

## ОПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОТОПОВ, СЕЛЕКТИВНОЕ ПО ЯДЕРНОМУ СПИНУ

Я.Б.Зельдович, И.И.Собельман

Рассматривается возможность селективного по ядерному спину возбуждения атомов, связанная со снятием запретов на радиационные переходы вследствие сверхтонкого взаимодействия.

Лазерные методы разделения изотопов как известно, основываются на возможности селективного возбуждения и ионизации изотопов какого-либо элемента, а также возбуждения и диссоциации молекул, причем селективность достигается за счет небольшого изотопического сдвига частот  $\delta\omega$ , используемых переходов [1].

В тех случаях, когда рассматриваемые изотопы отличаются ядерными спинами, селективность фотовозбуждения можно обеспечить также за счет снятия запретов на радиационные переходы вследствие взаимодействия электронной оболочки с ядерными моментами.

Наиболее простым примером являются переходы между уровнями, для которых полный момент электронной оболочки  $J = 0$ . Если спин ядра  $I = 0$ , то такой переход абсолютно запрещен правилом отбора  $J + \frac{1}{2} \gg 1$ . Для изотопов со спином ядра  $I \neq 0$  этот строгий запрет снимается. Сам факт снятия, или ослабления запретов вследствие "сверхтонкого" взаимодействия неоднократно обсуждался в литературе. Однако возможность использования этого эффекта в проблеме разделения изотопов, насколько нам известно, ранее не рассматривалась.

Перейдем к конкретным примерам. Рассмотрим атомы с основной электронной конфигурацией  $ns^2$ ; т. е. атомы щелочно-земельных элементов, а также Zn, Cd, Hg. Для изотопов этих элементов с  $I = 0$  радиационный переход  $ns^2 \ ^1S_0 - ns \ np \ ^3P_0$  невозможен. Для изотопов со спином  $I \neq 0$  имеется отличная от нуля вероятность перехода, так как возмущение  $V$  примешивает к состоянию  $^3P_0$  состояние  $^1P_1$ <sup>1)</sup>. Переходы такого типа наблюдались ранее, например, для ртути Hg<sup>199</sup>, Hg<sup>201</sup>,  $\lambda$  2655,8 Å, в работе [2], для Cd,  $\lambda$  3320 Å, в работе [3]. В оценках величины коэффициента примеси  $\chi$  состояния  $^1P_1$  к состоянию  $^3P_0$  можно принять, что основной вклад в возмущение  $V$  дает взаимодействие  $s$ -электрона с ядром. При этом

$$|\chi| = | \langle ^3P_0 I | V | ^1P_1 I \rangle \Delta E^{-1} | = a_s \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\sqrt{3} |\Delta E|}, \quad (1)$$

где  $\Delta E$  — разность энергий состояний  $^3P_0$ ,  $^1P_1$ ;  $a_s$  — константа сверхтонкой структуры, которая может быть определена или по известным

<sup>1)</sup> Смешивание состояний  $s^2 \ ^1S_0$  и  $ss \ ^3S_1$  играет меньшую роль.

формулам Ферми – Сегре (см., например, [4]), или из экспериментальных данных по сверхтонкому расщеплению. Сечение поглощения на переходе  ${}^1S_0 - {}^3P_0$  равно

$$\sigma = 2\pi^2 \frac{e^2}{mc} \frac{\omega}{\omega' \Delta\omega_D} \chi^2 = \frac{\pi^2}{6} \frac{e^2}{mc} \frac{\omega}{\omega' \Delta\omega_D} \frac{a_s I(I+1)}{\Delta E^2}, \quad (1)$$

где  $\omega, \omega'$  – частоты переходов  ${}^1S_0 - {}^3P_0$  и  ${}^1S_0 - {}^1P_1$  соответственно,  $f$  – сила осциллятора перехода  ${}^1S_0 - {}^1P_1$ ,  $\Delta\omega_D$  – доплеровская ширина линии.

Для селективности возбуждения необходимо, чтобы сечение (2) существенно превышало сечение поглощения на той же частоте в крыле ближайшей сильной линии  ${}^1S_0 - {}^3P_1$ . Обозначив отношение этих сечений через  $\beta$ , потребуем выполнение неравенства

$$\beta = \chi^2 \frac{f({}^1S_0 - {}^1P_1)}{f({}^1S_0 - {}^3P_1)} \frac{\Delta\omega^2}{\gamma\Delta\omega_D} 2\pi\sqrt{\pi} \gg 1, \quad (2)$$

где  $\Delta\omega$  – разность частот переходов  ${}^1S_0 - {}^3P_0$  и  ${}^1S_0 - {}^3P_1$ ,  $\gamma$  – столкновительная (или радиационная) ширина линии для перехода  ${}^1S_0 - {}^3P_1$ .

Для изотопов ртути  $\text{Hg}^{199}, \text{Hg}^{201}$ ,  $a_s \approx 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta E = 16423 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta\omega_D = 6 \cdot 10^9$ ,  $f({}^1S_0 - {}^1P_1) \approx 1,25$  (см., например, [5]),  $f({}^1S_0 - {}^3P_1) \approx 2 \cdot 10^{-2} f({}^1S_0 - {}^1P_1)$  [4],  $E({}^3P_1) - E({}^3P_0) = 1767 \text{ см}^{-1}$ , поэтому при  $\gamma \lesssim \Delta\omega_D$  имеем:  $\chi \approx 10^{-4}$ ;  $\sigma \approx 10^{-19} \text{ см}^2$ ;  $\beta > 10^2$ . Эти оценки показывают, что фотовозбуждение уровня  ${}^3P_0$  можно использовать для весьма эффективного отделения изотопов с  $I \neq 0$   $\text{Hg}^{199}, \text{Hg}^{201}$  от четночетных изотопов, для которых  $I = 0^1$ .

Аналогичные оценки для других атомов с основной электронной конфигурацией  $ns^2$  показывают, что обсуждаемый метод селективного возбуждения триплетных состояний  ${}^3P_0$  может быть реализован также для атомов Sr, Ba, Zn, и Cd.

Переходы  $J \rightarrow J'$  с  $J = J' = 0$  не являются единственными переходами, для которых "сверхтонкое" взаимодействие  $V$  существенно меняет правила запрета. Например, для атомов с основной конфигурацией  $np^2$ , таких как Sn, Pb, переход с основного уровня  ${}^3P_0$  на один из ближайших возбужденных уровней  $ns \text{ } np^3 \text{ } {}^5S_2$  запрещен правилами отбора для электрического диполя ( $n_o J$ ), а также для магнитного диполя и элект-

<sup>1)</sup> Мы не останавливаемся здесь на возможных последующих (за селективным возбуждением триплетных состояний) стадиях процесса разделения, так как они широко обсуждались в литературе, например, окисление ртути в триплетном состоянии [1, 6, 7], ионизация из триплетного состояния [8]. Отметим, что ряд из этих методов был предложен еще до появления лазеров.

рического квадруполь (по четности). Возмущение  $V$  примешивает к состоянию  ${}^5S_2$  состояние  ${}^3S_1$  той же конфигурации и запрет по  $J$  для электрического диполя снимается.

Метод селективного фотовозбуждения, основанный на снятии запретов "сверхтонким" взаимодействием в ряде случаев может иметь определенные преимущества перед методами, основанными на изотопическом сдвиге чистот  $\delta\omega$ , так как позволяет использовать не столь монохроматичные и более мощные источники накачки. Кроме того, в данном случае вероятность передачи возбуждения от одного изотопа к другому вследствие резонансных столкновений значительно подавлена, так как дальнедействующие мультипольные взаимодействия ослаблены в  $X^2$  раз и соответствующие сечения не могут существенно превышать величины  $\pi a_0^2$  (напомним, что сечение передачи возбуждения для разрешенного диполь-дипольного перехода имеет порядок величины  $\pi a_0^2 \times \times (e^2 / \hbar v)$ ,  $v$  — скорость атомов,  $\frac{e^2}{\hbar v} \sim 10^4$ ). Поэтому селективность

возбуждения может быть обеспечена в широком диапазоне давлений.

Авторы выражают благодарность В.С.Летохову и А.П.Ораевскому за обсуждение работы.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 февраля 1975 г.

## Литература

- [1] С.В.Мооре. Accounts of Chemical Research, **6**, 323, 1973.
- [2] S.Mrozowski. Zci. f. Physik, **108**, 204, 1938.
- [3] F.F.Deloume, J.R.Holmes. Phys. Rev., **76**, 174, 1949.
- [4] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров М., Физматгиз, 1963.
- [5] Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М., изд. Наука, 1973.
- [6] В.Н.Billings, W.J.Hitchcock, M.Zelikoff. J.Chem. Phys., **21**, 1762, 1953.
- [7] Н.Е.Gunning. O.P.Strausz. Advanas in Photochemistry, **1**, 209, Interscience Publ., 1963.
- [8] Р.В.Амбарцумян, В.П.Калинин, В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, **13**, 305, 1971.