

ГАММА-НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ

В. М. ЗАПОРОЖЕЦ, В. В. СУЛИН

(Представлено II межвузовской конференцией по электронным ускорителям)

Разработка ускорителей заряженных частиц для исследования скважин позволяет ставить вопрос о создании новой методики радиоактивного каротажа—гамма - нейтронного каротажа (ГНК), при котором горные породы облучаются потоком гамма лучей большой энергии и мощности, и регистрируется вызванное этим фотонейтронное излучение горных пород. ¹⁾

Ввиду малого сечения и большой пороговой энергии реакций γ , n для большинства пороодообразующих элементов реализация ГНК представляет большие трудности. Поэтому представляет интерес рассмотреть возможные способы осуществления ГНК, количественно оценить эффективность методики, и, исходя из этого, определить требования, которым должен удовлетворять скважинный генератор гамма-квантов для ГНК. Осуществимость этих требований охарактеризует реализуемость метода.

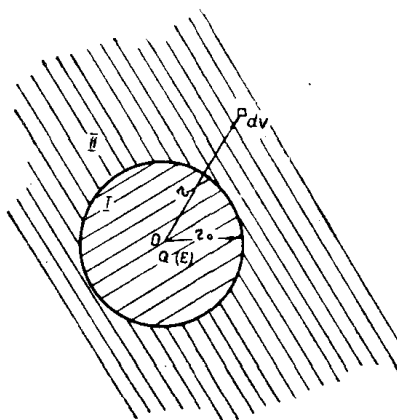
Из числа теоретически возможных способов выявления различий фотонейтронных свойств горных пород (регистрация изменений интенсивности гамма - излучения, происходящих в результате фотозахвата гамма - квантов ядрами атомов горной породы; регистрация плотности потока быстрых фотонейтронов; регистрация плотности потока медленных нейтронов) будем ориентироваться на способ регистрации плотности потока тепловых нейтронов, который практически наиболее осуществим, так как промысловая геофизика располагает стинтилляционными счетчиками медленных нейтронов с эффективностью порядка $10-15\%$.

Рассмотрим источник гамма - квантов, расположенный в точке O бесконечной однородной среды и испускающий $Q(E)$ гамма - квантов в единицу времени с энергией E (фиг. 1). В этой же точке находится индикатор медленных нейтронов. Среда характеризуется коэффициентом поглощения гамма - квантом $\mu(E)$, содержанием некоторого исследуемого элемента N ядер в 1 см^3 в области Π и отсутствием его в области I , ограниченной радиусом r_0 . Сечение реакций γ , n для исследуемого элемента $\sigma_{\gamma, n}(E)$. Параметр замедления образующихся в среде быстрых фотонейтронов— $Lf(E)$.

Вычислим плотность потока замедлившихся фотонейтронов в точке O , где расположен индикатор. Выделим в области Π среды эле-

1) Т. е. нейтроны, испускаемые ядрами атомов горных пород в результате фотоядерных реакций.

ментарный объем dv , находящийся на расстоянии r от точки O (фиг. 1). Определим плотность потока тепловых нейтронов $dn(E)$ в точке O , приходящих в нее из объема dv , в результате возникновения в породе быстрых нейтронов по реакции γ, n и их последующего замедления. Для этого воспользуемся приведенной в работе [1] формулой, определяющей плотность $df(E)$ тепловых нейтронов в точке O , как функцию $Q(n)$ числа тепловых нейтронов, образующихся в единицу времени в элементарном объеме dv в результате замедления в среде быстрых нейтронов:



Фиг. 1. Иллюстрация к выводу формулы (4)

$$df(E) = \frac{Q(n)dE\tau}{8\pi L_f^3(E)\alpha(E)} e^{-\frac{r}{L_f(E)}} dv, \quad (1)$$

где τ —время жизни теплового нейтрона в среде,

$$\alpha(E) = 1 - \frac{L^2}{L f^2(E)},$$

L — длина диффузии тепловых нейтронов.

Как известно, диффузия тепловых нейтронов подчиняется закону кинетической теории газов. Из этой теории следует, что плотность потока $dn(E)$ диффундирующих частиц связана с величиной плотности $df(E)$ этих частиц следующим соотношением:

$$dn(E) = df(E) \frac{v_T}{4}, \quad (2)$$

где v_T — скорость теплового нейтрона.

Заменив в формуле (1) функцию $Q(n)$ функцией

$$Q_1(E) = \frac{Q_n}{N\sigma_\gamma, n(E)}. \quad (3)$$

Свяжем введенную нами функцию $Q_1(E)$ с функцией $Q(E)$, характеризующей излучение источника гамма-квантов, следующим соотношением:

$$Q_1(E) = Q(E) [1 + A(E)] \frac{e^{-\mu(E)r}}{4\pi r^2}, \quad (4)$$

где $A(E)$ — коэффициент, учитывающий увеличение количества гамма-квантов, вступающих в реакцию γ, n в результате рассеяния первичных гамма-квантов, не успевших до рассеяния на электронах

атомов прореагировать с ядрами по реакции γ, n ; $\frac{e^{-\mu(E)r}}{4\pi r^2}$ — коэффициент, учитывающий поглощение гамма-квантов породой на их пути к объему dv . После подстановки (1), (3) и (4) формула (2) примет следующий вид:

$$dn(E) = Q(E) [1 + A(E)] \times \\ \times \frac{e^{-\mu(E)r}}{4\pi r^2} dEN \sigma_{\gamma, n}(E) \frac{v_T \tau}{3u^3(E)\alpha(E)} e^{-\frac{n}{L_f(E)}} dv. \quad (5)$$

Проинтегрировав выражение по всему объему v , получим значение плотности потока замедлившихся фотонейтронов $n(E)$ в точке O :

$$n(E) = Q(E) [1 + A(E)] \frac{N \sigma_{\gamma, n}(E) v_T \tau dE}{32\pi L_f^3(E) \alpha(E)} \times \\ \times e^{\frac{r_0 \left[\mu(E) + \frac{1}{L_f(E)} \right]}{\mu(E) + \frac{1}{L_f(E)}}}. \quad (6)$$

В качестве примера использования полученной формулы (6) произведем численный расчет количества замедлившихся фотонейтронов, испущенных ядрами дейтерия. Выявление содержания дейтерия в горных породах интересно потому, что, по имеющимся сведениям, его содержание в нефти в 2—3 раза выше, чем в пластовых водах нефтяных месторождений [2]. Для селективного выделения дейтерия, обладающего низкой пороговой энергией ($E_\gamma \approx 2,24 \text{ Мэв}$) реакции γ, n , целесообразно применять гамма-излучение высокой энергии. Поэтому примем, что энергия гамма-квантов не превышает 10 Мэв . Это очень упрощает расчет, так как позволяет учитывать лишь однократное рассеяние гамма-квантов на электронах атомов. Влияние последующего рассеяния гамма-квантов в рассматриваемом случае не учитывалось потому, что уже после второго соударения каждый гамма-квант потеряет настолько большую часть своей энергии, что будет иметь после этого малую вероятность вступить в реакцию γ, n с ядрами дейтерия. Далее, при небольшой начальной энергии гамма-квантов излучение, достигающее области II, характеризуется приблизительно равномерным распределением гамма-квантов по энергии в пределах от начальной до пороговой ($2,24 \text{ Мэв}$). Это видно, например, на фиг. 2, построенной по данным работы [3] для начальной энергии гамма-квантов 5 Мэв . Поэтому в рассматриваемом случае можно считать, что наряду с гамма-квантами начальной энергии E_0 в реакцию γ, n вступают однократно рассеянные гамма-кванты с энергией

$$E_{cp} = \frac{E_{nop} + E_0}{2}, \quad (7)$$

где $E_{nop} = 2,24 \text{ Мэв}$. Функция $A(E)$, характеризующая вероятность образования после рассеяния гамма-квантов, способных вступить в реакцию γ, n , вычисляется в данном случае по формуле

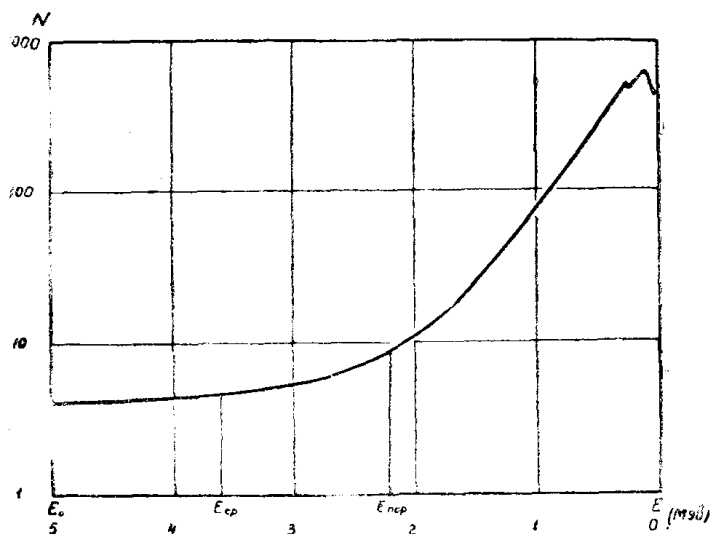
$$A(E) = \frac{\mu(E_{cp})}{\mu(E_0)} \cdot \frac{E_0 - E_{nop}}{q}, \quad (8)$$

где q — потеря энергии гамма-квантов при одном акте рассеяния.

С учетом формул (7) и (8) выражение (6) может быть преобразовано следующим образом

$$n(E) = \frac{Q(E) v_T \tau NdE}{32\pi} \left[\frac{\sigma_{\gamma,n}(E_0)}{L^3_f(E_0) \alpha(E_0)} \cdot \frac{e^{-r_0 \left[\mu(E_0) + \frac{1}{Lf(E_0)} \right]}}{\mu(E_0) + \frac{1}{Lf(E_0)}} + \right. \\ \left. + \frac{\mu(E_{cp})}{\mu(E_0)} \frac{E_0 - E_{nop}}{q} \cdot \frac{\sigma_{\gamma,n}(E_{cp})}{L^3_f(E_{cp}) \alpha(E_{cp})} \frac{e^{-r_0 \left[\mu(E_{cp}) + \frac{1}{Lf(E_{cp})} \right]}}{\mu(E_{cp}) + \frac{1}{Lf(E_{cp})}} \right]. \quad (9)$$

В качестве источника гамма-квантов при гамма-нейтронном каротаже может быть использован генератор гамма-квантов с ускорительной трубкой, использующей реакцию p, γ , или малогабаритный бетатрон.



Фиг. 2. Спектр рассеянного гамма-излучения
 E — энергия гамма-излучения,
 N — число гамма-квантов в произвольных единицах

Энергия гамма-излучения генератора гамма-квантов зависит от материала мишени и энергии ускоренных протонов. Энергия тормозного гамма-излучения бетатрона зависит от типа мишени и энергии ускоренных электронов. Интенсивность гамма-излучения в обоих случаях зависит от силы тока ускоряемых частиц (протонов или электронов) на мишень. Так как спектр гамма-излучения в этих двух случаях разный, то рассмотрим каждый из них порознь. Конечной целью расчета поставим оценку необходимой силы тока заряженных частиц на мишень для получения достаточной скорости счета фотонейтронов индикатором, помещенным в точку O .

Рассмотрим сначала более простой случай использования в качестве генератора гамма-квантов ускорительной трубки, дающей монохроматическое гамма-излучение энергии E_0 .

В этом случае, приняв в формуле (9) $Q(E)dE = 1$, получим плотность потока замедлившихся фотонейтронов на 1 гамма-квант излучения генератора; соответствующее этому значению скорости счета замедлившихся фотонейтронов можно получить по формуле

$$J = n(E)S\varepsilon. \quad (10)$$

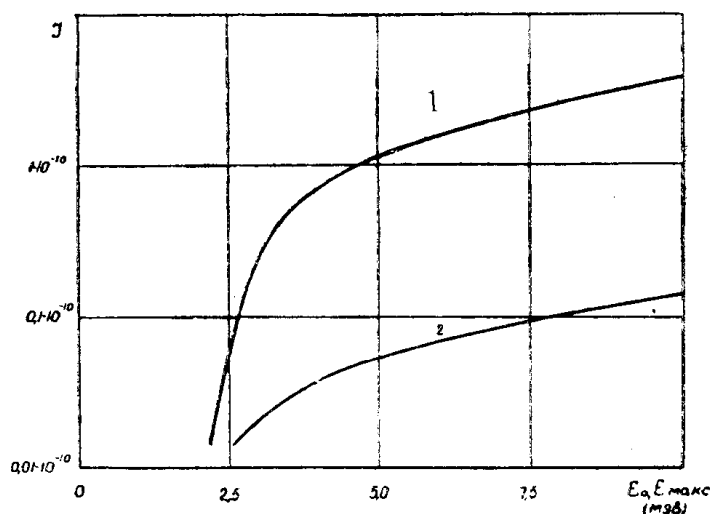
На фиг. 3 (кривая 1) показана полученная путем расчета для этого условия по формулам (9) и (10) зависимость скорости счета замедлившихся фотонейтронов от энергии гамма-квантов для нефтеносного песчаника с пористостью 30%, содержащего $0,618 \cdot 10^{19}$ атомов дейтерия в 1 см^3 , т. е. в два раза больше его содержания в пластовых водах. Параметры индикатора медленных нейтронов взяты такими, как у широко применяемого в настоящее время сцинтиллятора ($S=20 \text{ см}^2$, $E=15\%$) [4].

Как видно на фиг. 3, при увеличении энергии гамма-квантов скорость счета возрастает вначале резко, а затем менее интенсивно. Можно предполагать, что при дальнейшем увеличении энергии гамма-квантов скорость счета будет возрастать не беспрестанно. Действительно, хотя при больших энергиях в результате многократного рассеяния может образоваться значительное количество гамма-квантов, способных вступить в реакцию γ, n с ядрами дейтерия, это будет компенсироваться возрастанием L , третья степень которого входит в знаменатель формулы (8), и уменьшением сечения реакции γ, n для гамма-квантов, не испытавших рассеяния.

Таким образом, по соображениям эффективности использования генератора гамма-квантов и для уменьшения помех от возникновения реакции γ, n с другими элементами при ГНК с целью выявления дейтерия нецелесообразно повышать энергию гамма-квантов свыше 5 — 7 Мэв.

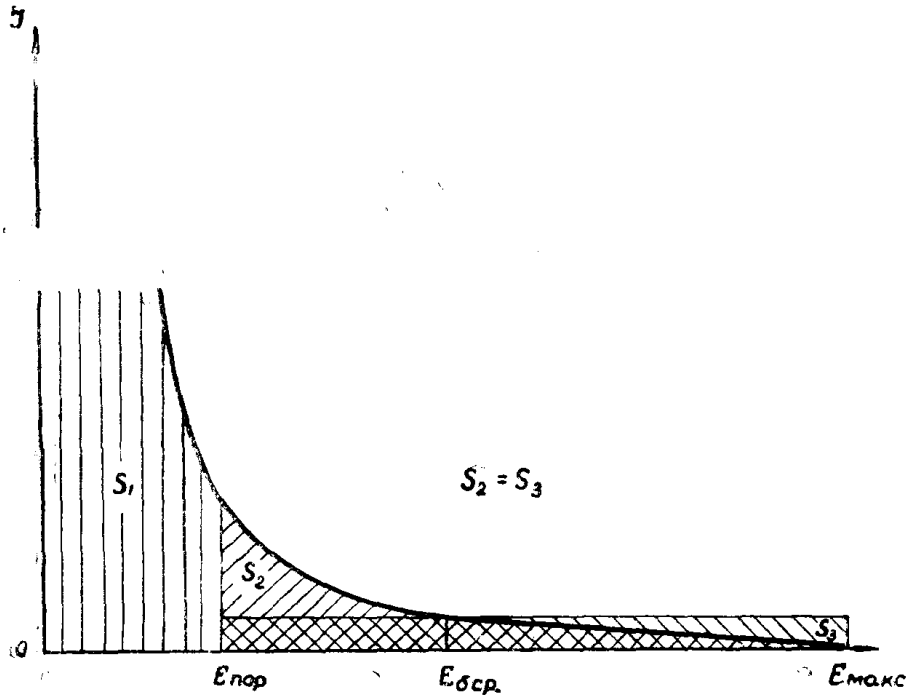
Рассмотрим теперь случай применения бетатрона в качестве генератора гамма-квантов для фотонейтронного каротажа.

Известно, что тормозное гамма-излучение бетатрона имеет непрерывный спектр, который может быть описан известной формулой Шиффа [5], дающий хорошее совпадение с экспериментальными данными [6]. В этом случае для решения уравнения (9) следовало бы проинтегрировать его по E в интервале ее значений от пороговой энергии реакции γ, n до максимальной энергии бетатрона E_{max} . Ввиду сложности этого расчета ограничимся приближенным вычислением.



Фиг. 3. Зависимость от энергии источника гамма-излучения скорости счета J фотонейтронов для нефтеносного песчаника с пористостью 30%. 1 — случай применения генератора гамма-квантов с ускорительной трубкой, излучающего гамма-кванты с энергией E_0 ; 2 — случай применения бетатрона с максимальной энергией тормозного гамма-излучения E_{max}

Охарактеризуем энергию тормозного гамма-излучения бетатрона ее средним значением $E_{\text{ср}}$, определение которой поясняется на фиг. 4, на которой показана часть спектра гамма-излучения бетатрона для одного из значений максимальной энергии тормозного гамма-излучения, вычисленного по формуле Шиффа.



Фиг. 4. Спектр тормозного гамма-излучения бетатрона с максимальной энергией гамма-квантов $E_{\text{макс}}$, рассчитанный по формуле Шиффа. E — энергия тормозного гамма-излучения бетатрона в произвольных единицах

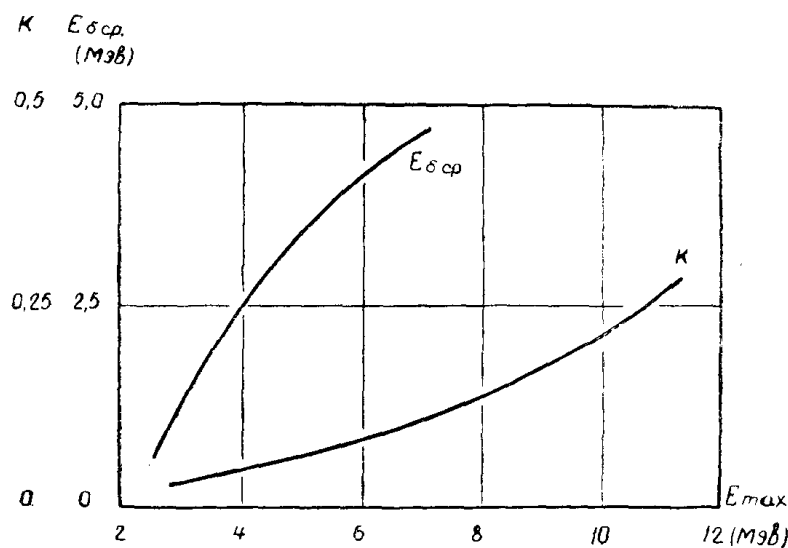
Распределение гамма-квантов по энергиям охарактеризуем величиной K , представляющей собой отношение площадей S_2 и $S_1 + S_2$ (фиг. 4) и показывающей какая часть гамма-излучения источника способна реагировать с ядрами атомов дейтерия по реакции γ, n .

Таким путем, исходя из формулы Шиффа, была получена зависимость от максимальной энергии гамма-излучения бетатрона величин $E_{\text{ср}}$ и K , показанная на фиг. 5. По этим данным, с использованием формул (9) и (10), была получена зависимость скорости счета фотонейтронов индикатором, помещенным в точке O , от максимальной энергии бетатрона, показанная на фиг. 3 (кривая 2). При этом расчете в формуле (8) величина $Q(E)$ заменялась величиной $KQ(E_{\text{макс}})$, величина E_0 — величиной $E_{\text{ср}}$, разность $E_0 - E_{\text{пор}}$ — разностью $E_{\text{ср}} - E_{\text{пор}}$ и $E_{\text{ср}}$ — величиной $E_{\text{ср}} = \frac{E_{\text{пор}} - E_{\text{ср}}}{2}$. Остальные условия, принятые при

расчете кривой 2, такие же, как и при вычислении кривой 1. Менее крутой рост кривой 2 при увеличении E по сравнению с кривой 1 объясняется значительным содержанием в излучении бетатрона гамма-квантов с энергией ниже пороговой энергии реакции γ, n для дейтерия.

С помощью кривых 1 и 2 (фиг. 3) можно оценить необходимую величину тока заряженных частиц на мишень генератора гамма-квантов для фотонейтронного каротажа. Необходимо, чтобы ток заряженных частиц обеспечивал такой выход гамма-квантов, при котором ско-

рость счета замедлившихся фотонейтронов в скважине обеспечивала бы надлежащую точность измерений и существенно превышала бы скорость счета естественного нейтронного излучения горных пород.



Фиг. 5. Зависимость параметров $E_{\delta_{cp}}$ и K от максимальной энергии E_{max} бетатрона

Рассмотрим случай, когда измерения методом ГНК выполняются при остановках перемещения глубинного прибора в скважине. Относительная погрешность измерений δ определяется в этом случае формулой

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{Jt}}, \quad (11)$$

где J — скорость счета замедлившихся фотонейтронов в *имп/сек*,
 t — время измерения в секундах.

Приняв в качестве предельно-допустимых значений $\delta=0,1$ и $t=600$ сек, получим, что J не должно быть меньше $0,2$ *имп/сек*. Это значение J превышает скорость счета нейтронов, самопроизвольно излучаемых горными породами, которая при использовании того же индикатора, как и при ГНК, будет в среднем равна $\sim 0,03$ *имп/сек* [7, 8].

Расчет показывает, что для получения скорости счета замедлившихся фотонейтронов $0,2$ *имп/сек* при использовании в качестве источника гамма-излучения бетатрона с максимальной энергией гамма-квантов 5 Мэв необходим ток электронов порядка $0,02$ мка. Мощность дозы гамма-излучения в воздухе на расстоянии 1 м от мишени такого бетатрона составит приблизительно 1 рентген в минуту.

При использовании генераторов гамма-квантов с ускорительной трубкой с применением реакции типа p, γ на мишенях из Li^6 , F^{19} или B^{11} необходимы токи протонов на мишень, соответственно равные 35 , $3 \cdot 10^4$ и $16 \cdot 10^5$ мка (см. табл. 1, составленную по литературным данным).

Ток электронов на мишень в существующих бетатронах измеряется сотыми микроампера, поэтому принципиально возможно использовать бетатрон в качестве генератора гамма-квантов для гамма-нейтронного каротажа. Возможность использования для этой цели генератора гамма-квантов с ускорительной трубкой менее очевидна, так как изгото-

Ядерные реакции p, γ

№№ пп	Тип реакции	Тип мишени	Энергия протона, Мэв	Энергия γ -квантов, Мэв	Выход γ -квантов на 1 мкку- лон ионного тока
1	$C^{12}(p, \gamma)$	Графит с естественным процентным содержанием изотопов	0,126 0,194	до 5	0,01 0,2
2	$C^{13}(p, \gamma)$	Графит с естественным процентным содержанием изотопов	0,126	до 5	0,048
3	$B^{11}(p, \gamma)$	Слой бора с естественным процентным содержанием изотопов, нанесенный на молибденовую подложку	0,163	11,6 16,1	$10,6 \cdot 10^3$ $2,6 \cdot 10^3$
4	$Li^6(p, d, \gamma)$	Слой металлического лития с содержанием 99,7% изотопов, нанесенный на платиновую подложку	0,4	4,9	10^8
5	$Li^7(p, \gamma)$	Слой металлического лития с естественным процентным содержанием изотопов, нанесенный на платиновую подложку	0,44	14,8 17,6	$5,9 \cdot 10^3$ $11,9 \cdot 10^4$
6	$F^{19}(p, \alpha \gamma)$	CaF	0,338	6,3	$10,9 \cdot 10^4$

ление мишеней из Li^6 связано с большими расходами и затруднениями. Представив также трудность создания источника напряжения 0,4—0,5 мэв, необходимого для осуществления реакции p, γ на Li^6 .

Меньше затруднений возникает при создании генератора гамма-квантов с ускорительной трубкой, предназначенного для исследования литологии горных пород. В этом случае может быть использована более доступная мишень из Li^7 , обеспечивающая получение излучения с энергией до 17,6 Мэв. Так как сечения реакции γ, n для песчаника и глины приблизительно такие же, как и для дейтерия (соответственно 2,5; 4,2 и 2,3 миллибарн), а содержание атомов, вступающих в реакцию, в $\sim 3 \cdot 10^3$ раз больше, чем при исследовании дейтерия, то при исследовании литологического характера горных пород окажутся достаточными следующие значения токов: бетатрон $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ мка, ускорительная трубка с мишенью из $Li^7 \sim 10$ мка.

Полученные здесь в общем благоприятные данные позволяют считать целесообразной дальнейшую разработку теории метода ГНК скважинных ускорителей для его осуществления, а также проведение экспериментального излучения образцов горных пород с использованием лабораторного бетатрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кантор С. А. Основы теории нейтронного каротажа. Прикладная геофизика, вып. 13. Гостоптехиздат, 1955.
2. Изотопы в геологии, сборник статей, ИЛ, 1954.

3. Karr P. R., Lamkin J. C. Phys. Rev., 76, 12, 1949.
 4. Тимофеева Т. В. Детектор медленных нейтронов. А.Э., №8, 1957.
 5. Schiff L. J. Energy-angle distribution of thin target Bremsstrahlung. Phys. Rev., 83, №2, 1951.
 6. Starfeld N., Koch H. W. Differential cross section measurements of thin target Bremsstrahlung produced by 2.7—to 9.7 mev electrons. Phys. Rev., 102, 1598, 1956.
 7. Eugster J. Neutron measurement at great underground depths. Rev. Sci. Instr. 25, p. 5, 1954.
 8. Чердынцев В. В., Мешков В. И. О колебаниях нейтронного потока у земной поверхности. Бюл. комис. по определению абсолютного возраста геол. формаций. АН СССР, вып. 1, 1955.
-