

Литература

- [1] A.Buhler, T.Massam, Th.Muller, M.Schneegans, A.Zichichi. Nuovo Cim., 39, 812, 1965.
 [2] А.О.Вайсенберг. Мю-мезон. Изд-во "Наука", М., 1964.
 [3] А.И.Бабаев, М.Я.Балац, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, В.Г.Фирсов. ЖЭТФ, 50, 877, 1966.
 [4] В.Г.Носов, И.В.Яковлева. ЖЭТФ, 43, 1750, 1962.
 [5] В.Г.Фирсов, В.М.Бяков. ЖЭТФ, 47, 1074, 1964.
 [6] A.Buhler, T.Massam, Th.Muller, M.Schneegans, A.Zichichi. ХП Междунар. конф. по физике высоких энергий (Дубна, 1964 г.) М., 1, 944, 1966.
 [7] В.Г.Зинов, С.В.Медведь, Е.Б.Озеров. Препринт ОИЯИ Р-2657, 1966.
 [8] А.И.Бабаев, М.Я.Балац, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, В.Г.Фирсов. Письма ЖЭТФ, 3, 3, 1966.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА АДИАБАТИЧНОСТИ ρ_L / R ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНА В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

А.Н.Дубинина, Л.С.Красицкая

В работе проведено экспериментальное исследование зависимости времени жизни τ электронов, захваченных в магнитную ловушку, от величины магнитного поля. С.Н.Родионовым [1] было показано, что при некоторых конфигурациях магнитного поля время жизни электронов велико ($\sim 10^7$ колебаний). Однако физическая картина движения заряженной частицы в магнитной ловушке в течение очень больших промежутков времени оставалось весьма неясной. Одной из первых работ, в которых она рассматривалась, были работы Чирикова [2,3]. В самых общих чертах картина движения представляется следующей: существует некоторое критическое значение становится стохастическим, а при $\rho_L / R < (\rho_L / R)_1$ движение устойчиво, т.е. мало отличается от движения с постоянным магнитным моментом (ρ_L — ларморовский радиус, R — радиус кривизны силовой линии). Но вопрос о том, как долго сохраняется устойчивость в процессе движения оставался открытым.

Надежда на строгое выяснение этого вопроса появилась в связи с работами Колмогорова [4] и Арнольда [5], в которых были найдены условия абсолютной устойчивости, т.е. для устойчивости при конечном значении ρ_L / R . Арнольдом [5] была сформулирована теорема о том, что при некотором конечном значении параметра адиабатичности (ρ_L / R в нашем случае) заряженная частица должна жить в ловушке вечно, т.е. никогда не выходить из объема, если нет дополнительных источников потерь. Од-

нако величины параметра $(\rho_L / R)_1$ теория дать не могла. В проведенных экспериментах мы искали численное критическое значение параметра $(\rho_L / R)_1$.

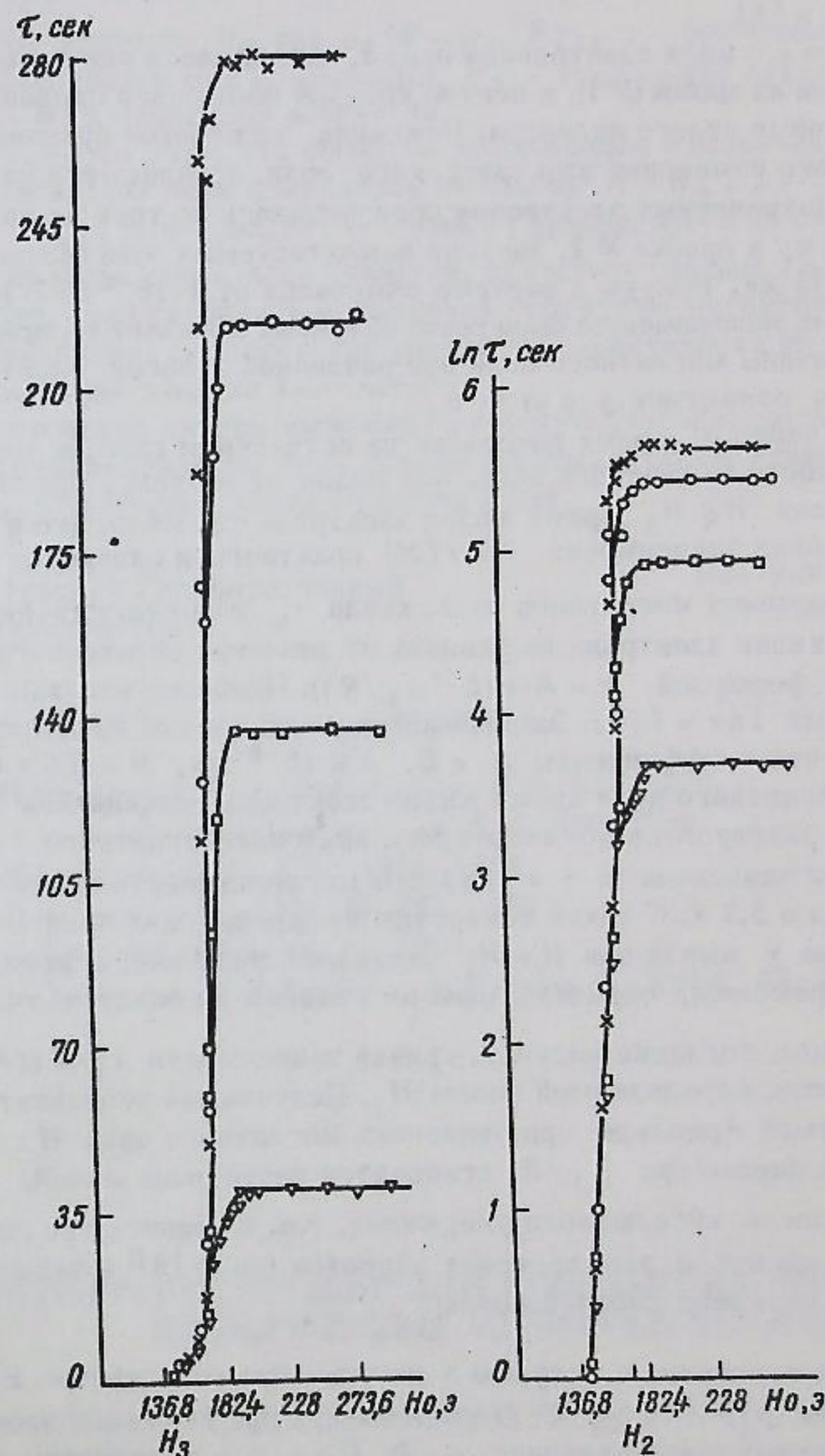


Рис. 1

Максимальное время жизни во время экспериментов при $\rho_L / R < (\rho_L / R)_1$ равнялось 410 сек ($5 \cdot 10^{11}$ ларморовских оборотов) и определялось рассеянием на остаточном газе.

Установка, на которой производились эксперименты, представляла собой магнитную ловушку пробочной конфигурации. Максимальная величина магнитного поля в центре каждой из пробочек достигала 1500 э при пробочном отношении, изменяющемся от 2,66 до 4,44. Подробное описание установки дано в [8].

Инджектором служила электронная пушка, находящаяся вне рабочего объема за одной из пробочек (№ 1), в центре которой помещался специальный электрод в форме полого цилиндра. Инжекция электронов производилась путем быстрого изменения электрического поля, подаваемого на электрод. Наблюдение захваченных электронов производилось по току на коллектор, расположенному в пробочке № 2. Энергия инжектируемых электронов менялась от 7 до 35 кэВ. Вакуум в системе изменялся от $4 \cdot 10^{-6}$ до $7 \cdot 10^{-10}$ мм рт.ст. Во время экспериментов было снято 65 кривых зависимости времени жизни от величины магнитного поля при различной энергии электронов W , пробочном отношении γ и угле $\bar{\theta}_0$.

Обозначим через τ_r время рассеяния на остаточном газе, а через τ_M — на неоднородности магнитного поля. Как видно на рисунке, при значении магнитного поля $H \leq H_2$ время жизни электрона так мало, что в масштабе рисунка кривая зависимости $\tau = \tau(H)$ практически сливается с осью

OH . При увеличении магнитного поля, когда τ_M еще существенно меньше τ_r время жизни электрона не зависит от давления остаточного газа определяется формулой $\tau = A \cdot e(B/(\rho_L/R))$. Наиболее наглядно это видно на кривых $\ln \tau = f(H)$. Экспериментальные кривые дают возможность определить коэффициенты A и B . $A \approx 10^{-8}$ сек, $B = 0,8 \div 0,9$. При увеличении магнитного поля время жизни электрона подчинялось экспоненциальному закону лишь до некоторого значения магнитного поля H_2 . При снятии зависимости $\tau = \tau(H)$ мы могли изменять величину H через интервал в 5;7 э. С такой точностью измерения, как видно на рисунке, величина τ имела при $H = H_2$ различные значения, ограниченные сверху τ_r — временем, определяемым рассеянием на остаточном газе.

Таким образом, согласно рисунку, кривая зависимости $\ln \tau = f(H)$ стремится к асимптоте, определяемой полем H_2 . Полученный результат согласуется с теоремой Арнольда: при значениях магнитного поля $H > H_2$, когда величина параметра ρ_L/R становится достаточно малой, переходит в область абсолютного удержания, т.е. в область, где она совершает огромное число ларморовских оборотов (до $5 \cdot 10^{11}$ в наших экспериментах) и не покидает рабочий объем.

При движении электрона в ловушке с изменением координаты z изменяются величины ρ_L , R и ρ_L/R . Определяющей при движении электрона является максимальная величина ρ_L/R . Мы нашли координату z (ось oz совпадает с осью симметрии системы), при которой параметр ρ_L/R достигает максимального значения, равного

$$\left(\frac{\rho_L}{R}\right)_{1\max} = \frac{3,4 \sqrt{W}}{H_{01}} \frac{\sqrt{\gamma-1}}{z_0} \sqrt{1 - \sin^2 \bar{\theta}_0 \left[1 + \frac{f(\bar{\theta}_0)}{4}\right]} \frac{\sqrt{f(\bar{\theta}_0)}}{\left[1 + \frac{f(\bar{\theta}_0)}{4}\right]^2},$$

$$\text{где } f(\bar{\theta}_0) = \frac{3 - \sin^2 \bar{\theta}_0 - \sqrt{9(1 - \sin^2 \bar{\theta}_0)^2 + 4 \sin^2 \bar{\theta}_0}}{\sin^2 \bar{\theta}_0},$$

H_{01} есть значение H_0 при $\rho_L/R = (\rho_L/R)_1$, γ — пробочное отношение, $2z_0$ — расстояние между пробочками, $\bar{\theta}_0$ — угол между вектором скорости и полем H в медианной плоскости.

При этом мы учли, что согласно проведенным измерениям, на оси системы магнитное поле изменялось по закону $H = H_0 + \lambda z^2$. Значение $(\rho_L/R)_{1\max}$, вычисленное по кривым, приведенного на рисунке типа согласно написанной выше формуле, оказалось равным $(\rho_L/R)_{1\max} \approx 4 \cdot 10^{-2}$. При этом, если сохранить неизменной геометрию магнитного поля и условия инжекции, ларморовский радиус ρ_L практически не изменяется при изменении энергии электрона.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б.В.Чирикову за предложенную им тему данной работы, а также внимание и ценные советы, способствовавшие ее выполнению.

Новосибирский Государственный университет

Поступило в редакцию
23 января 1967 г.

Литература

- [1] С.Н.Родионов. Атомная энергия, № 6, 623, 1959.
- [2] Б.В.Чириков. Атомная энергия, 6, 6, 630, 1959.
- [3] Б.В.Чириков. ДАН, 125, 1015, 1959.
- [4] А.Н.Колмогоров. ДАН, 98, 527, 1954.
- [5] В.И.Арнольд. УМН, 18, 91, 1963.
- [6] А.Н.Дубинина, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков. ЖЭТФ, 49, 373, 1965.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОНСТАНТ МАГНИТОСТРИКЦИИ МОНОКРИСТАЛЛА ЛИТИЕВОГО ФЕРРИТА

Г.А.Петраковский, Э.М.Смокотин

Природа магнитоэлектрических ферритов с магнитными ионами, находящимися в S -состояниях в настоящее время остается неясной [1]. Поэтому оказывается важным детальное экспериментальное исследование магнитоэлектрических таких ферритов. Литиевый феррит представляет в этом отношении особый интерес, как материал, способный находиться в различных состояниях ионного упорядочения в зависимости от термической обработки [2]. Кроме того, этот материал является перспективным для технических применений.