

К вопросу о вращении плазмы

Е. П. Велихов

В связи с наблюдающимся вращением плазмы в θ -пинчах появились объяснения его механизма. Трудность объяснения вращения плазмы определяется тем очевидным фактом, что для вращения цилиндрического столба плазмы как целого необходим момент силы, который в продольном магнитном поле может быть вызван лишь радиальным током. При плотностях плазмы, существующих в эксперименте, величина чисто поляризационного тока, конечно, совершенно недостаточна для появления заметного вращения. Таким образом, вращение столба плазмы как целого должно быть связано с взаимодействием плазмы со стенками окружающего сосуда. Однако утверждается, что согласно всей совокупности прочих данных в эксперименте такого взаимодействия нет [1].

Угловая скорость наблюдаемого вращения по порядку величины равна $\Omega_+ r_{\perp}^2 / r^2$, где Ω_+ — циклотронная частота вращения ионов; $r_{\perp}$ — их ларморовский радиус; r — средний радиус плазмы [1]. Покажем, что в достаточно плотной плазме, когда нет оснований ожидать существенного отклонения от локального термодинамического равновесия, вообще говоря, любое радиальное движение плазмы должно приводить к появлению неоднородного вращения с указанной скоростью.

Для простоты рассмотрим плоский слой плазмы, однородный вдоль оси y , движущийся (сжимающийся, диффундирующий и т. д.) вдоль оси x . Слой находится в магнитном поле, направленном вдоль оси z . В гидродинамическом приближении уравнение движения плазмы имеет вид

$$m_+ n \frac{dv}{dt} = -\nabla p - \nabla \pi + \frac{en}{c} (v_+ - v_-) \times B, \quad (1)$$

где n — плотность квазинейтральной плазмы; v — гидродинамическая скорость; v_+ — скорость ионов; v_- — скорость электронов; p — давление плазмы; π — тензор вязкости ионов; B — магнитное поле. Для плазмы, не взаимодействующей со стенками, $v_{x+} = v_{x-}$ и y -компонента уравнения (1) сводится к равенству

$$n \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} \right) v_y = - \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2} \frac{T_+}{\Omega_+ m_+} n \frac{\partial v_x}{\partial x} \quad (2)$$

где мы воспользовались выражением для тензора вязкости ионов, справедливым при $\Omega_+ \tau_+ \gg 1$ [2] (τ_+ — время ион-ионных столкновений). При достаточно быстром скатии величина T_+ / Ω_+ является адиабатическим инвариантом

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{T_+}{\Omega_+} = 0. \quad (3)$$

Используя это соотношение, из (2) и уравнения непрерывности получим

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} f v = 0, \quad (4)$$

где

$$f = n v_y + \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2} \frac{T_+}{m_+ \Omega_+} n.$$

Таким образом, при произвольных движениях горячей плазмы величина f переносится вместе с веществом. Если в начальный момент в плазме не существовало скользящего движения v_y («вращения»), то в результате движения скорость

$$v_y = - \frac{1}{n(t_1)} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2} \frac{T_+}{m_+ \Omega_+} n \right) \Big|_{t=0}^{t=t_1}, \quad (5)$$

где величина $\frac{\partial}{\partial x} \frac{T_+}{\Omega_+}$ берется в момент наблюдения и в начальный момент для одного и того же элемента плазмы. По порядку величины

$$v_y \approx \frac{T_+}{\Omega_+ m_+} \frac{\partial \ln n}{\partial x} \approx \frac{r_{\perp}^2 \Omega_+}{r} \frac{r}{l}$$

и

$$\Omega = \frac{r_{\perp}^2}{r^2} \Omega_+ \frac{r}{l}, \quad (6)$$

где r — радиус слоя, а l — характерный размер наиболее крутого начального или конечного градиента. Поскольку величина v_y близка к скорости дрейфа ионов, то согласно Розенблюту [3] плазма, движущаяся с такой скоростью, должна находиться на грани устойчивости. Точный ответ на вопрос об устойчивости зависит от конкретного вида распределения плотности. В дальнейшем автор намерен рассмотреть устойчивость нескольких простейших моделей.

Итак, радиальные движения столба плазмы должны приводить к возникновению неоднородного вращения, скорость которого должна быть тем выше, чем более крутые градиенты появляются (или рассасываются) в процессе движения. Скорость вращения (6), грубо говоря, достаточна для объяснения неустойчивости плазменного столба [3] и по порядку величины совпадает со скоростью, наблюдаемой экспериментально. Поскольку внешним проявлением вращения является лишь неустойчивость плазмы и результирующее вращение волокон, на которые делится столб, указанный механизм в настоящее время, по-видимому, достаточно объясняет вращение плазмы в θ -пинчах.

Поступило в Редакцию 25/VIII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kolb, N. Rostoker. Phys. Rev., 124, 965 (1961).

2. Чэпмен, Каулинч. Математическая теория неоднородных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
3. N. Krall, N. Rostoker, M. Rosenbluth. Nucl. Fusion, Suppl., Part. 1, 143 (1962).

539.173:546.791

Сравнительные характеристики тройного деления урана и плутония

В. Н. Дмитриев, Л. В. Дранчинский, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов

В настоящей работе исследовались энергии осколков тройного деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} под действием медленных нейтронов. Зарегистрировано около 20 тыс. актов тройного деления U^{233} , 15 тыс. актов деления U^{235} и 12 тыс. актов деления Pu^{239} . Используемая установка была описана ранее в работе [1].

Цель измерений заключалась в получении достаточного количества данных для построения контурных диаграмм в системе $(E_1 + E_2, E_1/E_2)$, имеющей ряд преимуществ по сравнению с системой (E_1, E_2) в работе [2].

На рис. 1 и 2 представлены контурные диаграммы тройного и двойного деления U^{233} и U^{235} . Диаграммы для Pu^{239} аналогичны им, поэтому не приводятся. Числа, которыми снабжен каждый контур,

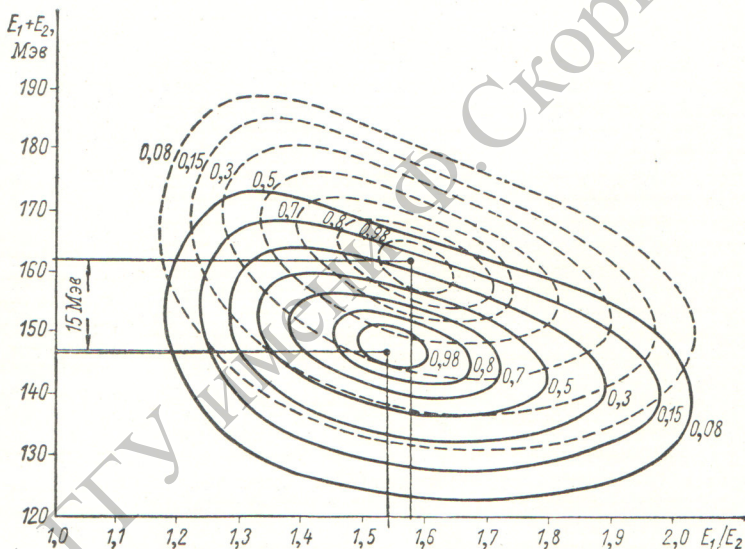


Рис. 1. Контурные диаграммы деления U^{233} : сплошные линии — тройное деление; пунктирные линии — двойное деление.

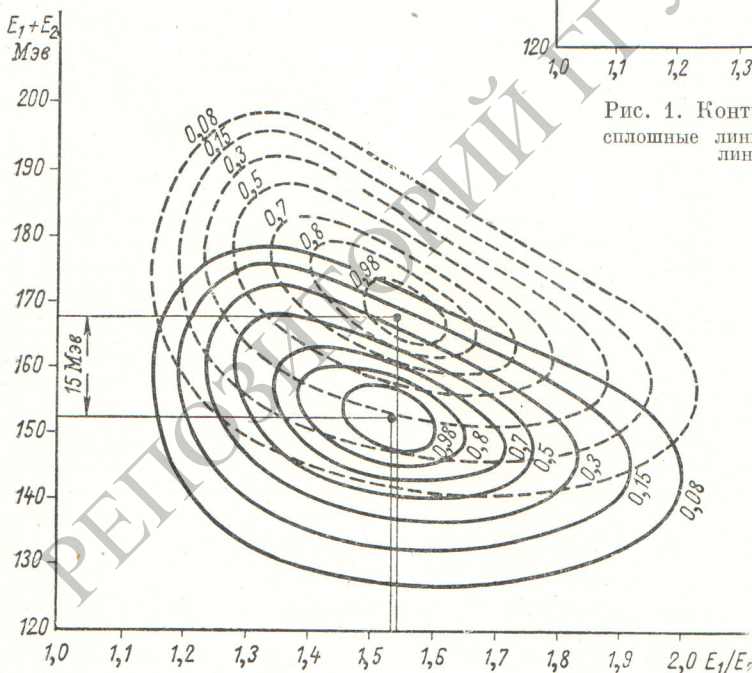


Рис. 2. Контурные диаграммы деления U^{235} : сплошные линии — тройное деление; пунктирные линии — двойное деление.

характеризуют относительную частоту деления. В полные энергии осколков введены поправки на ионизационный дефект и на дополнительную ионизацию от α -частицы в камере деления. Из рисунков видно, что, несмотря на сдвиг по оси энергий, между диаграммами двойного и тройного деления имеется близкое сходство. Естественно, оно обнаруживается и между различными характеристиками, которые могут быть получены из контурных диаграмм.

Одной из существенных характеристик процесса деления является распределение осколков по массам. В настоящее время не видно пути для радиохимического анализа масс осколков тройного деления. Предварительное разделение осколков двойного и тройного деления, основанное на разных энергиях и пробегах осколков, практически трудно осуществимо из-за сравнительно малого отличия пробегов и их большой дисперсии. Массовое распределение осколков в некоторой мере может