Физико-химические свойства смесей фторидов тяжелых металлов *

Сообщение IV. ДИАГРАММА ПЛАВКОСТИ СИСТЕМЫ ДИФТОРИД КСЕНОНА — ГЕКСАФТОРИД УРАНА

В. К. ЕЖОВ, В. Н. ПРУСАКОВ, Б. Б. ЧАЙВАНОВ

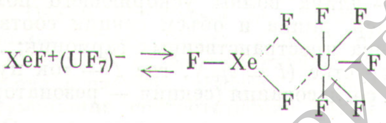
УДК 541.123

Диаграмма плавкости системы XeF_2 — UF_6 изучалась методом дифференциальной термографии.

Приведенная на рисунке диаграмма плавкости системы дифторид ксенона — гексафторид урана показывает, что она представляет собой смесь с неограниченной взаимной растворимостью компонентов в жидком состоянии и с кристаллизацией химических соединений без образования твердых растворов. На диаграмме плавкости имеется одна дистектическая точка, соответствующая образованию конгруэнтно плавящегося соединения стехиометрического состава $XeF_2 \cdot UF_6$. Температура плавления этого соединения оказалась равной $120 \pm 5°$ С.

Оценка устойчивости соединения $XeF_6 \cdot UF_6$ на основании кривой плавкости по методу Кендалля и Буджа * показала, что степень диссоциации соединения $XeF_2 \cdot UF_6$ в области его температуры плавления не превышает 20%.

Учитывая высокую теплоту сублимации дифторида ксенона и его склонность к образованию продуктов присоединения с кислотами Льюиса, структуру соединения $XeF_2 \cdot UF_6$ можно схематически представить следующим образом:



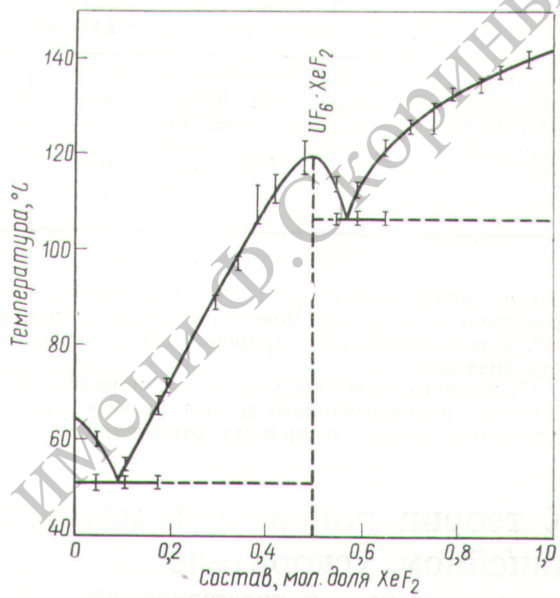


Диаграмма плавкости системы дифторид ксенона — гексафторид урана.

(№ 398/5407. Статья поступила в Редакцию 30/IV 1969 г., аннотация 29/I 1970 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 рис., 1 табл., 5 библиографических ссылок.)

*В. Я. Аносов, С. А. Погодин. Основные начала физико-химического анализа. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.

Расчет отношений изомерных сечений в реакции Se^{80} (n, γ) $Se^{81m, g}$

В. П. КОРОЛЕВА

УДК 539.172.4

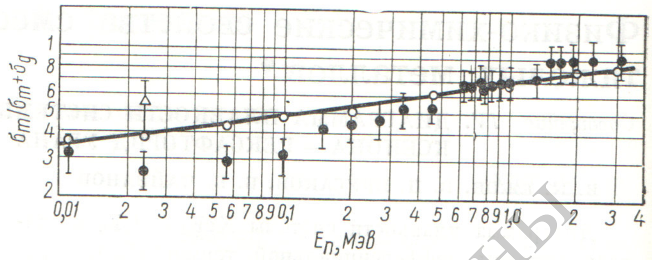
С помощью нового метода [1] проведены расчеты отношений изомерных сечений $\eta = \sigma_m/\sigma_m + \sigma_g$ (σ_m и σ_g — сечения образования метастабильного и основного состояний) в реакции Se^{80} (n, γ) $Se^{81m, g}$ для нейтронов с энергией от тепловой до 3 *Мэв*. В расчете использовалась формула для плотности ядерных уровней ρ, полученная на основе модели ферми-газа и учитывающая зависимость ρ как от энергии возбуждения U, так и от момента количества движения I.

В таблице представлены результаты расчета η для тепловых нейтронов в зависимости от параметра плотности уровней a, числа каскадов γ-излучения ν, начального спина составного ядра $I_{нач}$ и относительной доли квадрупольных переходов $K = N_{E2}/N_{E1} + N_{E2}$, где N_{E2} — число квадрупольных переходов, N_{E1} — число дипольных переходов.

На рисунке результаты расчета изомерных отношений ($a = 10,4$ $Мэв^{-1}$, $\nu = 5$, $K = 0$) сравниваются с имеющимися экспериментальными данными в области энергий нейтронов от 10 *кэв* до 3 *Мэв*. Из сравнения теории с экспериментом видно, что расчетная кривая удовлетворительно описывает экспериментальные точки. Согласие теории с экспериментом может служить подтверждением правильности вида функции $\rho(U, I)$, которая использовалась в расчете. Кроме того, для

Результаты расчета отношений изомерных сечений для тепловых нейтронов

$\nu = 5$; $I_{нач} = 1/2$; $K = 0$		$a = 10,4$ $Мэв^{-1}$; $I_{нач} = 1/2$; $K = 0$		$a = 10,4$ $Мэв^{-1}$; $\nu = 5$; $K = 0$		$a = 10,4$ $Мэв^{-1}$; $I_{нач} = 1/2$; $\nu = 5$	
a, $Мэв^{-1}$	η	ν	η	$I_{нач}$	η	$K = \frac{N_{E2}}{N_{E1}+N_{E2}}$	η
8,8	0,226	3	0,226	1/2	0,252	0,2	0,296
10,4	0,252	4	0,239	3/2	0,430	0,4	0,340
12,0	0,278	5	0,252	5/2	0,630	0,6	0,383
—	—	6	0,264	7/2	0,817	0,8	0,426
—	—	—	—	9/2	0,998	1,0	0,470



Сравнение расчета с экспериментальными данными для изомерных отношений в реакции Se^{80} (n, γ) $Se^{81\ m, g}$:

○ — расчетные данные настоящей работы; ● — [2]; △ — [3].

энергии возбуждения ~ 7 *Мэв* получена величина эффективного ядерного момента инерции J для ядра Se^{80}, которая составляет примерно 0,85 от твердотельного значения.

Полученные в работе результаты показывают возможности использованного метода расчета для количественных оценок изомерных отношений.

(№ 400/5512. Статья поступила в Редакцию 29/VII 1969 г., аннотация 11/XII 1969 г. Полный текст 0,25 а. л., 1 рис., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Малышев. Диссертация. Обнинск, 1967.
2. В. Е. Колесов и др. Доклад АСС-68/5 на Англо-Советском семинаре «Ядерные константы для расчета реакторов» (Дубна, 18—22 июня 1968 г.).
3. A. Chaubey, M. Sehgal. Phys. Rev., 152, 1055 (1966).

К теории поперечной неустойчивости в секционированном линейном ускорителе

В. И. КУРИЛКО, А. П. ТОЛСТОЛУЖСКИЙ

УДК 621.384.64

Рассмотрена теория поперечной неустойчивости с учетом взаимодействия ускоряемого пучка с пространственными гармониками поля дефокусирующих колебаний. Показано, что поперечное движение сгустка определяется уравнениями:

$$\frac{d}{dn}\left[\gamma(n)\frac{dX_m(n)}{dn}\right] = \sum_{l,\,r}^{m-1} \mathrm{Re}\, G_r(m-l)\, U_r \overline{X}_{l,\,r}(n),$$

где

$$G_r(m-l) \equiv iI_r \exp[ik_r\lambda_0(m-l)], \quad I_r \equiv \frac{\pi e^2 N k_\perp^2 (2L)^3}{m_0 c^2 k_r V}, \tag{1}$$

$$U_r \equiv \frac{\sin\theta_r}{\theta_r}, \quad \theta_r \equiv (k_r - k_\parallel^{(r)})L; \quad k_r \equiv \frac{\Omega_r}{c}$$

и

$$\overline{X}_{m,\,r}(n) - \sum_{l,\,s}^{m-1} K_{r,\,s}(m-l)\,\overline{X}_{l,\,s}(n) = X_m(n)\,U_r,$$

где

$$K_{r,\,s}(m) \equiv \frac{U_r}{4\gamma(n)}\,\mathrm{Re}\left[\frac{e^{i\theta_s}}{\theta_s} G_r(m)\right] + \frac{1}{8\gamma(n)} \times$$

$$\times \int_{-1}^{+1} dx e^{i\theta_r x}\,\mathrm{Re}\left\{\left[xe^{i\theta_s} - \frac{e^{-i\theta_s} - e^{-i\theta_s x}}{i\theta_s}\right]\frac{G_r(m)}{i\theta_s}\right\}. \tag{2}$$

Здесь λ_0 — длина волны ускоряющего поля; n, $2L$ и V — номер, длина и объем секции соответственно; r, s — номера пространственных гармоник; N — число частиц в сгустке ($I \equiv ef_0N$, где I — ток пучка). При отсутствии согласования (секция — резонатор) и малых токах, когда инкремент нарастания $\varepsilon \equiv \Omega\left[\frac{r_0}{\lambda_0}\frac{N}{\gamma}\right]^{1/3}$ мал по сравнению с расстоянием $\Delta\omega \equiv \Delta k_\parallel\, c = \frac{\pi c}{L}$ между черенковскими частотами соседних гармоник ($\varepsilon \ll \frac{c}{L}$), из (1) и (2) получаем [1—3]:

$$\frac{d}{dn}\left[\gamma(n)\frac{dX_m}{dn}\right] =$$

$$= 2I\sum_{l=1}^{m-1} X_l(n)\sin[\psi(m-l)]\exp[-\varkappa(m-l)], \tag{3}$$

где

$$\psi \equiv \mathrm{Re}\,\frac{\Omega\lambda_0}{c}; \quad \varkappa = \mathrm{Im}\,\frac{\Omega\lambda_0}{c}.$$

Феноменологический учет дисперсии замедляющих свойств ускоряющей структуры при наличии согласования показывает, что в этом случае интерференция пространственных гармоник дефоксирующего поля уменьшает коэффициент связи I пучка с ускоряющей структурой пропорционально $\beta_g \equiv |V_{гр}|/c$.