

В. Д. Авчугов
 Э. А. Володин
 В. В. Гринцевич
 В. С. Зазулин
 Н. Н. Колесников
 С. Д. Костюченков
 Б. М. Макунин
 Л. Я. Шавтвалов

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ И СПЕКТР ^{38}K И ^{38m}K

Измерены изомерные отношения и спектр ^{38}K и ^{38m}K . Значение фактора обрезания по спине оказалось равным 4,5.

В связи с исследованием возбужденных состояний ядер в области перекрывающихся уровней весьма существенным является вопрос о спиновой зависимости плотности ядерных уровней. В работах [1—4] был предложен способ определения параметра спиновой зависимости плотности уровней σ по экспериментально найденным изомерным отношениям. Он был применен для ряда ядер с массовыми числами от 40 до 200, получавшимися с помощью различных реакций [1—6].

В настоящей работе на основании изучения β -спектров определялись изомерные отношения для основного и изомерного состояний ^{38}K и исследовалась спиновая зависимость плотности уровней ^{38}K . β -Излучение ^{38}K и ^{38m}K исследовалось в ряде работ [7—9]. В [9] γ -излучение исследовалось без применения Ge(Li)- детектора. Экспериментальная часть работы состояла в исследовании β - и γ -излучения изомеров ^{38}K и ^{38m}K , образующихся при облучении α -частицами различных энергий мишени из LiCl (по реакции $^{35}\text{Cl}(\alpha, n)$). Для измерения β -спектра использовался β -спектрометр с тонкой магнитной линзой, установленный на выведенном пучке циклотрона, а для измерения γ -спектра — Ge(Li)-детектор с чувствительным объемом 27 см³ и 1024-канальный анализатор.

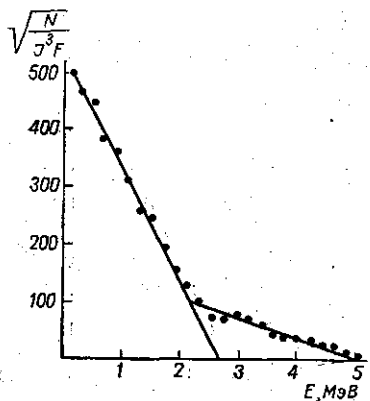


Рис. 1. График Ферми ^{38}K и ^{38m}K , $E_\alpha = 13$ МэВ

Верхние границы β -спектров оказались равными $2,6 \pm 0,06$ и $4,95 \pm 0,05$ МэВ (рис. 1), из которых первая соответствует распаду основного, а вторая — изомерного состояния. Период полураспада основного состояния оказался равным $7,7 \pm 0,5$ мин. Полученные значения верхних границ β -спектров находятся в согласии с результатами других работ [7—9]. В γ -спектре была обнаружена одна-единственная линия $2,170 \pm 0,005$ МэВ (рис. 2). Мы считаем, что наблюдавшийся В. Р. Филлипсом [9] пик при энергии 1,65 МэВ является пиком одиночного вылета от линии 1,17 МэВ.

При энергиях α -частиц, больших 19 МэВ, одновременно с ^{38}K наблюдалось образование ^{34}Cl по реакции $^{35}\text{Cl}(\alpha, \alpha n)$ с характерными для него γ -линиями и периодом. Весьма близкие к ^{38}K энергию и период полураспада имеет соседнее ядро ^{37}K , которое могло получаться в некоторых реакциях, использовавшихся для получения ^{38}K . Это, в частности, относится и к работе [5], где для получения ^{38}K использовались реакции ($p, 3n$) и ($^3\text{He}, 2n$).

В настоящей работе с целью избежания образования ^{37}K -реакции проводились с α -частицами энергий, не превышающих 20 МэВ, когда реакция ($\alpha, 2n$), ведущая к образованию ^{37}K , была энергетически невозможна.

Изомерное отношение для ^{38}K определялось только в работе [5], однако не исключено, что часть эффекта для ^{38}K связана с образованием ^{37}K , так как у него близкие верхняя граница и период полураспада.

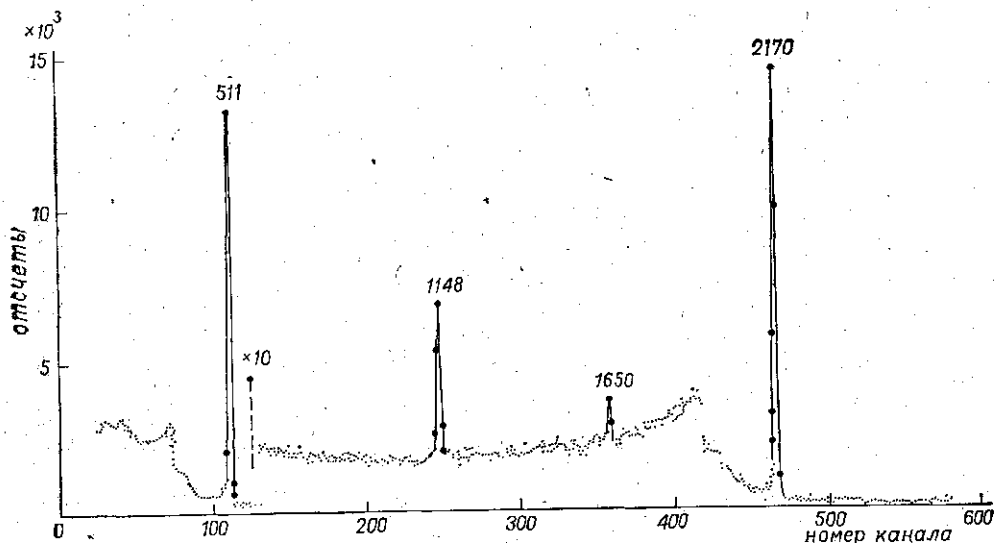


Рис. 2. γ -Спектр ^{38}K

В настоящей работе для нахождения отношения сечений образования основного и изомерного состояний с помощью магнитного β -спектрометра измерялось число распадов с основного и с изомерного состояний после достижения равновесия между числом образующихся и распадающихся ядер. Результаты измерений представлены на рис. 3. Как видно из рис. 3, выход изомеров $\frac{Y(7,7 \text{ мин})}{Y(0,95\text{с})}$ растет с увеличением энергии α -частиц. Следовательно, состоянию с $T_{1/2}=7,7$ мин следует приписать спин и четность 3^+ , а состоянию с $T_{1/2}=0,95$ — спин 0^+ .

В случае тонкой мишени отношение числа распадов с основного и с изомерного состояний равнялось бы (при наличии одного и того же потока бомбардирующих α -частиц) изомерному отношению. Это, однако, становится неверным в случае толстых мишеней, так как в этом случае число ядер ^{38}K (и аналогично ^{38m}K), образовавшихся в мишени за время t , будет определяться соотношением

$$N(E_\alpha) = I_0 n t \int_0^{x_0} \sigma(x) dx = I_0 n t \int_{E_\alpha}^{E_\alpha^0} \frac{\sigma(E'_\alpha)}{dE'_\alpha/dx} dE'_\alpha, \quad (1)$$

где I_0 — поток α -частиц, n — число частиц мишени в 1 см^3 , x_0 — расстояние, на котором первоначальная энергия α -частицы E_α уменьшится до пороговой энергии реакции $^{35}\text{Cl}(\alpha, n)^{38}\text{K}$.

Из (1) следует, что отношение сечений образования основного и изомерного состояний равно отношению производных от выходов Y соответствующих состояний:

$$\frac{\left(\frac{dY}{dE_\alpha}\right)_{\text{осн}}}{\left(\frac{dY}{dE_\alpha}\right)_{\text{изом}}} = \frac{\sigma_{\text{осн}}(E_\alpha)}{\sigma_{\text{изом}}(E_\alpha)} \quad (2)$$

Результаты подсчета по формуле (2) приведены на рис. 4, кривая 2. При вычислении теоретического значения $\sigma_{\text{осн}}/\sigma_{\text{изом}}$ мы исходили из того, что процесс протекает в три этапа: а) захват α -частицы ядром ^{35}Cl с образованием компаунд-ядра $(^{39}\text{K})^*$; б) испарение из компаунд-

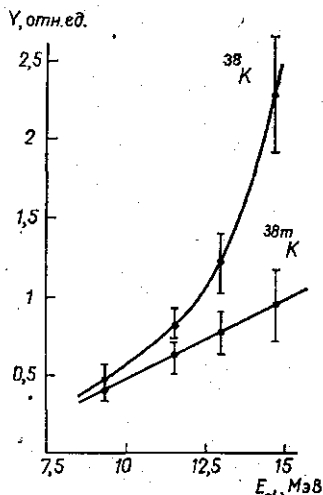


Рис. 3. Зависимость выходов изомеров ^{38}K и ^{38m}K от энергии бомбардирующих α -частиц — E_α .

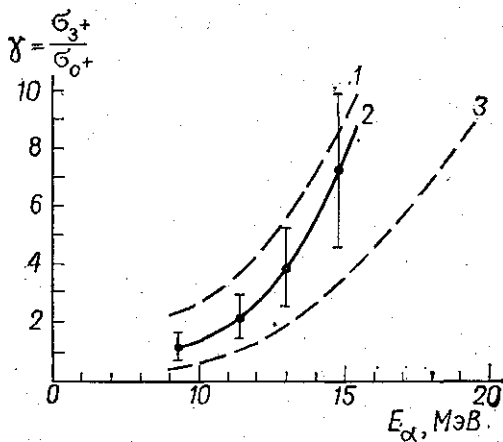


Рис. 4. Зависимость отношения сечений образования ^{38}K и ^{38m}K от энергии α -частиц: 1 и 3 — расчетные кривые изомерных отношений, 2 — экспериментальная кривая

ядра $(^{39}\text{K})^*$ нейтрона с образованием возбужденного ядра $(^{38}\text{K})^*$; в) каскадное испускание γ -квантов с образованием в конечном итоге основного (3^+) или изомерного (0^+) состояния ядра ^{38}K .

Сечение процесса (а), учитывая, что спин ^{35}Cl равен $3/2$, выражается формулой

$$\sigma(E_\alpha, I_c) = \frac{\pi\lambda^2}{4} \sum_{l=|I_c - \frac{3}{2}|}^{I_c + \frac{3}{2}} (2I_c + 1) T_l^{(\alpha)}(E_\alpha), \quad (3)$$

где $T_l^{(\alpha)}(E_\alpha)$ — проницаемость барьера ядра ^{35}Cl для α -частиц энергии E_α и орбитального момента l , I_c — момент компаунд-ядра.

При расчете проницаемости $T_l^{(\alpha)}(E_\alpha)$ предполагалось, что поле $U(r)$, в котором движется α -частица, имеет вид прямоугольной ямы глубиной U_0 и шириной R , вне которой $U(r)$ представляет собой сумму кулоновской и центробежной энергии. Тогда

$$T_l^{(\alpha)}(E_\alpha) = \frac{4KRS_l}{\Delta_l^2 + (S_l + KR)^2}, \quad (4)$$

где R — радиус ядра, $K = \sqrt{\frac{2m_\alpha}{\hbar^2}(E_\alpha + U_0)}$, а Δ_l и S_l выражаются через регулярную и нерегулярную кулоновские функции непрерывного спектра $F_e(R)$ и $G_e(R)$ на границе ядра [10].

Хотя существуют таблицы $F_e(R)$ и $G_e(R)$ [11], интерполяция табличных значений не очень надежна из-за большого шага. Поэтому, убедившись предварительно, что квазиклассическое приближение для $F_e(R)$ и $G_e(R)$ дает весьма хорошие результаты, мы большую часть вычислений $T_l^{(n)}$ проводили в квазиклассическом приближении. Результаты конечных вычислений $W_{I_c}(E_\alpha)$ — относительной вероятности образования состояний компаунд-ядра с различными моментами I_c для раз-

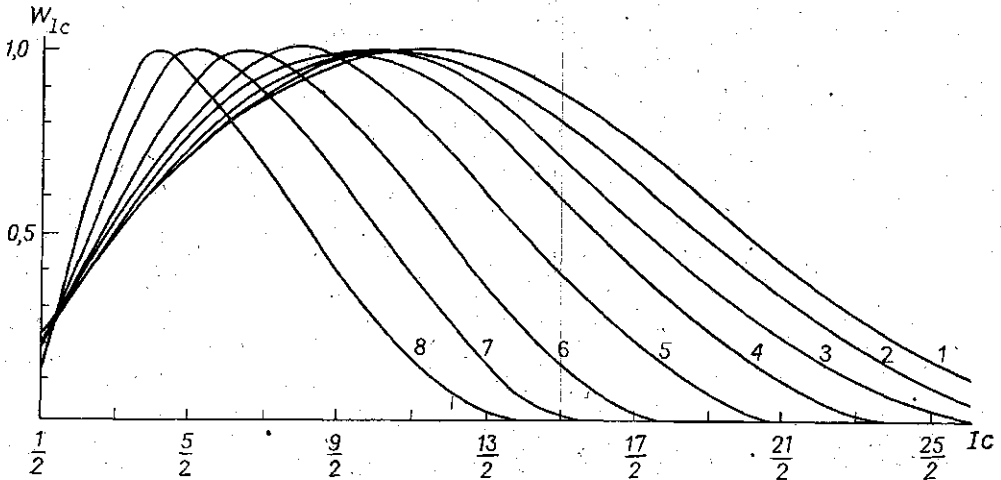


Рис. 5. Относительная вероятность образования компаунд-ядра W_{I_c} с различными моментами I_c при различных энергиях бомбардирующих α -частиц: 1 — $E_\alpha = 24$, 2 — $E_\alpha = 22$, 3 — $E_\alpha = 20$, 4 — $E_\alpha = 18$, 5 — $E_\alpha = 15$, 6 — $E_\alpha = 12$, 7 — $E_\alpha = 10$ и 8 — $E_\alpha = 8$ МэВ

личных энергий бомбардирующих частиц, приведены на рис. 5. При этом предполагалось, что $U_0 = 20$ МэВ, а $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ (см). Аналогичные расчеты проводились и при других значениях U_0 (10 и 40 МэВ) и $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, но оказалось, что изменение U_0 и R гораздо меньше влияет на изомерное отношение, чем выбор величины σ_0 (см. ниже). Как видно из рис. 5, увеличение энергии бомбардирующих частиц резко повышает вероятность образования состояний компаунд-ядра с высокими моментами I_c .

Расчет процесса испарения нейтрона из компаунд-ядра (^{39}K)* производился по статистической модели [12]. Энергия возбуждения компаунд-ядра E_c равна энергии присоединения α -частицы к ^{35}Cl ($E = 7,2$ МэВ) плюс кинетическая энергия α -частицы E_α , а максимальная кинетическая энергия испускаемого нейтрона

$$E_n^{\max} = \varepsilon + E_\alpha - \varepsilon_n,$$

где $\varepsilon_n = 13,09$ МэВ — энергия отрыва нейтрона от ^{39}K . В отличие от работ [1—4], где предполагалось, что все нейтроны вылетают с одной и той же энергией, определяемой температурой ядра θ , в настоящей работе учитывалась возможность вылета нейтронов с любой энергией $0 \leq E_n \leq E_n^{\max}$. Относительная вероятность вылета нейтронов с энергией E_n и образования (^{39}K)* в состоянии с моментом I_1 и энергией возбуждения $E_1 = E_n^{\max} - E_n$ определяется формулой

$$W_1(I_1, E_1) = \rho(I_1, E_1) \sum_{S=|I_1 - \frac{1}{2}|}^{I_1 + \frac{1}{2}} \sum_{I_c=S}^{I_c+S} T_l^{(n)}(E_n) W_{I_c}(E_n), \quad (5)$$

где $T_l^{(n)}(E_n)$ — проницаемость центробежного барьера ядра для нейтрона с орбитальным моментом l (формулы для вычисления $T_l^{(n)}(E_n)$ приведены в [10]), а $\rho(E_1, I_1)$ — плотность уровней с моментом I_1 ядра ^{38}K при энергии возбуждения E_1 . Плотность уровней во всех используемых в настоящее время моделях выражается формулой [12—14]

$$\rho(I_1, E_1) = \rho_0 e^{2\sqrt{aE_1}} e^{-\frac{(I_1 + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}}, \quad (6)$$

где последний множитель определяет спиновую зависимость плотности уровней. В рамках статистической модели энергия возбуждения E_1 связана с температурой θ : $E_1 = a\theta^2$, а $1/\sigma^2 = \hbar^2/J\theta$ или $\sigma^2 = \sigma_0^2$. Значение константы a зависит от числа нуклонов и от размеров ядра, и при использовании обычной зависимости радиуса от массового числа ($1,2 A^{1/3}$ Ф) численно равно для ^{38}K

$$a = 0,0464 A^{2/3} (Z^{1/3} + N^{1/3}) = 2,77 \quad (7)$$

В соответствии с (6) и (7) выражение (5) переписывается в виде

$$W_1(I_1, E_1) = F(I_1, E_1) \sum_{l=0}^{l_{\max}} A_l(I_c, I_1) \Phi_l(E_1) W_{I_c}(E_n), \quad (8)$$

где

$$\Phi_l(E_1) = e^{3,32\sqrt{E_1}} T_l^{(n)}(E_n^{\max} - E_1), \quad (9)$$

$$F(I_1, E_1) = (2I_1 + 1) e^{-\frac{1,660}{2\sigma_0^2} \frac{(I_1 + \frac{1}{2})^2}{\sqrt{E_1}}}, \quad (10)$$

а коэффициенты $A_l(I_c, I_1)$ определяются правилами сложения моментов. Результаты вычислений существенно зависят от предположений о величине фактора обрезаания по спине σ_0 . На рис. 6 представлены вероятности образования

$(^{38}\text{K})^*$ с различными моментами и энергиями возбуждения для энергии бомбардирующих α -частиц 20 МэВ в предположении, что $\sigma_0 = 2,5$. Увеличение σ приводит к более слабому подавлению состояний с более высокими моментами.

Но особенно существенным образом подавление по спине сказывается при расчете каскадных γ -переходов после образования возбужденного состояния ^{38}K . В работах [1—6] делалось предположение о числе γ -квантов в каскаде и об их энергии. В настоящей работе этого предположения не делается. Вероятность $\omega(E_2, I_2; E_1, I_1)$ γ -перехода с испусканием γ -кванта энергии $E_\gamma = E_1 - E_2$ (где E_1 — энергия возбуждения первоначального ядра, E_2 — энергия возбуждения конечного ядра, а I_1 и I_2 — моменты начального и конечного состояний ядра), подсчитывалась в предположении о дипольном характере ($E1$ или $M1$) излучения и бралась в виде:

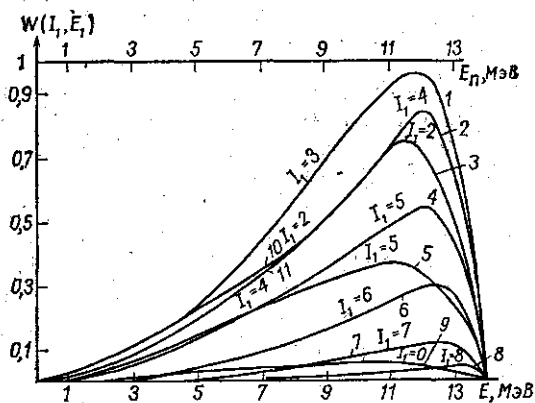


Рис. 6. Относительная вероятность образования различных возбужденных состояний $(^{38}\text{K})^*$ после испускания нейтрона: 1 — $I_1=3$, 2 — $I_1=4$, 3 — $I_1=2$, 4 — $I_1=5$, 5 — $I_1=1$, 6 — $I_1=6$, 7 — $I_1=7$, 8 — $I_1=8$ и 9 — $I_1=9$

$$\omega(E_2, I_1; E_1, I_1) = \frac{F(I_1, E_2) \Phi(E) (E_1 - E_2)^3}{N}, \quad (11)$$

если $I_2 = I_1$;

$$\omega(E_2, I_1 - 1; E_1, I_1) = \frac{F(I_1 - 1, E_2)}{F(I_1, E_2)} \omega(E_2, I_1; E_1, I_1), \quad (12)$$

если $I_2 = I_1 - 1$ и

$$\omega(E_2, I_1 + 1; E_1, I_1) = \frac{F(I_1 + 1, E_2)}{F(I_1, E_2)} \omega(E_2, I_1; E_1, I_1), \quad (13)$$

если $I_2 = I_1 + 1$, где

$$\Phi(E) = e^{3,32\sqrt{E}} \quad (14)$$

и

$$N = \int_1^{E_1} F(I_2, E_2) \Phi(E_2) (E_1 - E_2)^3 dE_2 \left(1 + \frac{F(I_1 + 1, E_2)}{F(I_1, E_2)} + \frac{F(I_1 - 1, E_2)}{F(I_1, E_2)} \right). \quad (15)$$

Полная вероятность испускания дипольного γ -кванта с образованием состояния ^{38}K с энергией возбуждения E_2 и моментом I_2 из любого из возможных начальных состояний (^{38}K)* определяется как

$$\begin{aligned} W_2(E_2, I_2) = & \int_{E_2}^{E_1^{\max}} \omega(E_2, I_2; E_1, I_2) W_1(E_1, I_2) dE_1 + \\ & + \frac{F(I_2, E_2)}{F(I_2 + 1, E_2)} \int_{E_2}^{E_1^{\max}} \omega(E_2, I_2; E_1, I_2 + 1) W_1(E_1, I_2 + 1) dE_1 + \\ & + \frac{F(I_2, E_2)}{F(I_2 - 1, E_2)} \int_{E_2}^{E_1^{\max}} \omega(E_2, I_2; E_1, I_2 - 1) W_1(E_1, I_2 - 1) dE_1. \quad (16) \end{aligned}$$

Нижний предел интегрирования полагался равным единице потому, что мы условно считали, что ниже 1 МэВ нет иных уровней, кроме 0^+ и 3^+ . Вероятность же перехода на эти уровни после испускания первого γ -кванта подсчитывалась по формуле

$$W^{(1)}(0^+) = \int_0^1 \int_{E_2}^{E_1^{\max}} dE_2 dE_1 \frac{F(0, E_2)}{F(1, E_2)} \omega(E_2, 0; E_1, 1) W_1(E_1, 1); \quad (17)$$

$$\begin{aligned} W^{(1)}(3^+) = & \int_0^1 \int_{E_2}^{E_1^{\max}} dE_1 dE_2 \left\{ \omega(E_2, 3; E_1, 3) W_1(E_1, 3) + \right. \\ & \left. + \frac{F(3, E_2)}{F(4, E_2)} \omega(E_2, 3; E_1, 4) W_1(E_1, 4) + \frac{F(3, E_2)}{F(2, E_2)} \omega(E_2, 3; E_1, 2) W_1(E_1, 2) \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Аналогично подсчитывались вероятности перехода в 0^+ и 3^+ состояния после испускания 2 и 3, ..., n γ -квантов. Изомерное отношение определяется как отношение суммы $W^I(0^+) + W^{II}(0^+) + \dots$ к сумме $W^I(3^+) + W^{II}(3^+) + \dots$. Результаты расчетов $\sigma(3^+)/\sigma(0^+)$ приведены на рис. 4 для $\sigma_0 = 2,5$ и 5 (см. кривые 1 и 3). Согласно с экспериментом достигается при $\sigma_0 =$ около 4,5. Это отличается от оценок работы [5],

что связано с тем, что в [5] заранее фиксировалось число γ -квантов в каскаде и их энергия. Наши оценки показывают, что среднее число испускаемых γ -квантов получается существенно больше (от 5 до 6), чем это предполагается в работе [5]. Результаты расчета в некоторой степени зависят от выбранной модели (при этом в основном меняется величина константы a в (6)), однако эффект изменения σ оказывается более сильным.

Приносим благодарность Е. А. Романовскому и И. Б. Теплому за полезные советы и интересные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huizenga J. R., Vandenbosh R. «Phys. Rev.», 1960, 120, 1305.
2. Vandenbosch R., Huizenga J. R. «Phys. Rev.», 1960, 120, 1313.
3. Bishop C. T., Huizenga J. R., Himmel J. P. «Phys. Rev.», 1964, 135, B402.
4. Vandenbosch R., Haskin I., Normann J. C. «Phys. Rev.», 1965, 137, B1134.
5. Büget N., Chackett K. F. «Nucl. Phys.», 1967, A95, 80.
6. Church L. B. «Nucl. Phys.», 1971, 643, A 162.
7. Green D., Richardson J. «Phys. Rev.», 1954, 96, 858; Cline J. E., Chagnon P. R. «Bull. Amer. Phys. Soc.» 1958, 3, N 206.
8. Zidenberger K. H., Scheer J. A. «Z. Phys.», 1960, 158, 11; Jänecke J. «Z. Phys.», 1961, 165, N 1, 94; Stähelin P. «Helv. Phys. Acta», 1953, 26, 691; Kline R., Zaffarano D. J. «Phys. Rev.», 1954, 96, 1620; Mihailovik M. V., Poyh B. «Nucl. Phys.», 1958, 7, 296.
9. Phillips W. R. «Nucl. Phys.», 1964, 60, 544; Phillips E. A., Ames O., Glickstein S. S. «Phys. Rev.», 1965, 138, № 4 B, 773; Ticho H. K. «Phys. Rev.», 1951, 84, 847; Васильев С. С., Джордж Э. Г., Шавтвалов Л. Я. «Изв. АН СССР, сер. физика», 1967, 3, 284; Gallmann A., Aslanides E., Jundt F., Jacobs. «Phys. Rev.», 1969, 186, № 4, 1160; Kavanagh R. W., Gallmann A., Aslanides E., Jundt F., Jackons E. «Phys. Rev.», 1968, 185, № 4, 1426.
10. Бланш Дж., Вейскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., 1955.
11. Лукьянов А. В., Теплов И. Б., Акимова М. К. Таблицы волновых кулоновских функций. М., 1961; Карлис А. Р. Волновые функции Кулона. М., 1969.
12. Bethe H. A. «Rev. Mod. Phys.», 1937, 9, 84; «Phys. Rev.», 1954, 30, 332.
13. Bloch C. «Phys. Rev.», 1954, 93, 1094; Beard B. D., Mc Lellan A. «Phys. Rev.», 1963, 13, 2664; Newton T. D. «Can. J. Phys.», 1956, 34, 804.
14. Sano M., Iamasaki S. «Progr. Theor. Phys.», 1963, 29, 397; Williams F. C. «Nucl. Phys.», 1969, 133, 33; Chang F. S., French J. B., Thio T. H. «Ann. of Phys.», 1971, 66, 137; Berger J. F., Martinot M. «Nucl. Phys.», 1974, A 226, 391.

Поступила в редакцию
10.4 1975 г.
НИИЯФ