$, то лишь 1/1800 часть лазерной энергии расходуется на полезные цели. Главной причиной столь низкой эффективности использования энергии лазерного излучения является поглощение лазерного излучения на первой ступени процесса атомами невыделяемых изотопов.

Был проведен комплекс численных экспериментов в целях определения величины коэффициента разделения изотопической смеси. Для этого рассчитывались коэффициенты ионизации для всех остальных изотопов (170, 172, 174, 176-го), вычислялась относительная концентрация ионов и рассчитывался коэффициент разделения изотопической смеси. Результаты численного эксперимента по выделению 168-го изотопа иттербия приведены в табл. 3. Расчетная величина коэффициента ионизации оказалась равной 840. Из анализа изотопической структуры переходов на первой и второй ступенях процесса легко понять, что селективность процесса определяется в основном второй ступенью.

Таблица 3

Результат математического моделирования процесса селективной ионизации 168-го изотопа иттербия квазимонохроматичным лазерным излучением

Ат. ед.	n_0 , %	K , %	n_+ , %
168	0,14	46,0	54,182
170	3,03	0,00408	0,104
171	14,31	0,37724	45,417
172	21,82	0,00018	0,034
173	16,13	0,00182	0,246
174	31,84	0,00006	0,014
176	12,73	0,00002	0,002

Таблица 4

Результат математического моделирования
процесса селективной ионизации 168-го изотопа иттербия
при предварительной когерентной инверсии среды лазерным излучением

Ат. ед.	n_0 , %	K , %	n_+ , %
168	0,14	71,84	99,522
170	3,03	71,00194	99,5829
171	14,31	71,00169	99,23884
172	21,82	71,00037	99,07948
173	16,13	71,00025	99,04058
174	31,84	71,00016	99,04999
176	12,73	71,00008	99,01050

Обозначения в табл. 3 и 4: Ат. ед. — атомный номер соответствующего изотопа; n_0 — природная относительная концентрация изотопов иттербия; K — коэффициент ионизации; n_+ — относительная концентрация ионов после лазерного воздействия.

Таким образом, несмотря на то, что ширины переходов весьма велики, коэффициент разделения изотопической смеси оказался значительным, далеко превосходящим возможности традиционных методов. Следует отметить, что производительность 10 мг/ч вполне приемлемая для практического использования величина, которая может быть доведена до 30 мг/ч с увеличением интенсивности фотоионизирующего излучения до 25 Вт/см². Для сравнения заметим, что производительность промышленного электромагнитного сепаратора, производящего изотопы иттербия, составляет 0,26 мг/ч.

Однако было бы заманчиво найти более тонкий и эффективный путь проведения процесса ионизации. С этой целью воспользовались идеей, предложенной Дайлсом, и провели процесс фотоионизации в две стадии: инвертирование среды, затем ее ионизация. Исследовали возможность инверсии трехуровневых систем при различных отстройках частот лазеров от частот радиационных переходов. Лазерное излучение предполагалось монохроматичным (Фурье ограниченным). В результате выяснили, что существуют такие значения отстроек, которые доставляют максимум величине населенности третьего уровня при любых интересующих нас параметрах среды и поля. Эти отстройки лежат вблизи области двухфотонного резонанса и зависят от плотности энергии, длительности лазерных импульсов, а также величине дипольных моментов переходов. Прежде чем рассматривать применимость этого метода в реальных системах, покажем принципиальную возможность его реализации.

Хотя система уравнений (1) при оговоренных выше упрощениях имеет аналитическое решение [6], однако она выражается в терминах корней бикубического уравнения и сложна для анализа. Поэтому мы получим решение с помощью модернизированной системы уравнений.

В условиях, близких к двухфотонному резонансу ($\Omega = \Omega_1 \cong -\Omega_2$) и при условии $\Omega^2 \gg V_1^2 + V_2^2$, система уравнений (1) может быть записана следующим образом, %:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} &= 2\nu_1\mu_3; & \nu_1 &= V_1 V_2/\Omega_1; \\
 \dot{\rho}_{22} &= -2\{\nu_1 + \nu_2\}\mu_3; & \nu_2 &= V_1 V_2/\Omega_2; \\
 \dot{\rho}_{33} &= 2\nu_2\mu_3; & \Delta &= \Omega_1 + \Omega_2 - V_1^2/\Omega_2 - V_2^2/\Omega_1. \\
 \dot{U}_3 &= -\Delta\mu_3; \\
 \dot{\mu}_3 &= \Delta U_3 + \nu_2(\rho_{22} - \rho_{33}) - \nu_1(\rho_{11} - \rho_{22});
 \end{aligned} \tag{5}$$

При выводе этих уравнений мы пренебрегли производными по времени от U_1 , U_2 , μ_1 , μ_2 в уравнениях (1), поскольку можно показать, что при оговоренных выше условиях они имеют малый порядок величины по сравнению с $\Omega_1 U_1$, $\Omega_2 U_2$, $\Omega_1 \mu_1$, $\Omega_2 \mu_2$.

Аналитическое решение этой системы дает выражение для $\rho_{33}(t)$:

$$\rho_{33}(t) = -\frac{\nu_1 \nu_2}{\alpha^2} \sin^2 \alpha t/2, \tag{6}$$

где $\alpha^2 = \Delta^2 + \nu_1^2 + \nu_1 \nu_2 + \nu_2^2$.

Отрицательный знак выражения (6) соответствует тому, что ν_1 и ν_2 имеют разные знаки в области двухфотонного резонанса. Отсюда видно, что при заданных V_1 и V_2 соотношение Ω_1 и Ω_2 должно быть таким, чтобы $\alpha \cdot T_0$ равнялось π и одновременно $\nu_1 \nu_2/\alpha^2$ было минимальным. Для этого требуется решить следующую систему уравнений, %: $\Delta^2 = 0$; $\nu_1^2 + \nu_1 \nu_2 + \nu_2^2 = \pi^2$.

Более простые выражения для определения оптимальных отстроек можно получить, если перейти к новым переменным в плоскости Ω_1 , Ω_2 , для чего необходимо повернуть оси координат на 45° . Тогда переход к новым переменным будет задан следующими выражениями:

$$\Omega_1 = (\Delta_2 + \Delta_1) \sqrt{2}; \quad \Omega_2 = (\Delta_2 - \Delta_1) / \sqrt{2}, \tag{7}$$

где параметр Δ_1 характеризует отстройку при двухфотонном резонансе, а Δ_2 — отстройку от частоты двухфотонного резонанса.

Так как нас интересует в основном область отстроек вблизи кривой двухфотонного резонанса, то величиной Δ_2^2 по сравнению с Δ_1^2 можно пренебречь. Тогда выражения для ρ_{33} и α^2 приобретают вид:

$$\rho_{33} = \frac{\gamma^2 \cdot \sin^2(\alpha t/2)}{(\Delta_2 - \beta)^2 + \gamma^2}, \quad \text{где } \beta = \frac{\Delta_1 (V_2^2 - V_1^2)}{4\Delta_1^2 + V_1^2 + V_2^2}, \quad \gamma = \frac{\Delta_1 V_1 V_2}{4\Delta_1^2 + V_1^2 + V_2^2};$$

$$\alpha^2 = \left[4\Delta_2 \Delta_1^2 + V_1^2 (\Delta_2 + \Delta_1) + V_2^2 (\Delta_2 - \Delta_1) \right]^2 / 8\Delta_1^4 + \left[V_1 V_2 / \Delta_1 \right]^2 / 2.$$

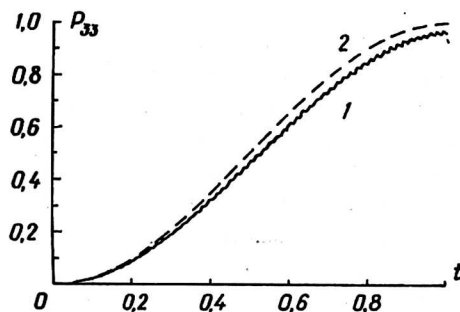
Оптимальные величины Δ_2 и Δ_1 определяются из условий, %:

$$T_0^2 V_1^2 V_2^2 / (2\Delta_1^2) = \pi^2 \quad \text{и} \quad \Delta_2 = \Delta_1 (V_2^2 - V_1^2) / (4\Delta_1^2 + V_1^2 + V_2^2),$$

отсюда соответственно определяются оптимальные Ω_1 , Ω_2 .

Теперь рассчитаем величины оптимальных отстроек для Yb. Как мы видели выше, величины дипольных моментов переходов равны $d_1 = 2,7 \cdot 10^{-30}$ Кл·м и $d_2 = 4,3 \cdot 10^{-31}$ Кл·м. Положим, что лазерные импульсы имеют прямоугольную форму длительностью $T_0 = 10^{-8}$ с, плотность энергии лазерных импульсов составляет величину порядка 5 Дж/м². В этом случае амплитуды скоростей переходов V_1 и V_2 равны $1,62 \cdot 10^{10}$ и $0,246 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Пользуясь формулами (7), (8), получим, что оптимальное возбуждение такой системы возможно, когда отстройки частот равны $\Omega_1 = 6,297 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\Omega_2 = -6,397 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. В этом случае на третий уровень может быть перекачено 99,98 % всех атомов. Динамика ρ_{33} при указанных значениях параметров $V_1, V_2, \Omega_1, \Omega_2$ показана на рис. 6. Для сравнения там же показана динамика ρ_{33} , полученная численным решением системы уравнений (1). Можно видеть, что решения практически точно повторяют друг друга, что доказывает справедливость уравнений (5). Следует отметить, что непосредственное использование системы уравнений (1) для расчета динамики поведения трехуровневой среды при большой величине двухфотонной отстройки неэффективно из-за быстрой осцилляции элементов матрицы плотности. Система уравнений (5) значительно более эффективна, поскольку она дает усредненные по быстрым осцилляциям решения.

Рис. 6. Оптимизированная динамика ρ_{33} возбуждения атома иттербия:
1 — соответствует решению системы уравнений (1); 2 — решению модернизированной системы (5)



Рассмотрим применение этого метода к доплеровски уширенной среде. Ситуация здесь осложняется тем, что для однонаправленных волн условие оптимальных расстроек (7), (8) может быть выполнено лишь для атомов с определенной проекцией скорости V_y и не может быть выполнено для всех атомов в пределах неоднородно уширенной линии. Отсюда следует, что особенно хорошие результаты можно ожидать в случае встречно направленных волн, когда сдвиг частоты за счет эффекта доплера частично компенсируется. Отметим, что методика использования встречно направленных волн хорошо известна в технике атомной и молекулярной спектроскопии, которая позволяет получать спектральные линии, свободные от доплеровского уширения. Использование этого метода для разделения изотопов предлагалось в работе [8].

Результаты численного эксперимента по инверсии трехуровневой доплеровски уширенной среды, состоящей из атомов иттербия, приведены на рис. 7, а, б. Для моделирования использовалась система уравнений (1). Оптимальные величины отстроек подбирались численно, специально для этой формы и энергии импульсов, и были равны $\Omega_1 = 6764$ МГц, $\Omega_2 = -6869$ МГц. Для того чтобы разделить во времени процессы возбуждения и ионизации, импульс фотоионизирующего излучения был задержан на 20 нс. На рис. 7, а показана функция распределения атомов по скоростям после прохождения инвертирующих импульсов, на рис. 7, б — динамика возбуждения и ионизации среды.

Таким образом, можно видеть, что при использовании встречно-направленных волн среда инвертируется практически полностью, а величина коэффициента ионизации достигает 72 %.

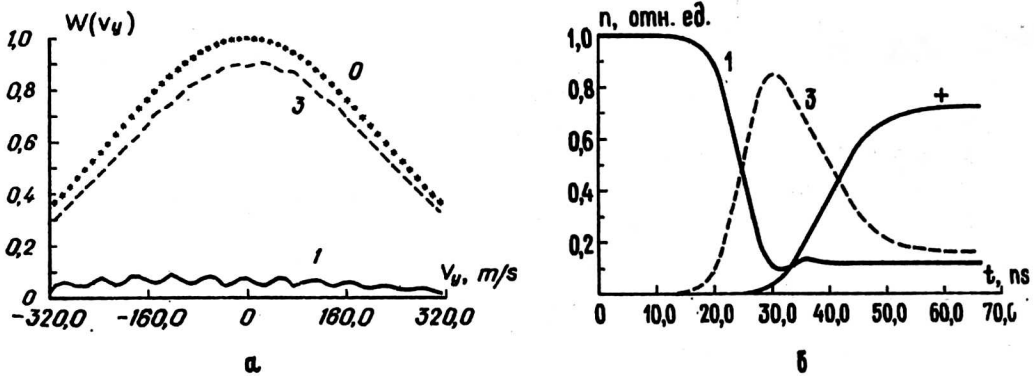


Рис. 7. Возбуждение неоднородно-уширенной Yb среды встречно-направленным лазерным излучением при оптимизированных отстройках (а): 1 и 3 — распределение по скоростям населенностей первого и третьего уровней после прохождения инвертирующих импульсов; 0 — распределение населенности первого уровня при $t = 0$; динамика ионизации неоднородно-уширенной Yb среды встречно-направленным лазерным излучением при оптимизированных отстройках (б): 1, 3 — населенности первого и третьего уровней; + — концентрация ионов

Однако встречное направление волн вызывает определенные трудности при применении этого метода в протяженных средах, так как очевидно, что для реализации этого метода длина зоны фотоионизации должна быть существенно меньше длины волнового цуга. Поэтому нами был проведен цикл численных экспериментов по изучению эффективности ионизации неоднородно-уширенной протяженной среды встречно-направленными лазерными импульсами. Параметры лазерных импульсов оставались теми же, что и в предыдущем случае. Поскольку мы моделировали фотоионизацию 168-го изотопа иттербия (содержание в природной смеси 0,14 %), плотность среды n_0 полагалась равной $1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а длина зоны фотоионизации — 10 м. Результаты численного эксперимента показаны на рис. 8. Можно видеть, что величина коэффициента ионизации остается значительной на длине порядка 4 м, что средний по длине коэффициент ионизации равен 60 %. Теперь, пользуясь формулой (3) и определив производительность и энергетическую эффективность процесса для 168-го изотопа ($m_0 = 2,8 \cdot 10^{-22} \text{ г}$, $n_0 = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $X_0 \cdot Z_0 = 1 \text{ см}^2$, $L = 400 \text{ см}$, $f_r = 10 \text{ кГц}$, $K_L = 0,6$), получим $P^i = 9,5 \cdot 10^{-6} \text{ г/с}$, или 34 мг/ч. Зная суммарные затраты средней мощности лазерного излучения — 15 Вт (по 5 Вт на каждой ступени процесса), рассчитаем среднюю по времени производительность. Итак, мы видим, что метод фотоионизации эффективен и в протяженных средах, хотя и с некоторыми ограничениями на плотность и протяженность среды.

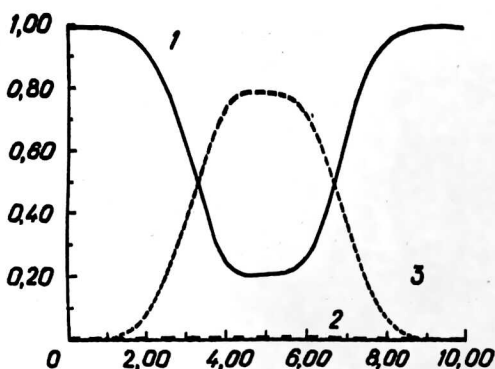


Рис. 8. Распределение концентрации атомов иттербия на 1, 2 и 3-ем уровнях по длине зоны фотоионизации после прохождения инвертирующих импульсов

В целях определения величины коэффициента разделения изотопической смеси был проведен комплекс численных экспериментов. Для этого рассчитывались коэффициенты ионизации для всех остальных изотопов при фиксированной отстройке, обеспечивающей максимальный коэффициент ионизации для 168-го изотопа иттербия. Затем была определена относительная концентрация ионов и рассчитан коэффициент разделения изотопической смеси. Результаты численного эксперимента по выделению 168-го изотопа иттербия приведены в табл. 4. Расчетная величина коэффициента ионизации оказалась равной 148 000 ед.

Мы видим, что когерентное возбуждение трехуровневой среды приводит к уникально высокой величине коэффициента разделения. В реальных условиях при наличии столкновений и неидеальности лазерного излучения столь высокая величина вряд ли может быть обеспечена. Тем не менее, становится ясным, что этот метод весьма перспективен для применения в технологии лазерного разделения изотопов.

Итак, в результате проведенного нами цикла экспериментов была определена оптимальная схема фотоионизации атомов иттербия и исследована динамика процесса ИСФИА для двух различных способов его проведения. Сравнивая эти способы, можно отметить следующее. Теоретически метод оптимальных отстроек имеет неоспоримые преимущества перед методом точной настройки. В этом случае можно надеяться на более высокую производительность, экономичность и уникально высокую селективность. Однако при этом требуются применение очень узкополосных лазерных систем и прецизионная организация взаимодействия лазерного излучения со средой. Кроме того, следует отметить, что его уникально высокая селективность вряд ли может быть сохранена на стадии экстракции ионов из атомного пучка. И хотя метод точной настройки показывает более скромные результаты, вероятно, в практическом отношении он может оказаться более предпочтительным.

В целом же, оценивая возможности лазерного метода разделения изотопов иттербия, можно заметить, что он обещает быть гораздо производительнее разделения изотопов на электромагнитных сепараторах. Лазерный метод оказывается весьма эффективным даже при мелкомасштабном производстве. Расчеты показывают, что установка с указанной выше производительностью будет занимать площадь порядка 100 м² и потреблять не более 50—100 кВт электрической мощности.

Литература

1. Greenland P. T. // Contemporary Physics. 1990. V. 31 (6). P. 405.
2. Martin W., Zalubas R., Hagan L. Atomic Energy levels the Rare Earth Elements // Washington: U. S. Gov. Print. Office, 1978. — 420 p.
3. Broadhurst J. H., Cage M. E., Clark D. L., Greenlees G. W., Griffith J. A. R. and Isaak G. R. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1974. V. 7. № 18. P. 513.
4. Бурштэйн М. Л., Веролайнен Я. Ф., Комаровский В. А. и др. // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 37. Вып. 4. С. 617—620.
5. Крынецкий Б. Б., Мишин В. А., Прохоров А. М. // ЖПС. 1991. Т. 54. № 4. С. 558.
6. Элементарные процессы при лазерном возбуждении атомов: Тр. ИОФАН. Т. 24. — М.: Наука, 1990. — 134 с.
7. Diels J. C. // Phys. Rev. A: 1976. V. 13. № 4. P. 1520—1527.
8. Hodgkinson D. P., Briggs J. S. // Opt. Com. 1977. V. 22. № 1. P. 45; Бахтадзе А. Г., Вецко В. М., Старостин А. Н., Хухунашвили Т. П. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 10. С. 2013.

Авторы выражают благодарность сотрудникам отдела Кинетики Института общей физики РАН за полезные дискуссии и поддержку этой работы.

LASER ISOTOPE SEPARATION OF YTTERBIUM

S. K. Borisov, M. A. Kuzmina, V. A. Mishin

General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

AVLIS process of ytterbium vapor has been investigated by experimental and numerical methods. An optimal scheme of Yb atoms photoionization has been determined. The AVLIS mathematical model has been developed, which is correct as applied to the conditions of commercial isotope production. The AVLIS dynamics of Yb has been optimized. It has been shown, the Yb vapor can be efficiently ionized if lasers frequencies detune from a frequency of radiative transitions near region two-photons resonance.