

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P11-86-329

И.В.Амирханов, Е.П.Жидков, А.Н.Ильина*,
В.Д.Ильин*

**ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДИПОЛЬНОГО ТИПА
ПРИ СТОХАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

* Научно-исследовательский институт
ядерной физики Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Интерес к проблеме устойчивости движения заряженных частиц в дипольном поле вызывается в основном тем, что динамическая система частица - дипольное поле является сравнительно простой моделью для изучения явления хаотизации нелинейных колебаний /перехода регулярных колебаний в хаотические/¹. Регулирующим параметром в этой модели является параметр адиабатичности

$$\chi = \frac{3pc}{Ze B_0 M} < 1,$$

где B_0 - магнитное поле в медианной плоскости, M - дипольный момент, p - импульс частицы, Ze - ее электрический заряд. Если частицы являются захваченными, т.е. их траектории финитны, то характер движения и соответственно методы описания будут совершенно различными в зависимости от χ .

При относительно малых значениях параметра адиабатичности ($\chi \ll 1$) движение частиц будет характеризоваться тремя адиабатическими инвариантами /орбитальным магнитным моментом μ , продольным и потоковым инвариантами/². В этом случае при наличии аксиальной симметрии возможно вечное удержание частицы³.

С увеличением χ происходит полное или частичное разрушение адиабатических интегралов движения, перестает работать адиабатическое /дрейфовое/ приближение. На передний план выступают стохастические явления, связанные с возникновением нелинейных резонансов между колебаниями частицы по разным степеням свободы. Стохастизация траектории частицы происходит согласно⁴ при

$$\chi = 0,23 \sin \alpha_0 + 0,05, \quad 0,3 \leq \sin \alpha_0 \leq 0,8,$$

где α_0 - питч-угол /угол между вектором скорости и магнитным полем B_0 /.

Время удержания таких частиц определяется временем достижения конуса потерь или вероятностью попадания в него. Прежде чем попасть в конус потерь, частица успевает совершить вдоль ведущей силовой линии много продольных колебаний из одного полушария в другое. Обычно предполагается, что формулы адиабатического приближения достаточно хорошо предсказывают положение точки отражения частицы при однократном прохождении медианной плоскости. В связи с этим интересно выяснить, насколько справедливо это допущение в области стохастической неустойчивости и какова зависимость конуса потерь от параметра χ . Естественно, что подобная задача не имеет полного аналитического решения, необходимо привлекать и численные методы.

В данной работе с помощью траекторного счета исследуются особенности движения частиц в дипольном и деформированном полях /диполь + однородное поле, антипараллельное B_0 / при $0,2 \leq \chi \leq 1$. Деформированное дипольное поле /5/ ассоциируется с депрессией поля во время магнитных возмущений.

ТРАЕКТОРНЫЙ СЧЕТ В ДИПОЛЬНОМ ПОЛЕ

Движение частицы описывалось аналогично /1/ уравнением Лоренца в декартовой системе координат. Начальные условия /условия инжекции/ задавались в медианной плоскости ($z = 0$) и определялись скоростью V_0 , питч-углом α_0 , ларморовской фазой частицы ϕ_0 /углом между векторами V_{\perp} и R_0 , где V_{\perp} - перпендикулярная компонента вектора скорости к магнитному полю B_0 /. Начальной фазе $\phi_0 = 0$ соответствовала точка $R_0(x_0, 0)$.

Во время движения частицы определялось изменение фазы, питч-угла и вычислялось расстояние до точки отражения /поворота/ R_m и соответствующее поле $B_m = B(R_m)$.

При малых значениях параметра адиабатичности ($\chi \leq 0,1$) движение частицы описывается в рамках теории дрейфового приближения. В этом случае при определении расстояния R_m , широты точки отражения λ_m /угол, отсчитываемый от медианной плоскости/ и поля B_m исходят из общеизвестных соотношений /6/

$$B_m = B_0 \sin^2 \alpha_0, \quad R_m = R_0 \cos^2 \lambda_m, \quad /1/$$

$$\sin^2 \alpha_0 = \cos^6 \lambda_m (4 - 3 \cos^2 \lambda_m)^{-1/2},$$

где $B_0 = 0,312 R_0^3 \text{ Э}$, R_0 и R_m измеряются в радиусах Земли. При этом конус потерь, как это следует из /1/, расположен в интервале

$$0 \leq \sin \alpha_0 \leq [(4R_0 - 3)R_0^5]^{1/4}. \quad /2/$$

и не зависит от фазы ϕ_0 и параметра χ .

В дальнейшем нас будут интересовать условия явного нарушения дрейфового приближения уже при одном продольном колебании частицы, когда происходит полное разрушение первого адиабатического инварианта ($\Delta\mu/\mu = 1$), и соотношения /1/ и /2/ теряют силу.

Численные оценки изменения магнитного момента $\mu = V_{\perp}^2/2B$ проводились ранее в работе /7/, где показано, что величина $\Delta\mu$ при одном прохождении между двумя точками отражения достаточно хорошо описывается формулой

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{0,74(14 - \sin^2 \alpha_0)}{\sin 2\alpha} \cos \phi_0 \exp\left[-\frac{3\psi(\alpha_0)}{\chi_0}\right], \quad /3/$$

где

$$\psi = (3\sqrt{2}\sin^2 \alpha_0)^{-1} \left(\frac{1 + \sin^2 \alpha_0}{\sin \alpha_0} \ln \frac{1 + \sin \alpha_0}{\cos \alpha_0} - 1 \right), \quad \chi_0 \leq 1.$$

Из /3/ следует, что при $\alpha_0 \geq 5^\circ$ и $\chi \leq 0,15$ практически можно говорить о сохранении магнитного момента при одном продольном качании. Полагая в /3/ $\Delta\mu/\mu = 1$, найдем величину χ_1 , при которой частица равновероятно приобретает за полупериод продольных осцилляций произвольные значения $\Delta\mu/\mu$ в интервале $0 \leq \Delta\mu/\mu \leq 1$:

$$\chi_1 = \frac{0,2 + 7,5 \cdot 10^{-3} \alpha_0}{1 + \ln \cos \phi_0 / \ln \Phi}, \quad /4/$$

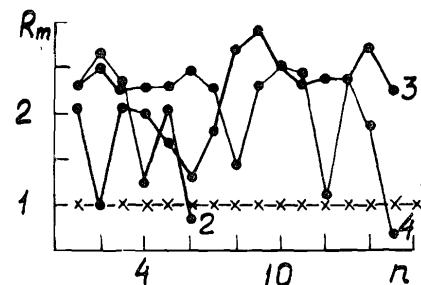
где

$$\Phi = 0,37(14 - \sin^2 \alpha_0)(\cos \alpha_0 \sin \alpha_0)^{-1}, \quad 5 \leq \alpha_0 \leq 70^\circ.$$

Если $\phi_0 \leq 60^\circ$, то вторым членом в знаменателе /4/ можно пренебречь.

Нерегулярные изменения μ должны приводить к квазислучайным изменениям α_0 , ϕ_0 /1/ и смещениям точек отражения R_m при многократных продольных колебаниях частицы. Под частицей, следуя работе /1/, подразумеваем протон, хотя это не является принципиальным, поскольку все частицы с одинаковым параметром χ и начальными условиями движутся по идентичным пространственным траекториям. Характер движения частицы в зависимости от начальных угловых характеристик α_0 , ϕ_0 и параметра χ изображен на рис.1, где показаны типичные изменения расстояния R_m до точек отражения в зависимости от числа осцилляций n и исходных данных. Случай с $\chi = 0,55$ является иллюстрацией явно хаотического поведения R_m с изменением n . Счет прекращался, когда точка отражения частицы оказывалась на расстоянии $R_m \leq 1$. При $\chi = 0,14$ /кривая 1, рис.1/ точки отражения всюду лежат вблизи $R_m = 1$ и их колебания в масштабе рисунка пренебрежимо малы.

Рис.1. Изменение R_m в зависимости от n для протона с $E = 600$ МэВ при инжекции с $R_0 = 1,5$ / $\chi = 0,14$ / /кривая 1/ и $R_0 = 3$ / $\chi = 0,55$ / /кривые 2-4/. 1 - $\alpha_0 = 0,57$; $\phi_0 = 140^\circ$; 2 - $\alpha_0 = 0,07$; $\phi_0 = 40^\circ$; 3 - $\alpha_0 = 0,07$; $\phi_0 = 140^\circ$; 4 - $\alpha_0 = 0,57$; $\phi_0 = 40^\circ$.



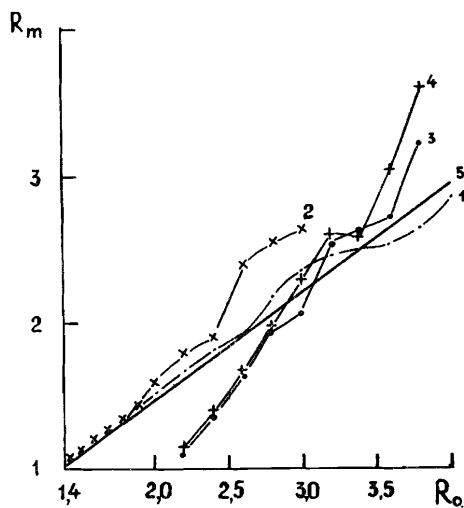
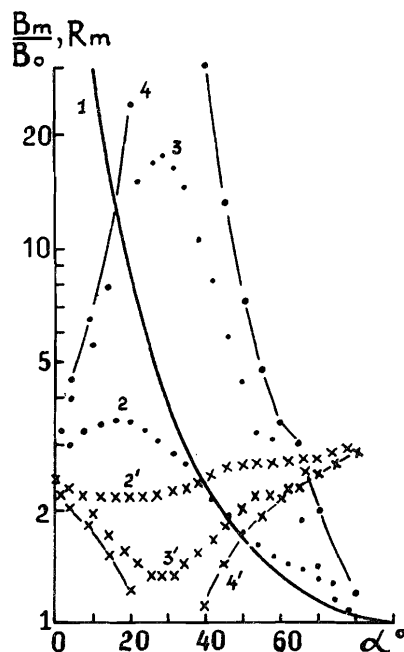


Рис.2. Зависимость R_m от расстояния до точки инъекции R_0 , α_0 и ϕ_0 при энергии протона $E = 600$ МэВ. $\alpha_0 = 0,57:1 - \phi_0 = 0$, $2 - \phi_0 = \pi$; $\alpha_0 = 0,07:3 - \phi_0 = 140^\circ$, $4 - \phi_0 = 40^\circ$; $5 - R_m = R_0 \cos^2 \lambda_m$.

Рис.3. Зависимость V_m/V_0 - \bullet и R_m - \times от α_0 и ϕ_0 при $R_0 = 3$ и $E = 600$ МэВ. 1 - $V_m/V_0 = \sin^2 \alpha_0$; 2, 2' - $\phi_0 = 40^\circ$; 3, 3' - $\phi_0 = 140^\circ$; 4, 4' - $\phi_0 = 110^\circ$.



Как нарушается при этом соответствие /1/ между питч-углом и широтой точки отражения, видно из рис.2. Для сравнения функция $R_m(R_0, \alpha_0, \phi_0)$ приведена в адиабатическом приближении /кривая 5 на рис.2/. При $\alpha_0 = 32,66^\circ$, начиная с $R \approx 2$, появляется зависимость R_m от фазы. При дальнейшем увеличении R_0 наблюдается существенное отличие от дрейфового приближения. При $\alpha_0 = 4^\circ$ проникающая способность частицы вдоль поля резко падает; точки отражения всюду для $R_0 > 2$ расположены над поглощающим экраном, в то время как в соответствии с адиабатическим приближением они должны быть под экраном на глубине $R_m \approx 0,21$ /на рис.2 величина $R_m(R_0, \alpha_0 = 4^\circ)$ не показана/. Основной вывод, вытекающий из данных рис.2, состоит в том, что потеря устойчивости движения должна приводить к накоплению частиц с малыми исходными значениями α_0 . Так как, согласно рис.1, частицы все же достигают $R_m \leq 1$, то естественно ожидать наличия вместо конуса потерь /2/

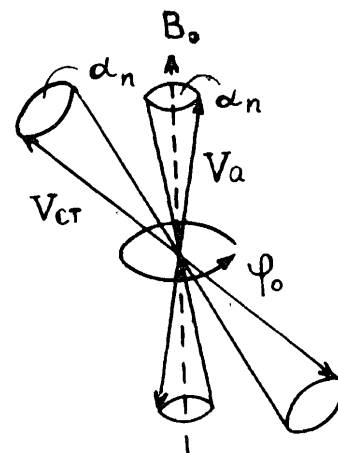


Рис.4. Конус потерь при адиабатическом и стохастическом движении.

щели в питч-углах $\alpha_0(R_0, \phi_0, E)$, через которые происходит утечка частиц.

На существование щели указывают результаты счета R_m и V_m/V_0 в зависимости от α_0 для различных фаз ϕ_0 при заданной величине R_0 и энергии E , представленные на рис.3. В зависимости от α_0 наблюдается anomalous по сравнению с дрейфовым приближением поведение частицы. Так, например, частица, инжектированная с $\phi_0 = 40^\circ$, отражается вблизи медианной плоскости независимо от начального питч-угла.

В случае инъекции с параметрами $\phi_0 = 110^\circ$ и $20 \leq \alpha_0 \leq 40^\circ$ частицы сразу оказываются в конусе потерь. Таким образом, традиционное представление о конусе потерь /2/ как области, непосредственно прилегающей к вектору \vec{B}_0 , видоизменяется при переходе к стохастическому режиму. Качественное представление об этом дает рис.4, где V_a - скорость частицы при устойчивом /адиабатическом/ движении, $V_{ст}$ - при стохастической неустойчивости и α_n соответствует конусу потерь. В адиабатическом случае направляющей для образующей V_a является окружность, поэтому α_n не зависит от фазы частицы. Стохастическая неустойчивость приводит к зависимости α_n от ϕ_0 , при этом направляющей является замкнутая кривая произвольной формы.

Более подробные траекторные вычисления значений α_0, ϕ_0 для заданных R_0 и E , при которых выполняется условие $R_m \leq 1$, показывают, что конус потерь является сложной функцией всех параметров динамической системы. В качестве примера на рис.5 приведены в плоскости (α_0, ϕ_0) размеры и форма конуса потерь для разных R_0 . Все внешние точки по отношению к кривым 1-6 /рис.5/ соответствуют $R_m > 1$. Внутренние точки - $R_m < 1$, на самих кривых $R_m = 1$. Из рисунка видно, что при заданном E чем больше R_0 /или χ /, тем меньше площадь конуса потерь. Если при осцилляциях частицы между зеркальными точками она приобретает любые равновероятные значения α_0 и ϕ_0 , то вероятность потери за полупериод продольных колебаний будет определяться относительной долей телесного угла, занятого конусом потерь, т.е. величиной $\epsilon = 2 \Delta \alpha \Delta \phi / \pi^2$ /для кривых 3-6 рис.5 это составляет $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ /. Следовательно, чем больше χ , тем выше фактор накопления частиц, и они успевают на $R_0 > 2$ совершить в среднем десятки качаний до попадания в конус потерь.

Зависимость размера конуса потерь от R_0 и E при постоянном χ показана на рис.6. Видно, что с увеличением R_0 и, соответственно, уменьшением E величина ϵ падает, а фактор накопления

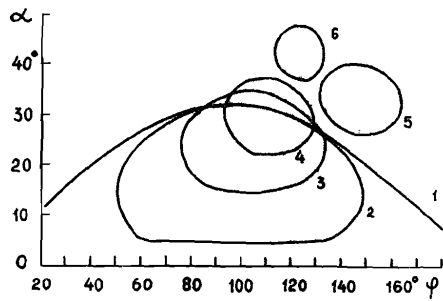


Рис.5. Положение и форма конуса потерь в плоскости (α, ϕ) при различных R_0 для протона с $E = 600$ МэВ. Точкам α, ϕ , расположенным под кривой 1 и внутри овалов 2-6, соответствуют $R_m < 1$. Вне этих областей значения $R_m > 1$.
 1 - $\chi = 0,246 / R_0 = 2/$; 2 - $\chi = 0,298 / R_0 = 2,2/$; 3 - $\chi = 0,416 / R_0 = 2,6/$; 4 - $\chi = 0,553 / R_0 = 3/$; 5 - $\chi = 0,64 / R_0 = 3,23/$; 6 - $\chi = 0,98 / R_0 = 4/$.

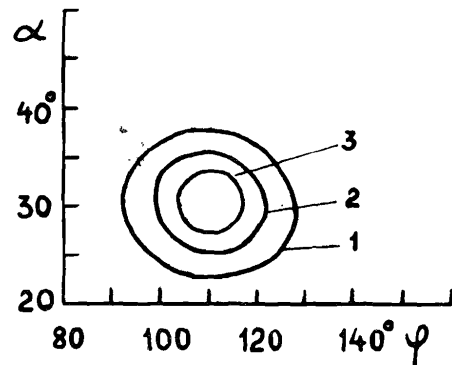


Рис.6. Зависимость конуса потерь от R_0 и E при $\chi = 0,553$.
 1 - $R_0 = 3$; $E = 600$ МэВ; 2 - $R_0 = 4,13$; $E = 200$ МэВ; 3 - $R_0 = 5,95$; $E = 50$ МэВ.

ления растет. Таким образом, на основании данных рис.5 и 6 можно сделать вывод о том, что чем энергичнее частицы и чем дальше находятся их дрейфовые оболочки R_0 , тем эффективнее для них механизм заперения.

Трехмерное изображение конуса потерь для частного случая /см. кривую 6, рис.5/ приведено на рис.7. Такая воронкообразная форма стока частиц возникает при $\chi \geq 0,3$.

Все сказанное имеет отношение только к захваченным частицам с финитными траекториями. Если

$$\frac{pc}{Z} \geq \frac{14,9}{R_0^2} \text{ ГэВ.} \quad /5/$$

то частицы становятся пролетными, и их движение происходит по штермеровским орбитам /см., напр. /8/. В этом случае необходимо еще учитывать возможность попадания вектора скорости частицы не только в конус потерь, но и в "окна", через которые она может уйти на бесконечность. В нашу задачу не входило исследование инфинитного движения /об этом см. /8/, но в случае с рис.5 отметим, что инфинитное движение возникало при $R_0 = 4$, например, для $\phi_0 \leq 20^\circ$, $60 \leq \alpha_0 \leq 90^\circ$; $\phi_0 = 160^\circ$, $84 \leq \alpha_0 \leq 90^\circ$, $\alpha_0 = 63^\circ$; $\phi_0 = 170^\circ$, $75 \leq \alpha_0 \leq 90^\circ$, $60 \leq \alpha_0 \leq 69^\circ$. Типичные примеры раз-

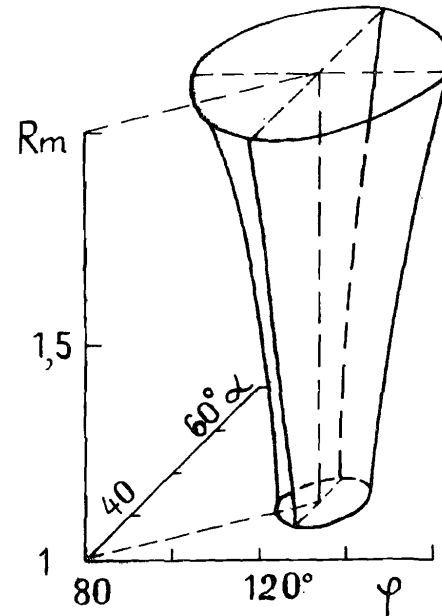


Рис.7. Конус потерь в пространстве R_m, α, ϕ при $\chi = 0,98 / R_0 = 4$, $E = 600$ МэВ/.

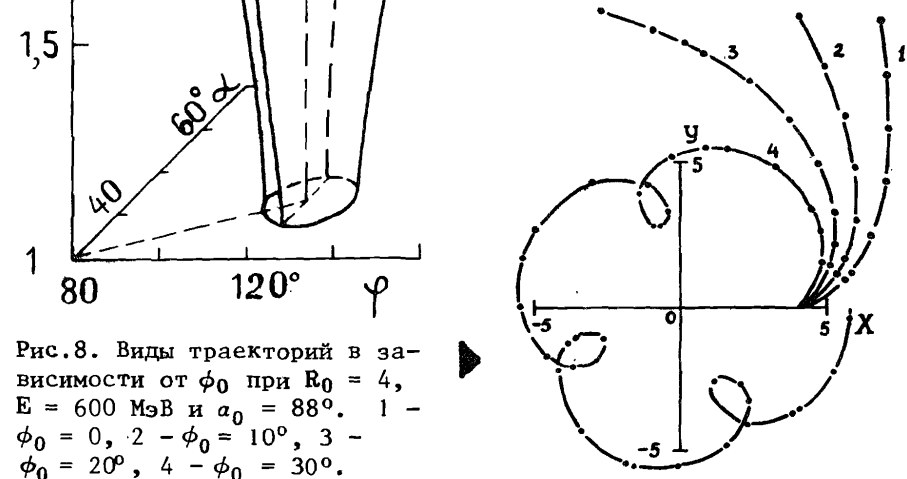


Рис.8. Виды траекторий в зависимости от ϕ_0 при $R_0 = 4$, $E = 600$ МэВ и $\alpha_0 = 88^\circ$. 1 - $\phi_0 = 0$, 2 - $\phi_0 = 10^\circ$, 3 - $\phi_0 = 20^\circ$, 4 - $\phi_0 = 30^\circ$.

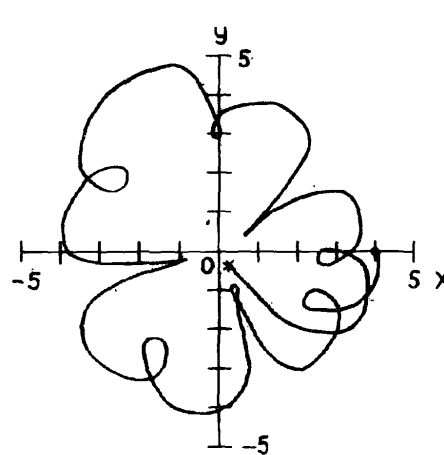


Рис.9. Финитная траектория для $R_0 = 4$, $E = 600$ МэВ, $\alpha_0 = 43^\circ$, $\phi_0 = 115^\circ$, χ соответствует $R_m \leq 1$.

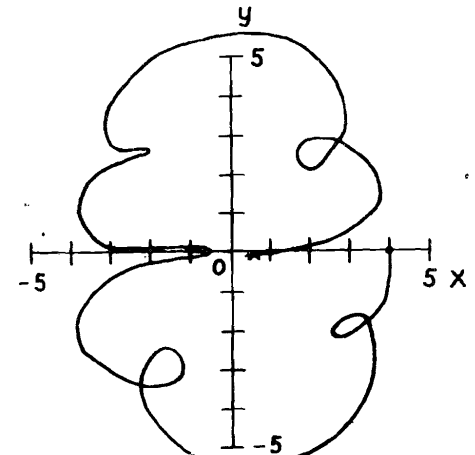


Рис.10. То же, что и на рис.9, но при $\alpha_0 = 39^\circ$ и $\phi_0 = 124^\circ$.

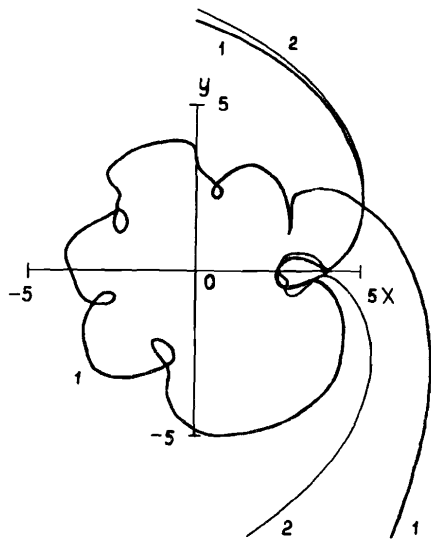


Рис.11. Инфинитные траектории для $R_0 = 4$, $E = 600$ МэВ и $\phi_0 = 20^\circ$. 1 - $\alpha_0 = 60^\circ$, 2 - $\alpha_0 = 63^\circ$.

личных видов движения в плоскости (x, y) приведены на рис.8-11. Счет проводился следующим образом. Брались начальные условия в конусе потерь, соответствующие кривой 6 /рис.5/, затем просчитывалась траектория с обратным шагом по времени до тех пор, пока не выполнялось соотношение $R \leq 1$. Такая процедура позволяет построить траекторию частицы, предшествующую ее попаданию в конус потерь. На рис.8-10

точка $R_0/x = 4$, $y = 0$ является, таким образом, с одной стороны точкой инъекции для обратного хода частицы /движение в "прошлое"/, с другой - финальной точкой на медианной плоскости для "прямого" движения частицы с поверхности экрана $R = 1$ до попадания в конус потерь $R_0 = 4$. Дальнейший путь от медианной плоскости до поглощающего экрана не показан. Тот же подход использован и для инфинитных траекторий. Рисунки показывают, сколько продольных колебаний или оборотов вокруг центра диполя успевают совершить частицы по замкнутым или неограниченным траекториям, прежде чем поглотиться или выйти во внешнее пространство. Исключением является траектория 4 /рис.8/, для которой вычерчен один из 16 оборотов. За время гарантированного счета не удалось выйти на финальный участок траектории. Хотя начальный питч-угол и большой, исходные условия $\chi \approx 0,98$; $\alpha_0 = 88^\circ$ удовлетворяют критерию стохастичности. Действительно, условием стохастической неустойчивости является /1/

$$k = 0,6 \chi^{-1} \frac{14 - \sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \frac{1 + 1,44 \sin \alpha}{\sin^3 \alpha} \exp\left(-\frac{3\psi}{\chi}\right) \geq 1.$$

Нетрудно убедиться в соблюдении этого критерия и в данном случае. Видимо, ситуация с траекторией 4 /рис.8/ отражает факт сложной иерархической структуры стохастической области.

Любопытно отметить, что границу /5/ между двумя видами траекторий можно получить и из выражения для $\Delta\mu/\mu$. Учитывая, что $\Delta\mu/\mu = 2 \operatorname{ctg} \alpha \Delta\alpha$, из формулы /3/ при $\alpha \rightarrow \pi/2$ будем иметь

$$\Delta\alpha \sim (\cos \alpha)^{\sqrt{2}/\chi - 2}.$$

Отсюда следует: $\Delta\alpha = 0$ при $\chi < \sqrt{2}/2$ и $\Delta\alpha = \infty$ при $\chi > \sqrt{2}/2$. Связь между ρc и χ имеет вид

$$\chi = 5,04 \cdot 10^{-2} R_0^2 \rho c,$$

/6/

где ρc измеряется в ГэВ. Приравняв /6/ величине $\sqrt{2}/2$, получим $\rho c \approx 14,1/R_0^2$ ГэВ, что близко к значению /5/. Это является косвенным подтверждением правильной зависимости выражения /3/ от питч-угла α .

ДЕФОРМИРОВАННОЕ ДИПОЛЬНОЕ ПОЛЕ

Лабораторные эксперименты в дипольной ловушке /5/ показали, что изменение магнитного поля во времени, даже если оно происходит адиабатически и обратимо, может приводить к необратимым эффектам, например, к уменьшению интенсивности захваченных частиц, что, видимо, связано с возникновением механизма стохастизации, который и приводит к необратимой динамике частиц. В связи с этим представляет интерес с помощью численных методов проследить за особенностями движения частиц в возмущенном поле.

Относительно поля возмущения можно сделать следующие упрощающие предположения. Добавочное магнитное поле h однородно и направлено $h \uparrow B_0$. Кроме того, поскольку длительность возмущения по определению значительно больше периодов циклических движений, то допустимо считать h не зависящим от времени.

В итоге суммарное поле будет отличаться от дипольного /1,6/ z -компонентой, которая теперь приобретает вид

$$B_z = \frac{M}{R^5} (3z^2 - R^2 + b_0 R^5),$$

где $b_0 = h B_0^{-1} R_0^{-3}$. Движение частиц в таком деформированном поле будем характеризовать и описывать по аналогии с дипольным. Прежде всего отметим, что траектории в обоих полупространствах от медианной плоскости одинаковы, если они сдвинуты по фазе $\phi_0 \rightarrow \pi \pm \phi_0$.

В зависимости от величины b_0 меняется не только амплитуда нерегулярных колебаний, но и сам вид траекторий. Наложение поля приводит к усилению стохастизации и понижению порога выхода частиц во внешнюю область /уход на бесконечность/. Проявление этих эффектов видно из рис.12 /см. также рис.1/. При значениях $R_0 = 3$ и энергии протона $E = 600$ МэВ, что соответствует рис.1 /кривые 2-4/, все траектории в дипольном поле $b_0 = 0$ должны быть финитными. В деформированном поле $b_0 = 0,2$ появляются неограниченные траектории /кривые 1'-3', рис.12б/. Усиление раскачки точек отражения вдоль поля отчетливо видно на рис.12а, где для сравнения приведены $R_m/b_0 = 0$; n / и $R_m/b_0 = 0,2$; n /. Это же видно из сравнения кривой 4 /рис.1/ с кривой 4' /рис.12б/.

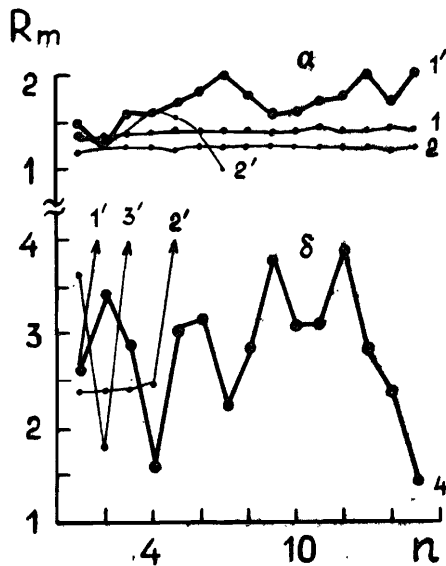
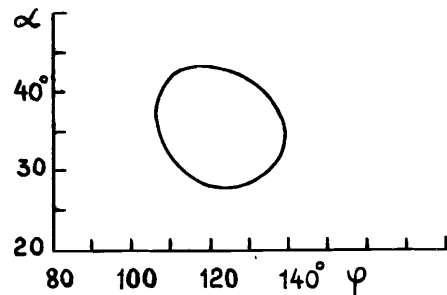


Рис.12. Изменение $R_m / R_0, \alpha_0, \phi$ от n для дипольного и деформированного поля при $b_0 = 0,2$ /кривые обозначены штрихами/.
 а: $R_0 = 2 / \chi = 0,246$, $\alpha_0 = 0,57$; 1, 1' - $\phi_0 = 30^\circ$; 2, 2' - $\phi_0 = 50^\circ$. б: $R_0 = 3 / \chi = 0,553$; 1' - $\alpha_0 = 0,07$, $\phi_0 = 0$; 2' - $\alpha_0 = 0,07$, $\phi_0 = 40^\circ$; 3' - $\alpha_0 = 0,57$, $\phi_0 = 0$; 4' - $\alpha_0 = 0,57$, $\phi_0 = 40^\circ$.

Рис.13. Конус потерь в плоскости (α, ϕ) при $R_0 = 3, E = 600$ МэВ и $b_0 = 0,2$. Вне овала величина $R_m > 1$.



Изменение геометрии поля вызывает кроме указанных эффектов смещение конуса потерь. На примере рис.13 можно судить о величине сдвига, составляющей /см. кривую 1, рис.6/ $\sim 10^\circ$ по ϕ_0 и $\sim 5^\circ$ по α_0 . Площадь овала /конуса потерь/ при этом практически сохраняется. Следовательно, влияние возмущающего поля сводится, в основном, к усилению механизма перемешивания, который и регулирует время удержания частиц. Ввиду того, что деформация поля способствует еще большему нарушению условия дрейфового приближения, можно говорить об уменьшении порога обрезания энергетического спектра со стороны малых энергий для тех частиц, которые инжектированы с поверхности экрана ($R = 1$).

ВЫВОДЫ

При переходе от условий адиабатичности движения к стохастичности конус потерь в плоскости (α_0, ϕ_0) трансформируется от прямой линии к замкнутой кривой. Конусы потерь в виде замкнутых кривых /овалов/ образуются при значениях параметра адиабатичности $\chi \geq 0,3$. В трехмерном представлении (R_m, α_0, ϕ_0) стоки для частиц имеют воронкообразный вид. Естественный предел эффективности стохастического механизма потерь определяется от-

носительной долей телесного угла, занятого конусом потерь /размерами овалов на рис.5/.

Перемешивание траекторий за счет стохастической неустойчивости может приводить к квазизахвату, временному удержанию /запиранию/ частиц в течение нескольких продольных качаний или оборотов вокруг источника магнитного поля.

В деформированном дипольном поле происходит усиление процесса стохастизации колебаний частицы. Конус потерь смещается в сторону больших питч-углов и фаз. Введение магнитного возмущения может приводить к нарушению условий финитности движения и появлению инфинитных траекторий. Деформация поля способна вызвать уширение энергетического спектра квазизахваченных частиц со стороны малых энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амирханов И.В. и др. ОИЯИ, Р11-83-505, Дубна, 1983.
2. Нортроп Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. Атомиздат, М., 1967.
3. Арнольд В.И. УМН, 1963, 18, № 6, с.91.
4. Ильин В.Д., Ильина А.Н. Физика плазмы, 1982, 8, с.148.
5. Ильин В.Д., Ильина А.Н. ЖЭТФ, 1976, 70, с.1269.
6. Альвен Г., Фельтхаммар К.Г. Космическая электродинамика. "Мир", М., 1967.
7. Амирханов И.В. и др. ОИЯИ, Р11-85-88, Дубна, 1985.
8. Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.М. Космические лучи в магнитном поле Земли. "Наука", М., 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1986 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Амирханов И.В. и др. P11-86-329
Особенности движения заряженных частиц
в магнитном поле дипольного типа при стохастической
неустойчивости

Исследуются особенности поведения частицы в поле магнитного диполя в области стохастической неустойчивости. С помощью траекторного счета найдены размеры и форма стока частиц в зависимости от величины параметра адиабатичности. Показано, что при стохастическом движении возможен квазизахват частиц, их временное запираение. Деформация поля может вызывать уширение энергетического спектра квазизахваченных частиц и переводить конечные траектории в бесконечные.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Amirkhanov I.V. et al. P11-86-329
Some Features of the Motion of Charged Particles
in Magnetic Field of Dipole Configuration
with Stochastic Instability

Features of the motion of a particle in the magnetic dipole field in the region of stochastic instability are investigated. Dimensions and type of the particle drain are determined with the help of trajectory computation depending on the value of adiabatic parameters. It is shown that in stochastic motion pseudo-trapping of particles and their temporal retention are possible. Deformation of the field can cause broadening of the energy spectrum of pseudo-trapped particles and transfer finite trajectory into infinite.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986