

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЦР-НАГРЕВА СОЛЕНОИДАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ

© 2002 г. В. И. Волосов, В. В. Деменев, А. Г. Стешов, И. Н. Чуркин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 09.01.2002 г.

Окончательный вариант получен 25.01.2002 г.

Рассматриваются особенности ионно-циклотронного резонансного нагрева в системах плазменного разделения изотопов. В одночастичном приближении рассматриваются эффекты, связанные с дрейфом ионов в ВЧ-поле соленоидальной антенны. Приводятся оценки и численные расчеты для ИЦР-нагрева для "узкого" ($\rho/r \sim 1$, ρ – ларморовский радиус иона) плазменного потока.

ВВЕДЕНИЕ

Известен метод разделения изотопов при помощи селективного ионно-циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева плазмы [1–4]. Этот метод позволяет создать высокопроизводительную технологию, так как отсутствуют эффекты, связанные с объемным зарядом ионов. Выбор оптимальной системы (антенны) для нагрева ионов в системах для разделения изотопов методом ИЦР-нагрева обсуждается в целом ряде работ [2, 4–6]. Как вероятная система для ИЦР-нагрева ионов в проектируемых установках рассматривается соленоидальная антенна [4, 7]. Соленоидальная антенна имеет ряд преимуществ:

достаточно малые значения k_{\parallel} , что позволяет вести нагрев ионов без выхода частиц из резонанса;

возбуждаемые электрические поля не имеют продольной компоненты;

простота конструкции.

К очевидным недостаткам этой антенны относятся:

высокая добротность [5];

вблизи оси антенны ВЧ-электрическое поле мало;

"переполюсовка" электрического поля на краях соленоидальной антенны при наличии плотной плазмы ($n \sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$) уменьшает эффективность ИЦР-нагрева, что требует оптимизации расположения источника плазменного потока и системы сбора относительно антенны [7–9].

В настоящей статье рассматривается еще одна особенность ИЦР-нагрева такой антенной – наличие радиального (и азимутального) дрейфа ионов. Это не только ограничивает величину энергии, набираемой резонансным ионом, но и приводит к пространственному и энергетическому перемещиванию ионов, в результате этого энергетические спектры резонансных и нерезонанс-

ных ионов на выходе из антенны близки друг к другу.

ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ В СОЛЕНОИДАЛЬНОЙ АНТЕННЕ

Соленоидальная антенна создает вихревое азимутальное электрическое ВЧ-поле, пропорциональное радиусу: $E_{\phi}(r) = -\pi f_{\text{HF}} B_a r \cos(2\pi f_{\text{HF}} t)$, B_a – амплитуда возбуждаемого ВЧ-магнитного поля соленоидальной антенны. Ион, движущийся по ларморовской орбите в градиентном вихревом электрическом поле соленоидальной антенны, испытывает дрейфовое движение как в радиальном, так и в азимутальном направлениях. Наличие, в частности, радиального дрейфа для резонансного иона, движущегося в фазе ($\Delta\phi = 0$) с ВЧ-полем антенны, связано с тем, что вдаль от оси антенны ион движется в больших электрических ВЧ-полях, чем вблизи оси. В результате чего ион не возвращается на первоначальную траекторию, приобретая дрейфовую скорость по направлению к оси антенны (рис. 1).

Радиальное смещение такого иона за один оборот не зависит от положения иона (r), и его можно оценить как

$$\Delta r = -\frac{G_a}{B_0} \left(r + \frac{\rho}{2} \right) \frac{T}{2} + \frac{G_a}{B_0} \left(r - \frac{\rho}{2} \right) \frac{T}{2} = -\frac{G_a \rho}{B_0} \frac{T}{2},$$

r – расстояние от оси антенны до центра ларморовской орбиты, ρ – ларморовский радиус иона, в нашем приближении $\rho = \text{const}$ на одном обороте; B_0 – аксиальное магнитное поле в области ИЦР-нагрева; T – период вращения иона в магнитном поле; $G_a = \pi f_{\text{HF}} B_a$ – градиент вихревого электрического поля соленоидальной антенны, не зависящий от радиуса; f_{HF} – частота ВЧ-поля, B_a – магнитное поле антенны.

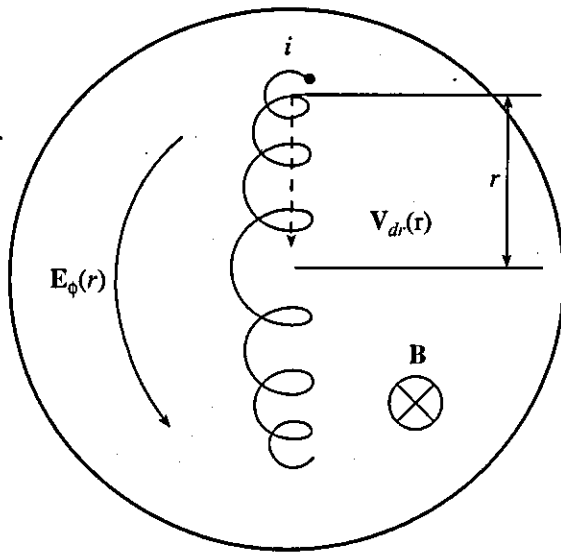


Рис. 1. Движение резонансного иона в соленоидальной антенне.

Скорость радиального дрейфа также не зависит от положения иона (r) и растет с увеличением ларморовского радиуса иона: $V_r \approx \Delta r/T \approx -G_a \rho / 2B_0$. На одном обороте ион набирает в среднем энергию

$$\Delta W \approx \frac{1}{2} q \times 2\pi r E_\phi(r) = \pi q B_a f_{hf} r \rho = \pi q G_a r \rho,$$

q – заряд иона. Набор энергии на одном обороте линейно зависит от радиального положения иона (центра ларморовской орбиты):

$$\frac{\Delta W}{\Delta r} \approx \frac{\pi q G_a r \rho}{\frac{G_a \rho}{B_0} T} = q \omega B_0 r.$$

С приближением иона к оси антенны скорость набора энергии падает. При переходе иона через ось ВЧ-поле меняет знак на противоположный и тормозит ионы. Максимальную энергию резонансный ион набирает, дрейфуя от начального радиального положения r_0 до оси соленоидальной антенны:

$$W_{\max} \approx \left| \int_{r_0}^0 \frac{2\pi q B_0 r}{T} dr \right| = \frac{\pi q B_0 (\bar{r})^2}{T} = \frac{q B_0 \omega}{2} (\bar{r})^2 \approx \frac{q B_0 \omega}{8} r_0^2;$$

здесь \bar{r} – среднее расстояние от оси антенны до центра ларморовской орбиты, $\bar{r} \approx r_0/2$.

Оценки максимальных энергий, набираемых в поле соленоидальной антенны резонансным ионом (^{157}Gd) при амплитуде аксиального магнитно-

го поля $B_0 = 1$ Тл и начальных радиальных положениях $r_0 = 0.03$ м и $r_0 = 0.01$ м дают: $W_{\max} \approx 275$ эВ и $W_{\max} \approx 30$ эВ соответственно. Здесь и далее энергия ионов для удобства читателей указана в эВ, в то же время во всех формулах и оценках используется система СИ.

При произвольной начальной фазе вращения иона в ВЧ-полях на него налагаются обе компоненты дрейфового движения (радиальная и азимутальная):

$$V_r \approx \frac{\pi G_a \rho}{\omega B_0 T} \cos(\Delta\phi) = \frac{G_a \rho}{B_0} \cos(\Delta\phi),$$

$$V_\phi \approx \frac{\pi G_a \rho}{\phi B_0 T} \sin(\Delta\phi) = \frac{G_a \rho}{B_0} \sin(\Delta\phi),$$

$\Delta\phi$ – разница между фазой ВЧ-поля и фазой влетающего в антенну иона.

Полученные выражения качественно характеризуют закономерность движения резонансных ионов. Поведение нерезонансных ионов в градиентном ВЧ-поле соленоидальной антенны аналогично, и они также испытывают дрейфы.

Численные расчеты ИЦР-нагрева ионов в соленоидальной антенне, выполненные в одночастичном приближении, согласуются с вышеприведенными оценками (рис. 2, 3). За время пролета через зону ИЦР-нагрева резонансный ион успевает несколько раз набрать и потерять энергию (рис. 2а; 3а). Аналогичные колебания по энергии испытывают и нерезонансные ионы (рис. 2б; 3б). При снижении градиента вихревого электрического поля антенны уменьшается радиальная дрейфовая скорость ионов, и частота колебаний увеличивается (рис. 2, 4).

Для селективного ИЦР-нагрева резонансный ион должен сделать не менее $N = A$ оборотов за время прохождения ионом зоны ИЦР-нагрева [2], где A – массовое число. Тогда этот ион набирает энергию $W \sim N \Delta W \sim 2q A G_a \bar{r} \rho \leq W_{\max}$, \bar{r} – среднее расстояние от оси антенны до центра ларморовской орбиты, \bar{r} – средний ларморовский радиус.

При оптимальном использовании соленоидальной антенны резонансный ион успевает набрать максимальную энергию ($W \approx W_{\max}$). Оптимальное использование антенны предполагает наличие у иона такой оптимальной продольной скорости вдоль антенны, при которой ион на длине антенны совершает $N = A$ оборотов по ларморовской орбите. Отсюда появляется требование на градиент ВЧ-поля соленоидальной антенны: $G_a \approx \omega B_0 \bar{r} / (4A \bar{r})$. Для начального положения $r_0 = 0.01$ м иона (^{157}Gd) со средним ларморовским радиусом $\rho \sim 0.01$ м имеем $G_a \sim 1000$ В/м². Случай, представленный на рис. 2, с большей по сравнению с расчетной величиной G_a показывает, что

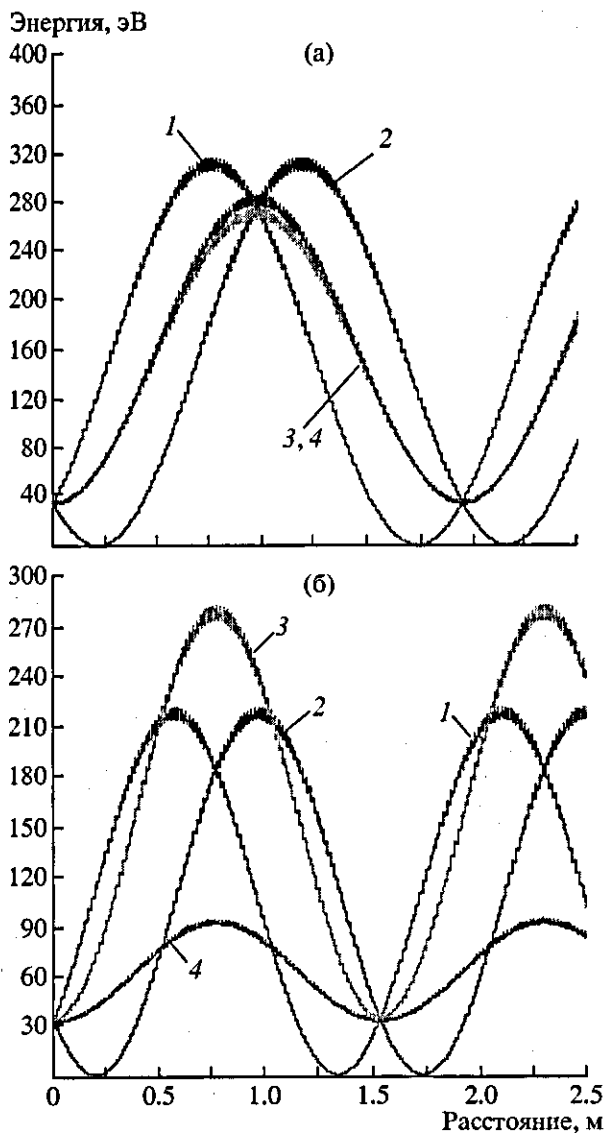


Рис. 2. Изменение поперечных энергий ионов при движении вдоль антенны ($B_0 = 1$ Тл, $G_a = 5000$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, начальная энергия на входе в антенну $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.03$ м): а – резонансные ионы (^{157}Gd); б – нерезонансные ионы (^{158}Gd). Фазы ионов относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$): 1 – 0, 2 – 180, 3 – 90, 4 – 270°.

резонансные (^{157}Gd) ионы в среднем нагреваются до больших энергий, чем нерезонансные (^{158}Gd), и на выходе из области антенны наблюдается слабая сепарация ионов по энергии.

Оптимальные параметры соленоидальной антенны зависят от начальных фаз и радиального положения ионов, и поэтому сложно выбрать величину градиента ВЧ-поля, при которой выполняется условие селективности ИЦР-нагрева для всех ионов в плазменном потоке.

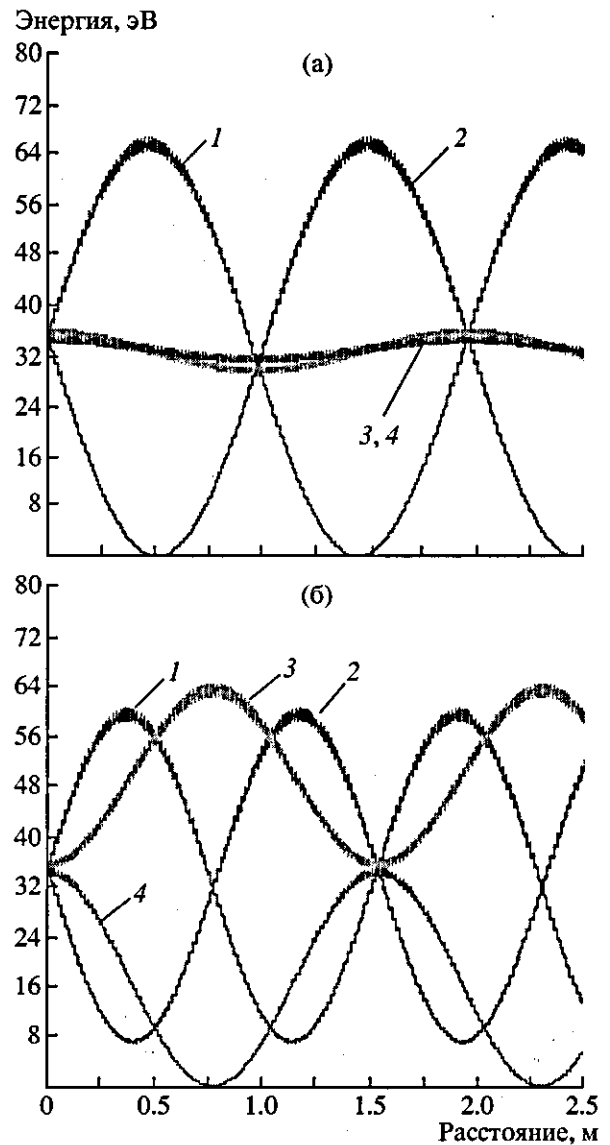


Рис. 3. Изменение поперечных энергий ионов вдоль антенны ($B_0 = 1$ Тл, $G_a = 5000$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.01$ м): а – резонансные ионы (^{157}Gd); б – нерезонансные ионы (^{158}Gd). Фазы ионов относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$): 1 – 0, 2 – 180, 3 – 90, 4 – 270°.

Качественное рассмотрение особенностей движения ионов в поле соленоидальной антенны дало следующие результаты:

в градиентном поле соленоидальной антенны всегда существуют дрейфовые движения, и реальные траектории ионов представляют собой сложные кривые (рис. 5, 6);

ИЦР-нагрев ионов сильно зависит от начальной фазы, начального положения центра лармовской орбиты иона при влете в зону нагрева и амплитуды ВЧ-поля (рис. 2–4).

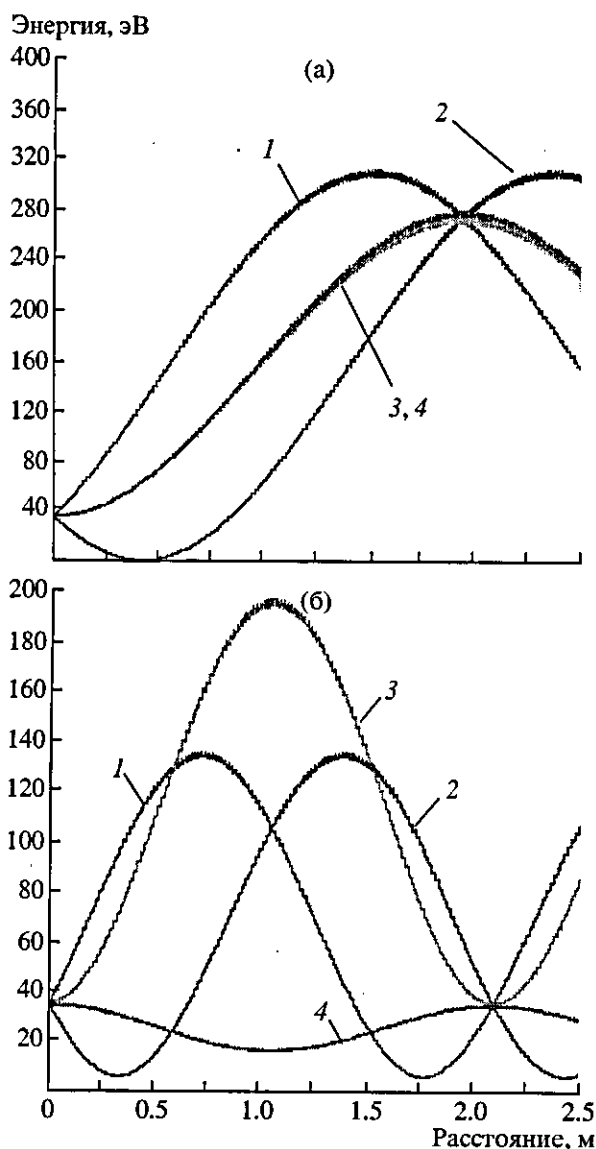


Рис. 4. Изменение поперечных энергий ионов вдоль антенны ($B_0 = 1$ Тл, $G_a = 2500$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.03$ м): а – резонансные ионы (^{157}Gd); б – нерезонансные ионы (^{158}Gd). Фазы ионов относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$): 1 – 0, 2 – 180, 3 – 90, 4 – 270°.

Для “узкого” плазменного потока ($r \sim \rho$) набор поперечной энергии у иона носит колебательный характер. Чем больше амплитуда ВЧ-поля, тем “короче” колебания (рис. 2, 4). Хотя при прохождении области антенны резонансные ионы в среднем нагреваются до больших энергий, чем нерезонансные ионы (рис. 2–4), но пространственное (рис. 5, 6) и энергетическое перемешивания (рис. 2–4) ионов различных изотопов ухудшают сепарацию. Кроме того, из ИЦР-нагрева “выпадает” центральная область плазменного потока, где ВЧ-поля слишком малы.

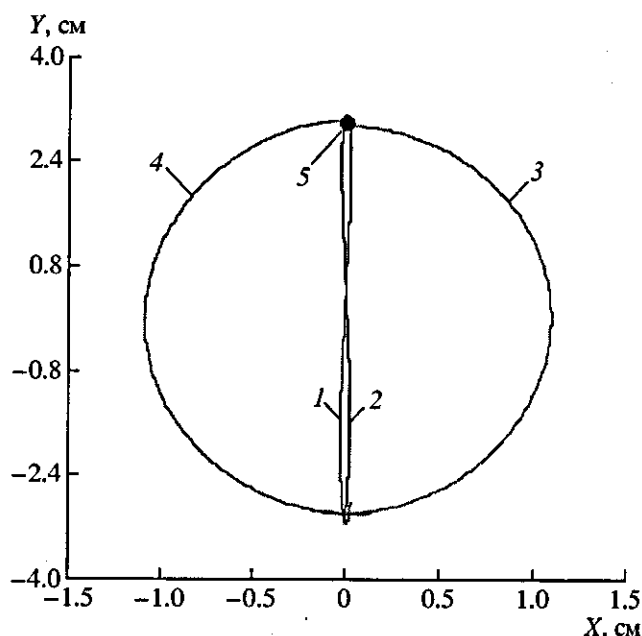


Рис. 5. Смещение центров ларморовских орбит резонансных ионов (^{157}Gd) при движении ионов вдоль антенны. $B_0 = 1$ Тл, $G_a = 5000$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.03$ м. Фазы ионов относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$): 1 – 0, 2 – 180, 3 – 90, 4 – 270°; 5 – точка влета ионов в антенну.

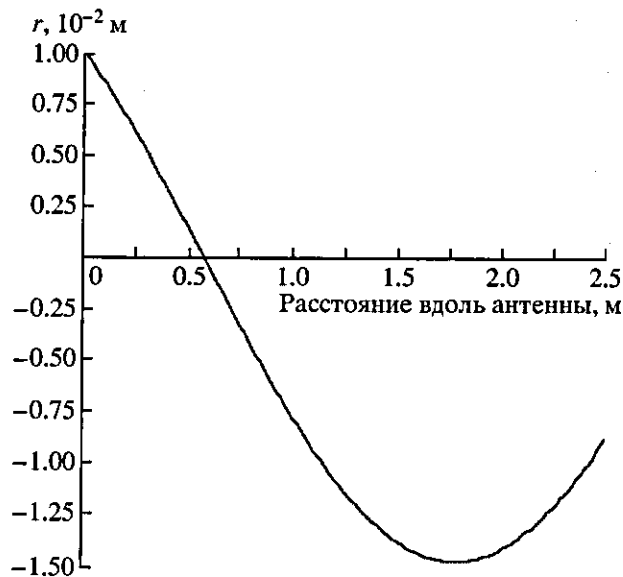


Рис. 6. Смещение центра ларморовской орбиты резонансного иона (^{157}Gd) при движении иона вдоль антенны. $B_0 = 1$ Тл, $G_a = 5000$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.01$ м. Фаза иона относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$) – 0°. Изменение знака у величины положения центра орбиты отражает факт пересечения центром орбиты оси антенны.

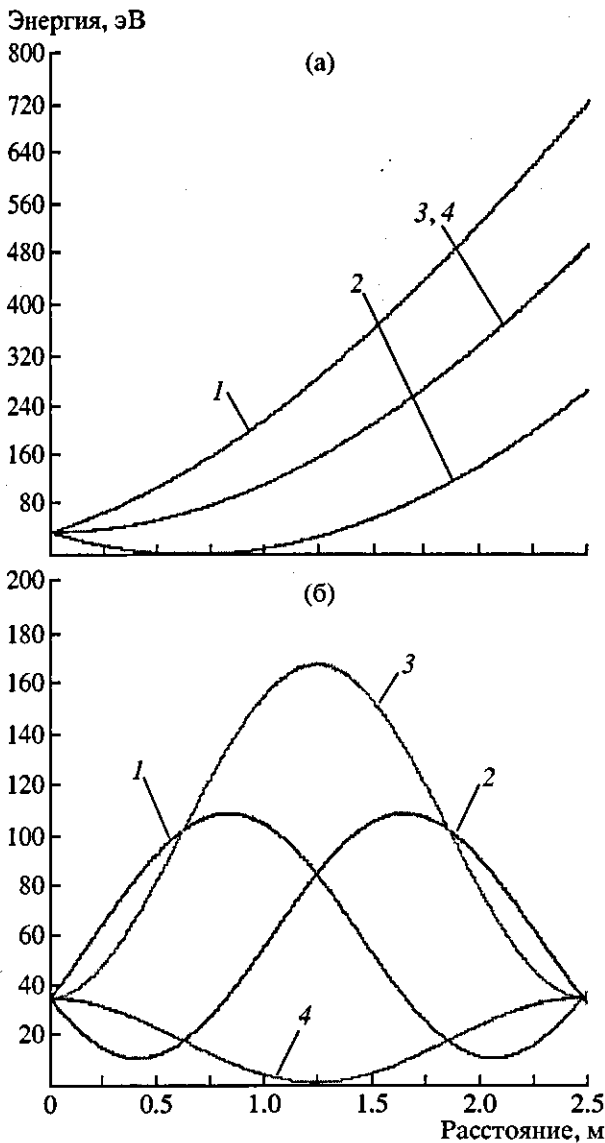


Рис. 7. Изменение поперечных энергий ионов вдоль антенны ($B_0 = 3$ Тл, $G_a = 5000$ В/м², оптимальная продольная скорость, длина зоны нагрева $L = 2.5$ м, $W_0 = 35$ эВ, $r_0 = 0.03$ м): а – резонансные ионы (¹⁵⁷Gd); б – нерезонансные ионы (¹⁵⁸Gd). Фазы ионов относительно фазы ВЧ-поля ($\Delta\phi$): 1 – 0, 2 – 180, 3 – 90, 4 – 270°.

В широком плазменном потоке ($r \gg \rho$) и/или при сильном магнитном поле резонансный ион может не испытывать значительного влияния дрейфового движения за время прохождения зоны ИЦР-нагрева, и он не достигает насыщения по энергии. Для эффективного разделения энергия резонансных ионов на выходе из зоны ИЦР-нагрева должна значительно превышать начальную энергию W_0 на входе:

$$W = \Delta W N = 2qG_a \bar{r} \bar{\rho} A \gg W_0.$$

Если произведение величины однородного магнитного поля и среднего расстояния центра ларморовской орбиты от оси антенны $B_0 \bar{r} \gg \sqrt{W_0 m_a A \pi / (2q^2)}$, где m_a – масса протона, эффект дрейфа ионов становится малым и радиальное смещение иона в антенне $\bar{\Delta r} N / \bar{r} \approx \bar{\Delta r} A / \bar{r} \ll 1$, где $\bar{\Delta r}$ – среднее смещение иона за оборот, число циклотронных оборотов иона на длине антенны $N \sim A$. Для ионов ¹⁵⁷Gd с $W_0 = 35$ эВ влияние дрейфа частиц на нагрев незначительно при $B_0 \bar{r} \gg 10^{-2}$ Тл м.

Таким образом, селективный ИЦР-нагрев в соленоидальной антенне возможен только для “широкого трубчатого” плазменного потока в сильных магнитных полях. В этом случае характерный процесс ИЦР-нагрева проиллюстрирован на рис. 7 и аналогичен ИЦР-нагреву в однородных ВЧ-полях емкостной антенны [10]. Расчеты, проведенные для аналогичного случая в [7, 8, 11], подтверждают сделанные выводы о возможности селективного ИЦР-нагрева в соленоидальной антенне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для “узкого” ($\rho/r \sim 1$) плазменного потока при слабых магнитных полях соленоидальная антенна не может рассматриваться как перспективная для ИЦР-нагрева из-за существующего дрейфа ионов в градиентном вихревом электрическом поле. Такой дрейф приводит к резкому ухудшению разделения изотопов из-за пространственного и энергетического “перемешивания” ионов.

Соленоидальную антенну целесообразно использовать для селективного ИЦР-нагрева в “широком трубчатом” ($\rho/r \ll 1$) плазменном потоке в сильных магнитных полях, где дрейфовые эффекты слабы. ИЦР-нагрев в таком случае близок к нагреву в равномерных полях емкостной антенны. Но с ростом магнитного поля и/или “ширины” плазменного потока резко увеличиваются затраты на создание магнитного поля.

Рассмотренный для соленоидальной антенны дрейф ионов в градиентном ВЧ-электрическом поле может встречаться и в других типах антенн. Так, в емкостной антенне дрейф частиц в область более слабого поля может возникать из-за пространственной неоднородности (экранировка ВЧ-поля плазмой, неточность сборки). С другой стороны, формируя область сильного поля вблизи центральной плоскости емкостной антенны (“обратная” соленоидальная конфигурация), можно улучшить выход резонансных ионов из плазменного потока в случае “прямого” сбора [10].

Авторы выражают благодарность А.В. Тимофееву и И.А. Котельникову за ряд ценных методических замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tracy J.G., Aaron W.S.* // Nucl. Instrum and Meth. 1993. V. A334. P. 45.
2. *Муромкин Ю.А.* // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы / Под ред. А.И. Карчевского. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 12. С. 83.
3. *Изотопы: свойства, получение, применение* / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: Изд-во АТ, 2000.
4. *Волосов В.И., Котельников И.А., Чуркин И.Н. и др.* // Атом. энергия. 2000. Т. 88.
5. *Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 232.
6. *Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А. и др.* // Там же. 1993. Т. 19. С. 411.
7. *Кузьмин С.Г.* // Там же. 1999. Т. 25. С. 1105.
8. *Карлин В.Е., Котельников И.А.* Препринт № 2001-63. Новосибирск: ИЯФ, 2001.
9. *Волосов В.И., Деменев В.В., Стешов А.Г., Чуркин И.Н.* // Препринт № 2001-50. Новосибирск: ИЯФ, 2001.
10. *Волосов В.И., Деменев В.В., Драничников А.Н. и др.* // Препринт № 2001-48. Новосибирск: ИЯФ, 2001.
11. *Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г.* // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 517.