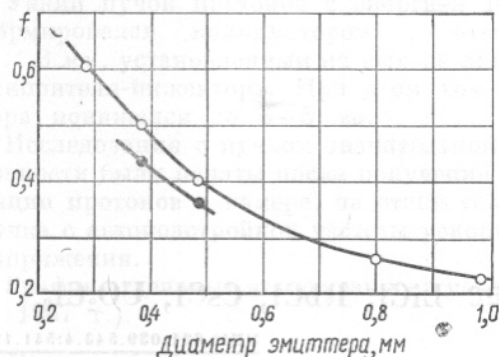




Зависимость коэффициента f от различных диаметров эмиттера и толщин изолятора 0,22 мм (○) и 0,42 мм (●).

Интенсивность γ -излучения наведенной активности для пласта конечной мощности

Г. С. ВОЗЖЕНИКОВ

УДК 550.83

Анализируется поведение интенсивности первичного γ -излучения наведенной активности вдоль некоторой оси, нормальной к простиранию пласта конечной мощности. Рассмотрен случай водородсодержащей квазиоднородной среды, в которой пласт и вмещающие породы не отличаются по свойствам, определяющим перенос нейтронного и γ -излучения. При этом допущается, что длина замедления быстрых нейтронов в среде много больше диффузионной длины тепловых нейтронов. В отличие от вмещающих пород в пласте равномерно распределен химический элемент-индикатор, обуславливающий возникновение наведенной γ -активности за счет взаимодействия ядер этого элемента с тепловыми нейтронами. Показано, что при соблюдении отмеченных ограничений расчетные формулы для интенсивности первичного γ -излучения наведенной активности в точках активации, расположенных внутри и вне пласта, отличаются от известных* выражений для интенсивности естественного γ -излучения только множителем и заменой μ выражением $\mu + \frac{1}{L_f}$ (μ — линейный коэффициент ослабления первичных квантов; L_f — длина замедления быстрых нейтронов).

Параметры, определяющие γ -поле в среде произвольного элементного состава

И. М. ХАЙКОВИЧ

УДК 550.83

Для быстрой оценки γ -поля важно знать параметры, характеризующие среду. Закономерности γ -полей в сложных средах устанавливаются из принципов подобия, развитых применительно к задачам скважинной радиометрии Ш. А. Губерманом [1] и использовавшихся в работах [2—4]. Показано, что в области энер-

потокa, не превышал 3,5% и находился в пределах ошибки эксперимента.

Данные о величине коэффициента f для различных диаметров эмиттера и толщин изолятора представлены на рисунке, из которого видно, что величина f уменьшается с увеличением диаметра эмиттера и толщины изолятора.

Измерялось также кадмиевое отношение для золота и родиевого ДПЗ в одном и том же месте канала реактора. Показано, что кадмиевое отношение для родиевого ДПЗ (равное 25) значительно превышает кадмиевое отношение для золота (равное 5), следовательно, вклад в показания ДПЗ резонансных нейтронов невелик.

(№ 365/5547. Статья поступила в Редакцию 18/VII 1969 г.; аннотация 22/IX 1969 г. Полный текст 0,45 а. л., 2 рис., 2 табл., 3 библиографических ссылки.)

Полученные формулы использовались для расчета кривых активационного профилирования и кривой насыщения применительно к водородсодержащей среде (бурый уголь) со следующими параметрами: $L_f = 15$ см, $\mu = 0,08$ см⁻¹.

Результаты расчета сопоставлялись с экспериментальными данными, полученными на модели. Вмещающей породой модели служил размельченный бурый уголь. Для приготoвления «продуктивных» пластов переменной мощности ($h = Var$) применялся аналогичный уголь, обогащенный марганцем.

Регистрация наведенной активности изотопа Mn^{55} , который образуется в результате реакции $Mn^{55}(n, \gamma)Mn^{56}$, осуществлялась в «скважине» (влияние скважины при расчете не учитывалось), расположенной по оси цилиндрической модели и обсаженной трубкой ($d = 3$ см), изготовленной из неактивирующегося материала (оргстекло).

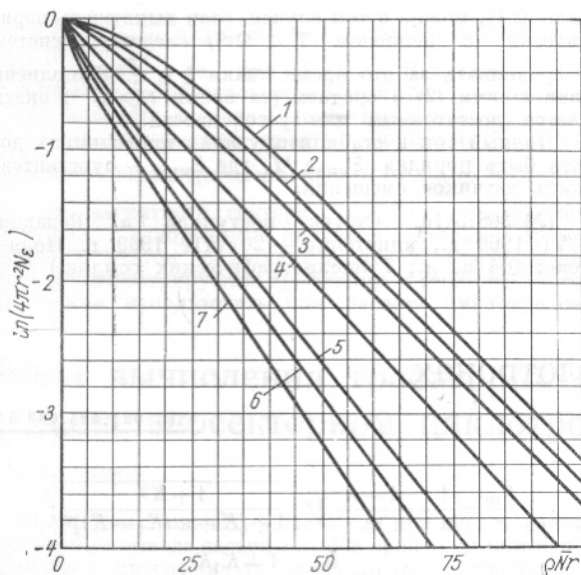
(№ 366/5260. Статья поступила в Редакцию 18/II 1969 г., аннотация — 4/VIII 1969 г. Полный текст 0,25 а. л., 3 рис., 3 библиографических ссылки.)

гий до 3 Мэв величина

$$N_e(r) = \int_{4\pi} d\Omega \int_e \varepsilon(E) N(r, \Omega, E) dE \quad (1)$$

[где $N(r, \Omega, E)$ — дифференциальный спектр γ -квантов, а $\varepsilon(E)$ — эффективность детектора] независимо от типа источника однозначно определяется коэффициентом геометрического подобия $\rho\bar{N}$ и эффективным атомным номером $\bar{Z}$, которые рассчитываются по фор-

* Г. Ф. Новиков, Ю. Н. Капков. Радиоактивные методы разведки. М., «Недра», 1965.



Функции распределения потока энергии (интенсивности) от точечного источника Ra^{226} в различных средах:

1 — H_2O ($\bar{Z} = 7,5$); 2 — Al (13); 3 — Fe (26); 4 — Sn (50); 5 — W (74); 6 — Pb (82); 7 — U (92).

мулам

$$\rho \bar{N} = 2\rho \sum_i p_i \frac{Z_i}{A_i}; \quad \bar{Z} = \left(\frac{\sum_i p_i \frac{Z_i}{A_i} Z_i^{3,1}}{\sum_i p_i \frac{Z_i}{A_i}} \right)^{1/3,1} \quad (2)$$

где ρ — плотность среды; p_i , Z_i , A_i — концентрация, атомный номер и атомный вес i -го элемента среды соот-

О возможности подавления винтовых мод гидромагнитной неустойчивости плазменного шнура с током системой обратных связей

В. В. АРСЕНИН

Известно, что для подавления крупномасштабных винтовых мод гидромагнитной неустойчивости плазменного шнура с током требуется продольное магнитное поле, существенно превышающее поле, которое нужно для стабилизации локализованных возмущений. Стабилизация этих мод способом, отличным от приложения сильного продольного поля, позволила бы при заданном продольном поле увеличить ток и нагрев в шнуре. В работе рассмотрена возможность подавления винтовых мод с помощью системы обратных связей, управляющей полями возмущения в зазоре между плазмой и кожухом. Эта возможность основана на чувствительности крупномасштабных колебаний к граничным условиям вне плазмы.

Рассмотрена простая модель прямого шнура с постоянной плотностью ρ в однородном поле H_z в предполо-

жении, что ток I распределен по сечению равномерно. Радиальное смещение границы плазмы в возмущении выбрано в виде $\xi = \xi_0(t) \exp(im\theta + ikz)$, где θ — азимутальный угол; $|m| \geq 1$; $|k|a \ll 1$; a — радиус шнура. Предполагается, что на поверхности $r = d$, $d > a$ специальной радиотехнической схемой из датчиков и усилителей возбуждается ток плотности $j_z = -\Delta(t)\xi_0 \exp(im\theta + ikz)$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$. Уравнение колебаний имеет вид

$$\left\{ \frac{N_E}{(\rho \bar{N})^2}, \rho \bar{N} x, \rho \bar{N} y, \rho \bar{N} z, \bar{Z}, \frac{S}{(\rho \bar{N})^3} \right\} = \text{idem.} \quad (3)$$

Выведены соотношения типа (3) для точечного, линейного, плоского и равномерно распределенных в бесконечной среде источников.

С помощью полученных в работе [5] результатов рассчитаны интенсивности γ -излучения $[\epsilon(E) = E]$ от точечных источников Ra^{226} , Co^{60} и Cs^{137} в бесконечных однородных средах.

Эти расчеты в соответствии с соотношением (3) представлены в виде графиков зависимостей $4\pi r^2 N_E$ от $\rho \bar{N} r$ для различных значений $\bar{Z}$. Приведенные в качестве примера на рисунке графики наглядно иллюстрируют однозначную зависимость γ -поля от параметров (2).

(№ 367/5209. Статья поступила в Редакцию 20/XII 1968 г., аннотация — 1/IX 1969 г. Полный текст 0,45 а. л., 3 рис., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш. А. Губерман. Теория подобия и радиометрии скважин. М., Гостоптехиздат, 1962.
2. В. А. Арцыбашев. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.
3. J. Czubek. Rapport CEA-R3099. Saclay, 1966.
4. Н. М. Блинова, К. И. Якубсон. Проблемы ядерной геофизики. М., «Недра», 1964, стр. 74.
5. Г. Гольдштейн, Дж. Уилкинс. В сб. «Защита транспортных установок с ядерным двигателем». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 213.

УДК 533.951.8

жении, что ток I распределен по сечению равномерно. Радиальное смещение границы плазмы в возмущении выбрано в виде $\xi = \xi_0(t) \exp(im\theta + ikz)$, где θ — азимутальный угол; $|m| \geq 1$; $|k|a \ll 1$; a — радиус шнура. Предполагается, что на поверхности $r = d$, $d > a$ специальной радиотехнической схемой из датчиков и усилителей возбуждается ток плотности $j_z = -\Delta(t)\xi_0 \exp(im\theta + ikz)$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$. Уравнение колебаний имеет вид

$$\ddot{\xi}_0 + 2\Omega^2 \left[x^2 - x + \frac{\pi a^2}{I} \left(\frac{a}{d} \right)^{|m|-1} \Delta(t)x \right] \xi_0 = 0, \quad (1)$$

где $\Omega = 2I/c \sqrt{4\pi \rho a^2}$; $x = \frac{m}{|m|} (m + cH_z k a^2 / 2I)$. Стабилизации можно добиться путем подбора зависимости Δ от x . Одна из возможностей ($\Delta = \text{const } x^{-1}$) обсуж-

далась ранее * применительно к шнуру со сканированным током. Однако реализовать ее затруднительно, так как величину x нельзя измерить точно из-за неопределенности a .

В статье рассмотрена другая зависимость:

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_0(t) > 0, & x \in (0, 1); \\ 0, & x \notin (0, 1), \end{cases} \quad (2)$$

обеспечивающая устойчивость при достаточно большом Δ_0 . Поскольку в отсутствие обратных связей возмущения с $0 < x < 1$ неустойчивы, а волны $x \notin (0, 1)$ не раскачиваются, то определить, лежит ли x в интер-

вале $(0, 1)$, можно в том случае, если выключать периодически (с периодом $T \ll \Omega^{-1}$) следящую систему и сравнивать за это время знаки ξ и $\dot{\xi}$. Выполнение зависимости (2) в среднем (за время $t \gg \Omega^{-1}$) оказывается достаточным для устойчивости.

Полный ток в стабилизирующих проводниках должен быть порядка $\xi_{\min} a^{-1} I$, где $\xi_{\min}$ — чувствительность датчиков смещения.

(№ 368/5416. Статья поступила в Редакцию 6/VI 1969 г., аннотация — 20/VIII 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 7 библиографических ссылок.)

Геометрия орбит в секторных циклотронах

Е. М. МОРОЗ

УДК 621.384.633.5/.6

Секторные циклотроны были предложены в 1956 г. [1—3]. Их преимущества по сравнению с циклотронами со сплошным магнитом в основном сводятся к возможности получения более глубокой азимутальной вариации магнитного поля, а следовательно, более сильной аксиальной фокусировки частиц и к ряду конструктивных удобств, обеспечиваемых наличием свободных промежутков между магнитными секторами. В настоящей статье на основании формул, полученных в работах [1, 2], выводятся геометрические соотношения между элементами орбиты в секторном циклотроне со ступенчатым полем, однородным в секторах B и в промежутках между секторами κB . В частности, получены соотношения

$$\frac{R_M}{r} = 1 + \frac{(1-\kappa)(K_1-K)}{\sqrt{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad (4)$$

$$\frac{R_m}{r} = \frac{1}{\kappa} - \frac{1-\kappa}{\kappa} \sqrt{\frac{1+K^2}{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad \lim_{\kappa \rightarrow 0} \frac{R_m}{r} = \frac{1+K_1 K}{1+K^2}; \quad (2)$$

$$\frac{R}{r} = \sqrt{\frac{1+K_1^2}{1+[K+\kappa(K_1-K)]^2}}; \quad r = \sqrt{\gamma^2 - 1}; \quad (3)$$

$$\frac{\alpha_1}{2} = \text{arctg } K_1;$$

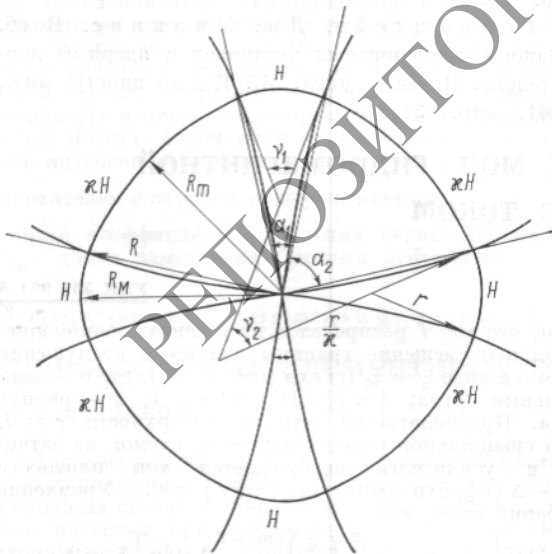
$$K_1 = -K \frac{1-\kappa}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \times$$

$$\times \text{ctg} \left\{ \frac{\pi(\gamma-1)}{N\gamma(1-\kappa)} + \frac{1}{\gamma} \text{arctg} [K+\kappa(K_{10}-K)] \right\}; \quad (4)$$

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} K_1 = \frac{K_{10}}{\gamma} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \left[\frac{\pi}{N} (1+K^2) - K \right];$$

$$\frac{B}{\langle B \rangle} = \frac{1}{\kappa} - \frac{N(1-\kappa)}{\pi\kappa} \text{arctg} [K+\kappa(K_1-K)]; \quad (5)$$

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} \frac{B}{\langle B \rangle} = 1 + \frac{N}{\pi} \cdot \frac{K_1-K}{1+K^2}.$$



Форма орбиты в секторном циклотроне.

* А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. ЖТФ, 34, 1566 (1964).

Здесь R_M — максимальное расстояние от центра циклотрона до орбиты, осуществляющееся в середине магнитного сектора (см. рисунок); R_m — минимальное расстояние от центра до орбиты, осуществляющееся в середине промежутка между секторами; R — расстояние от центра до точки пересечения орбиты с краем магнитного сектора; r — радиус кривизны орбиты в магнитном секторе; r/κ — радиус кривизны орбиты в промежутке между секторами.

Все длины измеряются в «циклотронных единицах». Одна циклотронная единица равна $\frac{E_0}{ZeB}$, где Ze — заряд иона; E_0 — энергия покоя.

В работе приняты следующие обозначения: $K = \text{ctg} \frac{\pi}{N}$, N — число магнитных секторов; $\gamma = \frac{E}{E_0}$; E — полная энергия иона; α_1 — азимутальная протяженность магнитного сектора на радиусе R ; $K_{10} =$